

ISSN 1563-034X  
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

# ҚазҰУ ХАБАРШЫСЫ

Физика сериясы

---

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

# ВЕСТНИК КазНУ

Серия физическая

---

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# KazNU BULLETIN

Physics series

---

№1 (56)

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2016



# ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №1 (56)

ISSN 1563-034X  
Индекс 75877; 25877



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

Күәлік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

## ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

**Иманбаева А.К.** (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

## РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

**Рамазанов Т.С.**, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ – ғылыми редактор (Қазақстан)

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

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

**Архипов Ю.В.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

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

**Буркова Н.А.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Boufendi L.**, Орлеан қ. университеті (Франция)

**Ғабдуллин М.Т.**, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби ат. ҚазҰУ (Қазақстан)

**Давлетов А.Е.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Жұмағұлова Қ.Н.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

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

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

**Кукулин В.Л.**, М.В. Ломоносов ат. ММУ (Ресей)

**Оскомов В.В.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Приходько О.Ю.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Rosenblum M.**, Потсдам университетінің Физика және астрофизика институты (Германия)



ҚАЗАҚ  
УНИВЕРСИТЕТІ  
Б А С П А У Й І

## Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

*Гүльмира Шаккозова*

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

## Компьютерде беттеген:

*Айгүл Алдашева*

## Жазылу мен таратуды үйлестіруші

*Мөлдір Өміртайқызы*

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Moldir.Omirtaikyzy@kaznu.kz

## ИБ №9217

Басуға 25.02.2016 жылы қол қойылды.

Пішімі 60x84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>. Көлемі 11 б.т. Офсетті қағаз.

Сандық басылыс. Тапсырыс №538. Таралымы 500 дана.

Бағасы келісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

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

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2016

1-бөлім  
**ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ**

---

Раздел 1  
**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

---

Section 1  
**PLASMA PHYSICS**

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

**Эффективные потенциалы взаимодействия частиц неидеальной двухтемпературной плотной плазмы**

Рассматривается плотная, неидеальная, неизотермическая плазма. Получены новые эффективные экранированные потенциалы взаимодействия с учетом квантовых эффектов дифракции и симметрии. Представлен эффективный потенциал взаимодействия ионов для плазмы с сильно связанной ионной подсистемой и квазиклассической электронной подсистемой. Проведен анализ полученных эффективных потенциалов плазмы. Все полученные формулы применимы как к изотермической плазме, так и к неизотермической плазме.

**Ключевые слова:** неидеальная плазма, экранированные потенциалы взаимодействия, поляризация, неизотермическая плазма.

---

Ramazanov T.S.,  
Moldabekov Zh.A.,  
Gabdullin M.T.

**The effective potentials of interactions of a non-ideal non-isothermal dense plasma**

In this article a dense non-ideal, non-isothermal plasma is considered. New effective screened interaction potentials taking into account quantum-mechanical diffraction and symmetry effects have been obtained. The effective potential of ion-ion interaction in plasmas with strongly coupled ion subsystem and semiclassical electron subsystem is presented. Analysis of the obtained effective potentials are given.

**Key words:** non-ideal plasma, screened interaction potentials, polarization, non-isothermal plasma.

---

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

**Идеал емес және изотермалды емес плазмадағы эффективті әсерлесу потенциалдары**

Бұл жұмыста тығыз идеал емес және изотермалды емес плазма қарастырылды. Жана экрандалған эффективті әсерлесу потенциалдары ванттық эффектерді ескере отырып алынды. Ион-ион әсерлесу эффективті потенциалы электрондар идеал ал иондар идеал емес жағдайында қолданыла алады. Алынған эффективті потенциалдардың анализы жасалды. Алынған нәтижелер изотермалды және изотермалды емес плазма үшін қолданыла алады. негізінде ион-тозаң және тозаң-тозаңның шашырау процестері зерттелді, жеке алғанда

**Түйін сөздер:** идеал емес плазма, экрандалған әсерлесу потенциалдары, поляризация, изотермалды емес плазма.

## **ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДВУХ- ТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ**

### **Введение**

В настоящее время, много экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию свойств неидеальной плазмы сложного состава. К примеру исследования плотной, горячей плазмы важны для понимания эволюции планет и звезд, недра которых находятся в состоянии плотной, неидеальной плазмы [1]. Кроме того, много ожиданий связано с использованием плазмы в реакторах инерционного термоядерного синтеза. Экспериментально плотную неидеальную плазму исследуют методом ударно волнового сжатия [2], используя мощные лазеры [3] и ускорители ионов [4]. Характерной особенностью всех выше упомянутых экспериментов является то, что получаемая плазма, является неизотермической. Причиной тому является большая разница между массой иона и электрона, что затрудняет обмен энергией между ними. Поэтому в ионной и электронной подсистемах равновесие наступает значительно быстрее, чем между ионами и электронами [5]. Для корректного расчета свойств плазмы необходимо выбрать или разработать модель взаимодействия частиц с учетом особенностей и параметров исследуемой системы [6]. Таким образом, необходимо исследование влияния неизотермичности системы на коллективные и квантовые эффекты в плазме и эффективные потенциалы взаимодействия.

### **Потенциалы взаимодействия**

Под плотной плазмой подразумевается плазма, где среднее межчастичное расстояние является сравнимой с тепловой длиной волны частиц де-Бройля.

В плотной плазме высока вероятность столкновений частиц с максимальным сближением, при котором становится важным учет волновой природы сталкивающихся частиц, обусловленная такими квантово-механическими эффектами как дифракция и симметрия. Эти эффекты на малых расстояниях могут быть учтены в парном потенциале взаимодействия частиц или микропотенциале.

Таким образом, первым шагом является выбор парного потенциала взаимодействия между частицами без учета влияния среды, который справедлив при рассматриваемых параметрах плазмы и, как было указано выше, учитывал бы квантовые эффекты дифракции и симметрии на малых расстояниях.

В данной работе в качестве микропотенциала был использован потенциал Дойча, который апробирован во многих работах:

$$\varphi_{\alpha\beta}^{Deutsch}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \left( 1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\alpha\beta}}\right) \right), \quad (1)$$

где  $\alpha, \beta$  – сорта частиц (либо ион либо электрон);  $Z_\alpha, Z_\beta$  – зарядовое число частиц сорта  $\alpha, \beta$ ;  $e$  – заряд электрона;  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{4\pi m_{\alpha\beta} k_B T_{\alpha\beta}}$  – тепловая длина волны де-Бройля для пары частиц  $\alpha, \beta$ ;  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$  – приведенная масса и  $k_B$  – постоянная Больцмана; здесь  $T_{ee} = T_e, T_{ii} = T_i$  – соответственно, температуры электронной и ионной подсистем. Для неизотермической двух температурной плазмы кроме температуры электронов и ионов появляется электрон-ионная температура  $T_{ei}$ . Используя уравнение Орэнштейна-Цернике, показано, что электрон-ионная температура должна быть выражена через температуры электронов и ионов в следующем виде:

$$T_{ei} = \sqrt{T_e T_i}. \quad (2)$$

Таким образом  $T_{\alpha\beta} = \sqrt{T_\alpha T_\beta}$ .

Как безразмерные параметры плазмы используются параметры связи  $\Gamma_{ee}, \Gamma_{ii}, \Gamma_{ei}$  и параметр плотности  $r_s$  которые находятся по формулам:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{ak_B T_e}, \quad \Gamma_{ii} = \frac{Z_i^2 e^2}{ak_B T_i} \left( \frac{n_i}{n_e} \right)^{1/3} = \Gamma_{ee} Z_i^{5/3} \left( \frac{T_e}{T_i} \right),$$

$$\Gamma_{ei} = \frac{Z_i e^2}{ak_B T_{ei}} = \Gamma_{ee} Z_i \sqrt{\frac{T_e}{T_i}}, \quad r_s = a / a_B, \quad (3)$$

здесь  $a = (3 / (4\pi n_e))^{1/3}$  – среднее расстояние между электронами. Отношение  $n_i/n_e$  находится из условия квазинейтральности. Далее будем

рассматривать полностью ионизованную плазму со следующими параметрами: концентрация электронов от  $10^{21} \text{cm}^{-3}$  до  $10^{24} \text{cm}^{-3}$  и температура от  $10^4 \text{K}$  до  $10^6 \text{K}$ . В такой системе предположим, что ионы только одного сорта и  $n_i/n_e = 1/Z_i$ .

Как уже говорилось выше, в целях получения аналитического выражения для эффективного потенциала был использован метод функции диэлектрического отклика, где в качестве микропотенциала был выбран потенциал Дойча (1). Фурье образ такого эффективного потенциала определяется по следующей формуле:

$$\tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) = \tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) \times (\varepsilon(q))^{-1}, \quad (4)$$

где  $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q)$  – Фурье образ микропотенциала взаимодействия (1),  $\varepsilon(q)$  – диэлектрическая проницаемость плазмы в приближении случайных фаз, которая определяется по формуле:

$$\varepsilon_{RPA}(q) = 1 + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{k_B T_\alpha} \tilde{\varphi}_{\alpha\alpha}(q), \quad (5)$$

где  $n_\alpha$  – концентрация частиц сорта  $\alpha$ . Фурье образ потенциала взаимодействия определяется по формуле:

$$\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \varphi_{\alpha\beta}(r) \sin(qr) dr. \quad (6)$$

Тогда для микропотенциала Дойча (1) Фурье образ можно записать в следующем виде:

$$\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi e^2 Z_\alpha Z_\beta}{q^2 (\lambda_{\alpha\beta}^2 q^2 + 1)}. \quad (7)$$

Для диэлектрической проницаемости, подставляя потенциал (7) в формулу (5) в качестве микропотенциала взаимодействия находим:

$$\varepsilon(q) = \frac{q^4 + q^2 \gamma^2 + k_D^2 / \lambda_{ee}^2}{q^2 (q^2 + 1 / \lambda_{ee}^2)}, \quad (8)$$

где  $k_D^2 = k_e^2 + k_i^2$  параметр экранирования с учетом вклада электронов и ионов,  $\gamma^2 = k_i^2 + 1 / \lambda_{ee}^2$ .

Находим Фурье образ эффективного потенциала взаимодействия частиц на основе формул (8), (7) и (4):

$$\tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi e^2 Z_\alpha Z_\beta}{\lambda_{\alpha\beta}^2} \frac{(q^2 + 1/\lambda_{ee}^2)}{(q^2 + 1/\lambda_{\alpha\beta}^2)(q^2 + A^2)(q^2 + B^2)}$$

где постоянные  $A$  и  $B$  равны:

$$A^2 = \frac{\gamma^2}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{2k_D}{\lambda_{ee}\gamma^2} \right)^2} \right),$$

$$B^2 = \frac{\gamma^2}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{2k_D}{\lambda_{ee}\gamma^2} \right)^2} \right).$$

Используя формулу для обратного Фурье преобразования:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty q \tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) \sin(qr) dq, \quad (9)$$

получаем выражение для эффективного потенциала взаимодействия частиц:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \frac{1}{\gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \left( \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - B^2}{1 - B^2 \lambda_{\alpha\beta}^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - A^2}{1 - A^2 \lambda_{\alpha\beta}^2} \right) \exp(-Ar) \right) - \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2 (1 - \delta_{\alpha\beta})}{r (1 + C_{\alpha\beta})} \exp(-r/\lambda_{\alpha\beta}), \quad (10)$$

где  $(2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2 < 1$  и

$$C_{\alpha\beta} = \frac{k_D^2 \lambda_{\alpha\beta}^2 - k_i^2 \lambda_{ee}^2}{\lambda_{ee}^2 / \lambda_{\alpha\beta}^2 - 1}. \quad (11)$$

Эффективный потенциал (10) описывает взаимодействие для всех пар частиц. В последнем члене с правой стороны символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$  был включен формально для указания того, что этот член исчезает для ионно-ионного и электрон-электронного взаимодействия. Символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$

может быть опущен, поскольку для ион-ионного случая  $\lambda_{ii} \rightarrow 0$  и член  $\exp(-r/\lambda_{\alpha\beta})$  стремится к нулю, для электрон-электронного случая согласно формуле (11)  $C_{ee} \rightarrow \infty$  и последний член с правой стороны стремится к нулю.

Таким образом, символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$  избавляет от необходимости делать предельные переходы каждый раз, когда рассматривается ион-ионная или электрон-электронная пара.

Из формулы (10) получаем аналитические выражения для эффективного потенциала электрон-электронного взаимодействия:

$$\Phi_{ee}(r) = \frac{e^2}{(1 + \lambda_{ee}^2 k_i^2) \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \frac{(\exp(-Br) - \exp(-Ar))}{r}, \quad (12)$$

для эффективного потенциала ион-ионного взаимодействия:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i Z_i e^2}{\gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \frac{1}{r} \left( \exp(-Br) \left( \frac{1}{\lambda_{ee}^2} - B^2 \right) - \exp(-Ar) \left( \frac{1}{\lambda_{ee}^2} - A^2 \right) \right). \quad (13)$$

И для эффективного потенциала электрон-ионного взаимодействия:

$$\Phi_{ei}(r) = -\frac{Z_i e^2}{\lambda_{ei}^2 \gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2}} r \left( \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - B^2}{1/\lambda_{ei}^2 - B^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - A^2}{1/\lambda_{ei}^2 - A^2} \right) \exp(-Ar) \right) + \frac{e^2}{r} \frac{1}{1 + C_{ei}} \exp(-r/\lambda_{ei}) \quad (14)$$

Полученные потенциалы удовлетворяют всем предельным переходам. В случае отсутствия экранирования  $k_D \rightarrow 0$ ,  $k_i \rightarrow 0$ ,  $k_e \rightarrow 0$ , формулы (12), (13) и (14) равны соответственно:

$$\begin{aligned} \Phi_{ee}(r) &= \frac{e^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_{ee})), \\ \Phi_{ii}(r) &= \frac{Z_i Z_i e^2}{r}, \\ \Phi_{ei}(r) &= -\frac{Z_i e^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_{ei})), \end{aligned}$$

что совпадает с микروпотенциалами, которые использованы как исходные. Когда  $\lambda_{ee} \rightarrow 0$ ,  $\lambda_{ei} \rightarrow 0$  выражение для эффективного потенциала формула (10) переходит в формулу для экранированного потенциала Дебая без учета квантовых эффектов:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \exp(-rk_D).$$

В случае, когда  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2$  становится больше единицы в формуле (10) появляется мнимая единица. Поскольку эффективный потенциал взаимодействия (10) всегда вещественный, для случая  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 > 1$  удобно использовать формулу (10) в преобразованном виде без мнимой единицы, в виде:

$$\sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2} = \sqrt{-1} \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}.$$

В этом случае нетрудно показать, что эффективный потенциал (10) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta}(r) &= \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \frac{d_{\alpha\beta}}{\gamma^2 \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}} \sin(\sqrt{k_D / \lambda_{ee}} \sin(\omega/2) r + \theta_{\alpha\beta}) \exp[-r \sqrt{k_D / \lambda_{ee}} \cos(\omega/2)] - \\ &\quad - \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2 (1 - \delta_{\alpha\beta})}{r} \frac{1}{1 + C_{\alpha\beta}} \exp(-r/\lambda_{\alpha\beta}) \end{aligned} \quad (15)$$

где  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 > 1$  и постоянные  $d_{\alpha\beta}$ ,  $\theta_{\alpha\beta}$ ,  $\omega$  определяются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} d_{\alpha\beta} &= \sqrt{a_{\alpha\beta}^2 + b_{\alpha\beta}^2}, \quad \theta_{\alpha\beta} = \arctan(b_{\alpha\beta} / a_{\alpha\beta}), \quad \omega = \arctan \left[ \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1} \right], \\ a_{\alpha\beta} &= \frac{2(1/\lambda_{ee}^2 - \gamma^2/2)(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2) + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^2 ((2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1)}{(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2)^2 + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^4 (4k_D^2 / \lambda_{ee}^2 \gamma^4 - 1)/4}, \\ b_{\alpha\beta} &= \frac{\gamma^2 (1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / \lambda_{ee}^2) \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}}{(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2)^2 + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^4 (4k_D^2 / \lambda_{ee}^2 \gamma^4 - 1)/4}. \end{aligned}$$

На рисунках 1-4 приведены графики для эффективных потенциалов (10) – (15) по сравнению с потенциалами Дойча (1) и Дебая для различных типов взаимодействия. Здесь  $\Gamma_{ee}=\Gamma_{ii}=\Gamma_{ei}=\Gamma$ . Из рисунка видно, что вследствие учета коллективных эффектов и волновой природы электронов, эффективные потенциалы для электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействия экранированы на больших расстояниях и конечны – на малых, соответственно. Эффективный ион-ионный потенциал взаимодействия также экранирован на больших расстояниях, но как следствие учета волновой природы электронов экранировка немного слабее по сравнению с потенциалом Дебая.

Найденные эффективные потенциалы взаимодействия (10) и (15) могут быть использованы для многокомпонентной плотной слабо-неидеальной двух температурной плазмы с параметрами неидеальности меньше единицы  $\Gamma_{ii}<1, \Gamma_{ee}<1$ .

Так же, в случае когда ионная подсистема является сильно связанной  $\Gamma_{ii}>1$ , а электронная слабо неидеальной или идеальной  $\Gamma_{ee}\ll 1$ , тогда  $k_i=0$  и можно использовать эффективные потенциал (13) для исследования сильно связанной однокомпонентной плазмы ионов на фоне квазиклассической слабосвязанной плазмы электронов.

В этом случае эффективный потенциал взаимодействия ионов имеет следующий вид:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2}} \left( \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2} \right) \exp(-Ar) \right), \quad (16)$$

при условии  $(2k_e\lambda_{ee})^2 < 1$  и

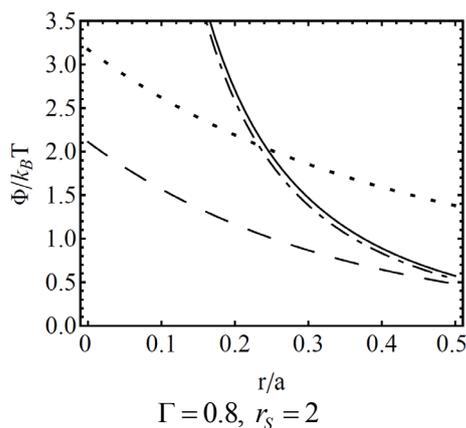


Рисунок 1 – Потенциалы взаимодействия  
 Сплошная линия формула (13) для  $i-i$  пары, пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, пунктирная линия формула (12), точечная линия микропотенциал (1).

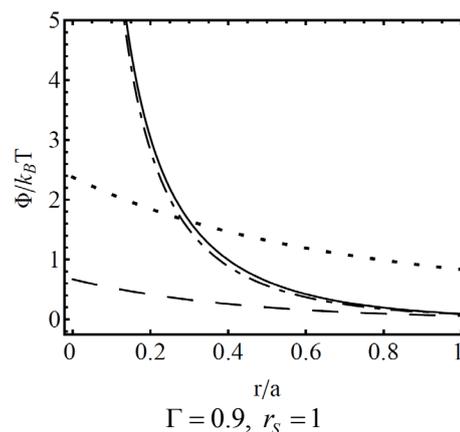


Рисунок 2 – Потенциалы взаимодействия  
 Сплошная линия формула (15) для пары  $i-i$ , пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, пунктирная линия формула (15) для пары  $e-e$ , точечная линия микропотенциал (1)

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r} \frac{2k_e\lambda_{ee}}{\sqrt{(2\lambda_{ee}k_e)^2 - 1}} \sin\left(\sqrt{k_e/\lambda_{ee}} \sin(\omega/2)r + \theta_{ii}\right) \exp[-r\sqrt{k_e/\lambda_{ee}} \cos(\omega/2)], \quad (17)$$

при условии  $(2k_e\lambda_{ee})^2 > 1$ .

В формулах (16) и (17) постоянные коэффициенты равны:

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda_{ee}^2} (1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2}), \quad A^2 = \frac{1}{2\lambda_{ee}^2} (1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2}),$$

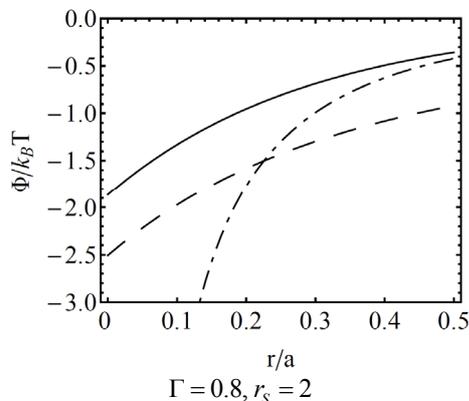
$$\omega = \theta_{ii} = \arctan(\sqrt{4\lambda_{ee}^2 k_e^2 - 1}).$$

Таким образом, эффективные потенциалы (16) и (17) могут быть использованы для моделирования методами молекулярной динамики, Монте Карло или для расчета тормозной способности плазмы с сильно неидеальной ионной компонентой при условии  $\Gamma_{ee} < 1$ .

Нужно заметить, что формулы (16) и (17) описывают один и тот же эффективный потенциал взаимодействия (как и формулы (10) и (15)). Потенциал (16) переходит в (17) при замене  $\sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2} = i\sqrt{4\lambda_{ee}^2 k_e^2 - 1}$  и обратно. При условии  $4\lambda_{ee}^2 k_e^2 = 1$ , (16) и (17) приобретают один и тот же, особо простой вид:

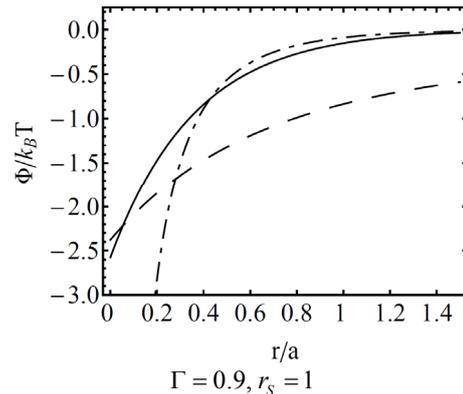
$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r} \left( 1 + \frac{r}{2\sqrt{2}\lambda_{ee}} \right) \exp\left(-\frac{r}{\sqrt{2}\lambda_{ee}}\right), \quad (18)$$

используя безразмерные параметры условие  $4\lambda_{ee}^2 k_e^2 = 1$  можно записать как  $\Gamma_{ee} = \sqrt{\pi r_s / 6}$ .



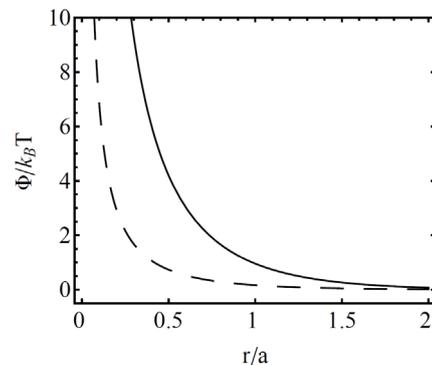
Сплошная линия формула (14), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая; точечная линия микрopotенциал (1).

**Рисунок 3** – Эффективные потенциалы взаимодействия электронов с ионами



Сплошная линия формула (15), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, точечная линия микрopotенциал (1).

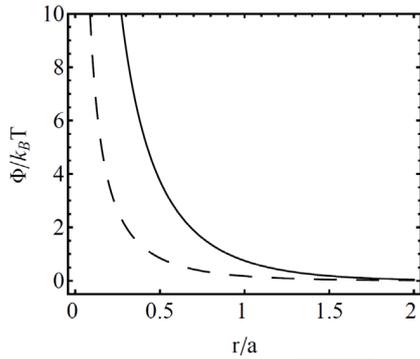
**Рисунок 4** – Эффективные потенциалы взаимодействия электронов с ионами



Сплошная линия формула (17), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая.

**Рисунок 5** – Эффективные потенциалы взаимодействия ионов

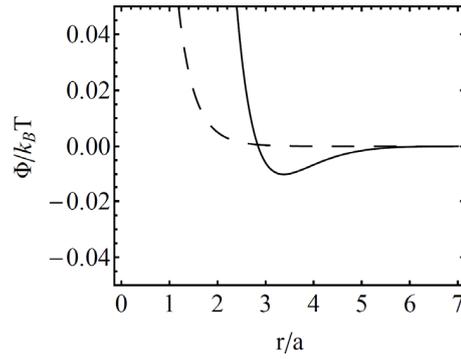
На рисунках 5-7 приведены графики потенциалов (17), (18) и потенциала Дебая  $\varphi_D = Z_i^2 \exp(-rk_e)/r$ . Как видно из рисунков эффект ослабления экранировки вследствие учета квантовых эффектов выражен еще сильнее.



$$\Gamma_{ii} = 4, r_S = 2, \Gamma_{ee} = \sqrt{\pi r_S / 6}$$

Сплошная линия формула (18), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая

**Рисунок 6** – Эффективные потенциалы взаимодействия ионов



$$\Gamma_{ii} = 10, \Gamma_{ee} = 0.8, r_S = 0.4$$

Сплошная линия эффективный потенциал взаимодействия ионов (17), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая.

**Рисунок 7** – Эффективные потенциалы взаимодействия

### Заключение

Используя метод функции диэлектрического отклика и потенциал взаимодействия с учетом проявления волновой природы электрона на малых межчастичных расстояниях, получены эффективные потенциалы взаимодействия частиц для неиде-

альной плотной электрон-ионной плазмы. Полученные эффективные потенциалы могут быть использованы как для неизотермической, так и для изотермической плазмы. Так же предложен эффективный потенциал взаимодействия ионов для плазмы с сильнонеидеальной ионной подсистемой ионных и квазиклассической слабонеидеальной электронной подсистемой.

### Литература

- 1 French M. et al. Ab initio simulations for material properties along the jupiter adiabat // *Astrophys. J. Suppl. S.* – 2012. – Vol. 202. – P. 5.
- 2 Fortov V.E., Yakubov I.N. *Physics of nonideal plasma.* – New York: Hemisphere. – 1989.
- 3 Lower T. et al. Uniform Multimegabar Shock Waves in Solids Driven by Laser-Generated Thermal Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72.– No. 20. – P. 3186 .
- 4 Tahir N.A. et al., Generation of plane shocks using intense heavy ion beams: Application to Richtmyer-Meshkov instability growth studies // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18. – P. 032704.
- 5 Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика.* М.: Физматлит, 2002. – 536 с.
- 6 Lyon M., Bergeson S.D., and Murillo M.S. Limit of strong ion coupling due to electron shielding // *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 87. – P. 033101.

### References

- 1 M. French et al., Ab initio simulations for material properties along the jupiter adiabat // *Astrophys. J. Suppl. S.* – 2012. – Vol. 202. – P. 5.
- 2 V.E. Fortov, I.N. Yakubov, *Physics of nonideal plasma* – New York: Hemisphere. – 1989.
- 3 T. Lower et al., Uniform Multimegabar Shock Waves in Solids Driven by Laser-Generated Thermal Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72.– No. 20. – P. 3186 .
- 4 Tahir N.A. et al., Generation of plane shocks using intense heavy ion beams: Application to Richtmyer-Meshkov instability growth studies // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18. – P. 032704.
- 5 E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii , *Physical Kinetics* – Moscow : Phymathlit. – 2002. – 536 p.
- 6 M. Lyon, S.D. Bergeson, and M.S. Murillo, Limit of strong ion coupling due to electron shielding // *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 87.– P. 033101.

Үсенов Е.А., Габдуллин М.Т.,  
Досболаев М.К., Данияров Т.Т.,  
Рамазанов Т.С.

**Электрические и оптические  
свойства диэлектрического  
барьерного разряда**

В данной работе приведены результаты исследования оптических и электрических характеристик диэлектрического барьерного разряда при электродных конфигурациях плоскость – плоскость и плоскость – острие. Исследована динамическая вольт-амперная характеристика разряда при разных конфигурациях электродов. Методом оптико-эмиссионной спектроскопии был получен спектр плазмы воздуха диэлектрического барьерного разряда. Из результатов измерения разрядного тока видно, что барьерный разряд горит в стримерном режиме и применение острого электрода приводит к уменьшению стримерных каналов и микрозарядов. Спектр плазмы воздуха показал наличие активных компонентов и радикалов, которые могут быть применены для обработки живых тканей и материалов.

**Ключевые слова:** диэлектрический барьерный разряд, электрические и оптические свойства, острые электроды, спектр плазмы.

---

Ussenov Y.A., Gabdullin M.T.,  
Dosbolayev M.K., Daniyarov T.T.,  
Ramazanov T.S.

**Investigation of electrical and  
optical properties of dielectric  
barrier discharge**

In this paper the results of optical and electrical characteristics of dielectric barrier discharge are presented where were used plane to plane and pin to plane electrode configurations. The dynamic current-voltage characteristics of discharge at different electrode configurations were investigated. The plasma spectrum of air of dielectric barrier discharge was obtained by optical emission spectroscopy method. The results of measurement of the discharge current showed that the barrier discharge generated in the streamer mode and used pin electrode reduces the streamer channels and micro discharges. The plasma spectrum of air showed active components and radicals which can be used for treatment of living tissues and materials.

**Key words:** dielectric barrier discharge, electrical and optical properties, pin – to – plane electrodes, plasma spectrum.

---

Үсенов Е.А., Габдуллин М.Т.,  
Досболаев М.К., Данияров Т.Т.,  
Рамазанов Т.С.

**Диэлектрлік барьерлік  
разрядтың оптикалық және  
электрлік қасиеттері**

Берілген жұмыста жазықтық-жазықтық және үшкір сым – жазықтық электрод конфигурацияларындағы диэлектрлік барьерлік разрядтың электрлік және оптикалық қасиеттерін зерттеу нәтижелері келтірілген. Разрядтың динамикалық вольт-амперлік сипаттамасының электрод геометриясына тәуелділігі зерттелген. Эмиссиялық спектроскопия әдісімен ауадағы барьерлік разряд плазмасының спектрі алынған. Разряд тоғын өлшеу нәтижелері плазманың стримерлік режимде пайда болатынын және үшкір электродты қолдану стримерлік каналдардың (микроразрядтардың) азаюына алып келетіндігін көрсетті. Оптикалық диагностика нәтижесі плазма құрамында материалдар беті мен тірі ұлпаларды өңдеуге қажетті активті радикалдар мен химиялық компоненттердің бар екендігін көрсетті.

**Түйін сөздер:** диэлектрлік барьерлік разряд, электрлік және оптикалық қасиеттер, үшкір электродтар, плазма спектрі.

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И  
ОПТИЧЕСКИЕ  
СВОЙСТВА  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА****Введение**

Диэлектрический барьерный разряд (ДБР) – это разряд, который получают при атмосферном давлении между двумя металлическими электродами один из которых покрыт диэлектриком [1]. В последние десятилетия низкотемпературная плазма барьерного разряда широко используется для обработки живых тканей и для уничтожения раковых клеток [2, 3], для стерилизации инструментов, упаковок и семян разных культур [4], для улучшения поверхностных свойств полимерных и текстильных материалов, а так же для нанесения разных тонкопленочных покрытий и осадений [5]. Важную роль при получении плазмы атмосферного давления в диэлектрическом барьерном разряде играет форма металлических и диэлектрических электродов. В частности, существуют конфигурации как «плоскость-плоскость», «острие-плоскость», «поверхностное расположение электродов», «коаксиальное расположение электродов» и т.д. Система электродов барьерного разряда определяет основные электрические, оптические и энергетические свойства барьерного разряда. В работе [6] экспериментально исследован коронный разряд переменного тока с барьерным электродом. Один из электродов имел плоскую геометрию и был покрыт диэлектриком, тогда как второй электрод был в форме острия. Эксперименты были проведены при атмосферном давлении в среде воздуха, гелия, аргона и азота. Результаты показали, что при применении электрода в форме острия пробивное напряжение падает по сравнению с обычным барьерным разрядом, но ток значительно увеличивается. Разные режимы разряда при геометрии электродов плоскость-острие были исследованы в работе [7]. Различные режимы разряда были получены при приложенных напряжениях 3 кВ и 6 кВ и в отрицательных и положительных полупериодах. Было показано, что микро-глюющий разряд имеет иерархическую структуру, такую же как в тлеющем разряде низкого давления. В работе [8] характеристики модифицированного диэлектрического барьерного разряда (то есть, геометрия плоскость-острие) в среде гелия были изучены в зависимости от приложенного напряжения переменного тока, воздушного за-

зора между электродами и плотностью электродов в виде острия. Была исследована потребляемая мощность разряда при разных плотностях острых контактов высоковольтного электрода. В статье [9] изучена статическая вольт-амперная характеристика барьерного разряда с электродной конфигурацией плоскость-острие и было показано, что ток разряда уменьшается с увеличением межэлектродного расстояния. В работе [10] на основе уравнения непрерывности и уравнении Пуассона для электрического поля составлена двумерная модель барьерного разряда азота для геометрии острие-плоскость. Результаты численного анализа показывают, что характеристики разряда определяются распределением переменного электрического поля, которое большую часть периода велико в области электрода острия, что обусловлено его кривизной. Разные геометрии электродов реактора барьерного разряда были использованы в работе [11] для диссоциации молекул углекислого газа. Применение конфигурации электродов острие-плоскость показало значительную энергоэффек-

тивность по сравнению с геометрией электродов плоскость-плоскость.

Исследование барьерного разряда при разной геометрии электродов дает новые результаты для оптимизации режимов горения разряда и позволяет увеличить эффективность и продуктивность применения плазмы атмосферного давления ДБР в разных приложениях.

### Экспериментальная установка

В процессе разработки экспериментальной установки на основе диэлектрического барьерного разряда были собраны две конфигурации электродной системы. Первая состоит из двух плоских электродов, один из которых покрыт диэлектрическим материалом. Во второй конфигурации заземленный электрод заменен металлическим стержнем с острым наконечником. За счет этого достигается эффект короны. Ниже на рисунке 1 приведены общая схема экспериментальной установки и принципиальные схемы электродных систем барьерного разряда.

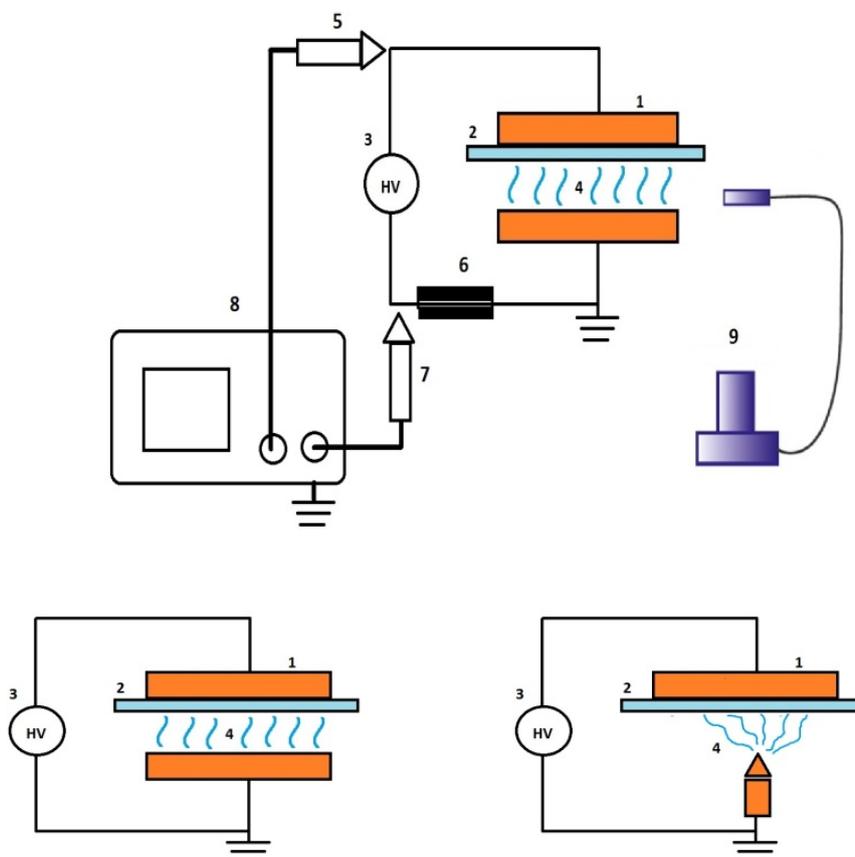


Рисунок 1 – Экспериментальная установка и конфигурации электродов ДБР

В качестве плоских электродов использовался медный цилиндр с диаметром  $d=45$  мм, толщиной  $l = 4,5$  мм. На поверхности плоского электрода было расположено кварцевое стекло с диаметром  $d=75$  мм, толщиной  $l = 6$  мм и с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 3,5$ . В качестве высоковольтного электрода в случае конфигурации острие-плоскость использовался острый металлический стержень длиной  $l=28$  мм и диаметром  $d = 8$  мм. Межэлектродное расстояние во всех экспериментах составляет 2 мм. Для получения плазмы высоковольтное напряжение синусоидальной формы с амплитудой до 15 кВ и частотой до 20 кГц подавалось из высоковольтного источника питания. Приложенное напряжение измерялось с помощью цифрового осциллографа LeCroy через высоковольтный щуп Tektronix P6015, а ток регистрировался через низковольтный щуп LeCroy и шунтовый резистор с номиналом 100 Ом. Для измерения вольт-кулоновской характеристики резистор был заменен на высоковольтный конденсатор с емкостью 68 пФ.

Для измерения оптических характеристик был использован оптико-эмиссионный спектрометр Solar Systems. Спектрометр состоит из оптической системы собранной в единый блок для регистрации сигнала, оптического волокна для передачи излучения и из самого спектрометра. Далее полученный сигнал обрабатывался через персональный компьютер. Для визуального наблюдения за разрядом была использована CCD камера с частотой 25 кадров/секунд.

### Результаты экспериментов

После подачи высоковольтного синусоидального напряжения на плоские электроды между диэлектрической поверхностью и металлом образуется разряд в стримерном режиме.

Как видно из рисунка 2 разряд состоит из множества микроканалов (или стримеров) по которому переносится ток разряда. Обычно при случае, когда только один из электродов покрыт диэлектриком, ширина микроканала в области диэлектрического барьера больше чем на поверхности металлического электрода. На рисунке 3 приведены динамические вольт-амперные характеристики разряда при постоянном напряжении в 15 кВ и разной геометрии электродов. Верхний рисунок соответствует геометрии электродов «плоскость-плоскость», тогда как нижний соответствует геометрии электродов «плоскость-острие».

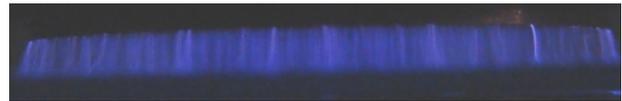


Рисунок 2 – ДБР в рабочем режиме при геометрии электродов «плоскость-плоскость»

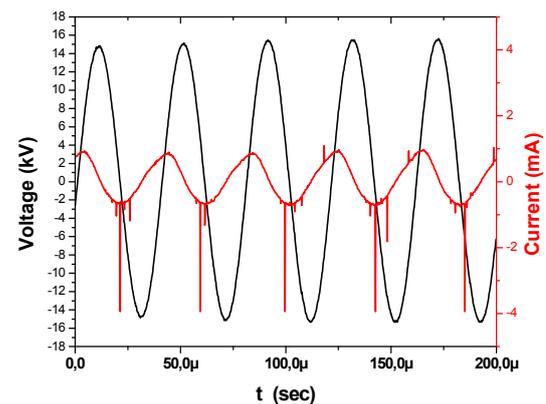
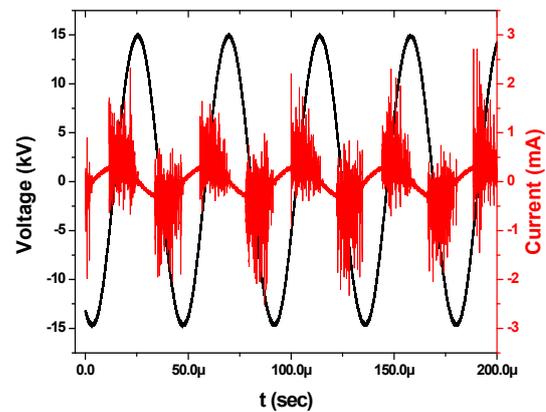
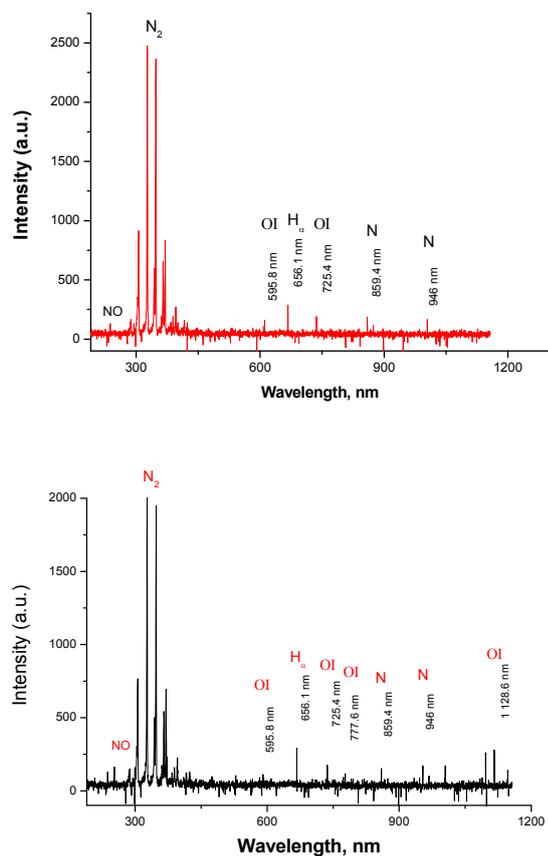


Рисунок 3 – Динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда: верхний-геометрия электродов «плоскость-плоскость», нижний – геометрия электродов «плоскость-острие»

Из осциллограммы тока видно, что при плоских электродах наблюдается множество пиков в начале каждого полупериода напряжения. Данные мульти пики соответствуют множеству микро-разрядам (стримерам) в разрядном промежутке. В случае, когда заземленный плоский металлический электрод заменен острым электродом на осциллограмме тока видны только единичные импульсы, которые соответствуют одиночному стримерному каналу. Надо отметить, что ток, протекающий через этот канал, относительно большой и составляет около 4 мА, тогда как в случае плоских электродов и множестве микро-разрядов

ток не превышает 2,5 мА. Так же видно, что при геометрии электродов «плоскость-острие» ток проходит через межэлектродный промежуток только в отрицательном полупериоде напряжения, что связано с эффектом накопления заряда на поверхности электродов.



**Рисунок 4** – Спектр плазмы воздуха при приложенном напряжении разряда 15 кВ. Верхний – плоские электроды, нижний – один из электродов в виде острия

Для определения активных химических компонентов барьерного разряда был измерен спектр плазмы воздуха в диапазоне волн от 200 нм до 1200 нм при приложенном постоянном напряжении в 15 кВ и при атмосферном давлении. Результаты показали наличие линий азота и кислорода. Основными активными компонентами в плазме является  $N_2$  и  $N_2^+$  и атомарный кислород. Также, есть соединения NO и OH. Данные спектры являются ключевыми при обработке живых тканей, клеток и оказывают дезинфицирующий эффект. На рисунке 4 показаны спектры плазмы, полученные при геометрии электродов «плоскость – плоскость» (верхний график) и «плоскость – острие» (нижний график). Интенсивность линий  $N_2$  при геометрии «плоскость – плоскость» незначительно выше чем спектральные линии при применении острого электрода.

### Заключение

Исследована динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда и спектры плазмы воздуха при электродных конфигурациях плоскость – плоскость и плоскость – острие. Показано, что применение острого электрода способствует уменьшению стримерных каналов и протеканию основного тока только в отрицательном полупериоде напряжения. Результаты оптико-эмиссионной спектроскопии показали уменьшение интенсивности при геометрии электродов «плоскость-острие». Полученные экспериментальные данные могут быть полезны при исследовании физических процессов в ДБР при разной комбинации геометрии электродов.

### Литература

- 1 Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W. From ozone generators to flat television screens: History and future potential of dielectric-barrier discharges // *Pure Appl. Chem.* – 1999. – Vol. 71(10). – P. 1819-1828.
- 2 Park Y., Park S.J., Choi M.Y., Koo I.G., Byun J.H., Hong J.W., Sim J.Y., Collins G.J and Lee J.K. Atmospheric-pressure plasma sources for biomedical applications // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2012. – Vol. 21(4). – P. 043001.
- 3 Michael K. Plasma for cancer treatment // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 24. – P. 033001.
- 4 Lakshman K. R., Gerard J. J. B. de Groot Non-Thermal Plasma Treatment of Agricultural Seeds for Stimulation of Germination, Removal of Surface Contamination and Other Benefits: A Review // *Plasma Process. Polym.* – 2015. – Vol. 12. – P. 608–623.
- 5 Zhao P., Zheng W., Watanabe J., Meng Y.D., Nagatsu M. Highly Conductive Cu Thin Film Deposition on Polyimide by RF-Driven Atmospheric Pressure Plasma Jets under Nitrogen Atmosphere // *Plasma Process. Polym.* – 2015. – Vol. 12. – P. 431–438.
- 6 Akishev Yu.S., Dem'yanov A.V., Karal'nik V.B., Monich A.E., and Trushkin N.I. Comparison of the AC barrier corona with DC positive and negative coronas and barrier discharge // *Plasma Physics Reports.* – 2003. – Vol. 29(1). – P. 82–91.
- 7 Zhe Yu, Zhang Zhi-Tao, Qing-Xuan Yu, Xu Shao-Jie, Yao Jing, Bai Min-Dong, Tian Yi-Ping, Liu Kai-Ying. Atmospheric pressure streamer and glow-discharge generated alternately by pin-to-plane dielectric barrier discharge in air // *Acta Phys. Sin.* – 2012. – 61(19). – P. 195202.
- 8 Yong-Hyuk Lee, Geun-Young Yeom // *Journal of the Korean Physical Society.* – 2005. – Vol. 47(1). – P.74-78.

9 Dineff P. and Gospodinova D. Electrode Configurations and Non-uniform Dielectric Barrier Discharge Properties // *Facta univers., ser.: elec. energ.* – 2009. – Vol. 22(2). – P.217-226.

10 Коданова С.К., Кенжебекова А.И. Математическое моделирование барьерного разряда геометрии острие-плоскость в азоте // *Вестник КазНУ, серия физическая.* – 2014. – № 4(51). – С.90-95.

11 Guaitella O., Douat C., Ponduri S., Brehmer F., Welzel S., M.C.M. van de Sanden, Engeln R. Role of surfaces in CO<sub>2</sub> conversion with dielectric barrier discharges // 42nd European Physical Society Conf. on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22nd–26th June 2015. – P 1.303.

#### References

- 1 Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W. // *Pure Appl. Chem.*, 1999, Vol. 71(10), P. 1819-1828.
- 2 Y. Park, S. J. Park, M. Y. Choi, I. G. Koo, J. H. Byun, J. W. Hong, J. Y. Sim, G. J. Collins and J. K. Lee. // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2012, 21, 043001.
- 3 Michael K. // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2015, 24, 033001.
- 4 Lakshman K. R., Gerard J. J. B. de Groot, *Plasma Process. Polym.*, 2015, 12, 608–623.
- 5 P. Zhao, W. Zheng, J. Watanabe, Y. D. Meng, M. Nagatsu // *Plasma Process. Polym.*, 2015, 12, 431–438.
- 6 Yu. S. Akishev, A. V. Dem'yanov, V. B. Karal'nik, A. E. Monich, and N. I. Trushkin // *Plasma Physics Reports*, 2002, 29(1), 82–91.
- 7 Yu Zhe, Zhang Zhi-Tao, Yu Qing-Xuan, Xu Shao-Jie, Yao Jing, Bai Min-Dong, Tian Yi-Ping, Liu Kai-Ying, // *Acta Phys. Sin.*, 2012, 61(19), 195202.
- 8 Yong-Hyuk Lee, Geun-Young Yeom // *Journal of the Korean Physical Society*, 2005, 47 (1), 74-78.
- 9 P. Dineff and D. Gospodinova // *Facta universitatis, ser.: elec. energ.*, 2009, 22(2), 217-226.
- 10 S.K. Kodanova, A.I. Kenzhebekova // *Vestnik of KazNU (in russian)*, 4(51), 2014, 90-95.
- 11 O. Guaitella, C. Douat, S. Ponduri, F. Brehmer, S. Welzel, M.C.M. van de Sanden, R. Engeln, // 42nd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22nd – 26th June 2015, p 1.303.

Zhukeshov A.M., Pak S.P.,  
Gabdullina A.T.,  
Amrenova A.U., Shigayeva G.G.

**Structure and micro hardness  
of iron alloys after pulse plasma  
flows processing**

The phase structure of surfaces of steel samples, modified by pulse-plasma processing, was analyzed using XRD and metallographic methods. It has been shown, that after pulse plasma processing under different conditions a modified structure consisting of three new phases, including austenite, iron nitride and carbide, is formed. The dependence of phase transition and micro hardness on plasma flow parameters has been studied. A sharp decrease in the dimensions of ferrite crystallites after the impact of plasma flow is observed. The main purpose of hardening of carbon steel samples is formation of nano-dimension ferrite with oriented iron carbide on grains. Pulse plasma accelerators are effective sources of plasma streams. To take such plasma streams it is used in researches in thermo-nuclear power and in processing of materials with the purpose to improve properties of materials. PPA appeared earlier than other accelerators and made a contribution to development and use of plasma accelerators in different spheres of science and equipment. Sense of technical use of plasma accelerators that with their help it is possible to take a stream of particles the having wide range of speed and energy.

**Key words:** structure, surface, pulse plasma, mixed surface, micro hardness, flow.

Жүкешов Ә.М., Пак С.П.,  
Ғабдуллина А.Т.,  
Әмренова Ә.У., Шиғаева Г.Г.

**Темір құймалардың импульстік  
плазма ағындарымен өңдеуден  
кейінгі құрылымы және  
микроқаттылығы**

Импульстік плазмалық үдеткіштер (ИПУ) плазмалық ағындардың тиімді көздері болып табылады. Мұндай плазмалық ағындарды алу термоядролық энергетикадағы зерттеулерде және материалдардың бетін өңдеу кезінде қасиеттерін жақсарту мақсатында қолданылады. ИПУ басқа үдеткіштерге қарағанда ерте пайда болды және ғылым мен техниканың әртүрлі аймақтарында плазмалық үдеткіштердің дамуы мен қолданылуына зор ықпалын тигізді. Плазмалық үдеткіштердің техникалық қолданылуының маңызы, олардың көмегімен кең диапазондағы жылдамдық пен энергиясы бар бөлшектер ағынын алуға болатындығы. Импульстік плазмамен өңдеуден өзгерген темір үлгілердің беттерінің фазалық құрылымы XRD-ді және металлографтық әдісті қолдану арқылы талданды. Бұл, әртүрлі шарттарда импульстік плазмамен өңдеуден кейін аустенит, темір нитриті және карбидті қосқандағы үш жаңа фазадан тұратын өзгерген құрылым түзілетінін көрсетті. Ағынның плазмалық параметрлеріндегі фазаның және микроқаттылықтың ауысуының тәуелділігі зерттелді. Плазмалық ағынмен әсерлесуден кейін феррит кристалдарының мөлшерлерінде күрт төмендегені байқалады. Көміртекті темір үлгілерді берік қылудың басты мақсаты ферриттің түйірдегі темір карбидіне бағытталған нано өлшемдерін қалыптастыру.

**Түйін сөздер:** құрылым, бет, импульстік плазма, аралас бет, микроқаттылық, ағын.

Жукешов А.М., Пак С.П.,  
Габдуллина А.Т.,  
Амренова А.У., Шигаева Г.Г.

**Структура и микротвердость  
железных сплавов после  
обработки потоками  
импульсной плазмы**

Структура фазы поверхностей стальных образцов, измененных обработкой импульсной плазмы, была проанализирована используя XRD и металлографические методы. Это показало, что после импульсной плазмы обрабатываемой при различных условиях, измененная структура, состоящая из трех новых фаз, включая аустенит, нитрит железа и карбид, изменяется. Зависимость перехода фазы и микро твердости на плазменных параметрах потока была изучена. Наблюдается острое уменьшение в размерах ферритовых кристаллитов после воздействия плазменного потока. Главная цель укрепления образцов углеродистой стали является формированием нано измерения феррита с ориентированным карбидом железа на зерне. Импульсные плазменные ускорители являются эффективными источниками плазменных потоков. Брать таких плазменных потоков используется в исследованиях в термоядерной энергетике и в обработке материалов с целью улучшить свойства материалов. ИПУ появился раньше чем другие ускорители и внес вклад в развитие и применение плазменных ускорителей в разных сферах науки и техники. Смысл технического применения плазменных ускорителей в том, что с их помощью можно взять поток частиц имеющий широкий диапазон скорости и энергии.

**Ключевые слова:** структура, поверхность, импульсная плазма, смешанная поверхность, микротвердость, поток.

**STRUCTURE AND  
MICRO HARDNESS OF  
IRON ALLOYS AFTER  
PULSE PLASMA FLOWS  
PROCESSING****Introduction**

The pulse plasma processing, as one of the ways of high-energy impact on surfaces of materials, is a promising method of creation of materials with given properties. This method enables us to combine thermal influence of hot plasma with doping by the particles of the plasma flow. Today, the most important applications of pulsed plasma processing (PPP) are: formation of p-n junctions, doping of steels with nitrogen combined with simultaneous surface recrystallization, preparation of mixed surface layers on metals and ceramics, formation of surface alloys, and a pretreatment (cleaning) of metals and ceramics for the PVD coatings [1-4].

One of the most important technological applications of the PPP process is hardening of metal surface. In [5] the authors presented the results of investigations of properties of the modified surface layer treated by nitrogen plasma flows, with parameters varied in a wide range (several devices were used): time duration  $\tau = 1-100 \mu\text{s}$ , plasma flow energy density  $E = 2-30 \text{ J/cm}^2$ , energy of particles  $W = 0.4-10 \text{ keV}$ . Based on the experimental results, the authors concluded that changes in the surface structure do not noticeably depend on changes in particle energy and pulse duration, but depend on the energy density applied to the sample surface. However, these investigations do not fully describe physical processes in the materials.

As it is shown in [6], the pulse plasma accelerator "CPA-30" with a coaxial system of electrodes provides high power supply ( $C=75 \mu\text{F}$ ,  $U=30 \text{ kV}$ ) for melting the surface of metal alloys after plasma flow treatment. However, physical properties of processed materials change only under certain regimes of plasma flow, as high density of the energy flow can cause not only improvements of properties, but also destruction of the material. Therefore, the correct choice of processing regimes plays an important role in targeted treatment of material surface. In the "continuously filling" regime [7], at constant initial gas pressure in the working chamber, the plasma density varies over a wide range, and the energy has maximum  $E \sim 50 \text{ J/cm}^2$  at  $P = 0.05-0.1 \text{ Torr}$  of the initial gas pressure.

Thus, for metal alloys such as carbon and stainless steels, the basic result of plasma treatment is hardening. Therefore, it is necessary to study physical properties of subsurface layers and the detailed

structure of materials. In this paper we study the influence of plasma processing regimes on changes in the structure and, hence, steel hardness. The energy density of a one-time impact was chosen as the basic parameter of processing.

### Experiment

Samples of ST-3 common steel with 0.3At<sub>0</sub> C were studied. The samples were processed at different energy densities of air plasma on the CPU-30 accelerator. The diameter of the plasma flow (about 8 cm) was greater than the dimension of samples (15×15×4 mm<sup>3</sup>). The duration of 100-250 kA dis-

charge current was about 4-7 μs. The X-ray diffraction analysis (XRD) of the processed samples was carried out on "D8 Advance" diffractometer, the micro hardness was measured on the metallurgical microscope "Metaval". The lattice parameters of materials were determined by a specialized program of the diffractometer [8].

We will further consider the results of structural studies of the carbon steel treated by plasma flows in a continuous mode. In this mode we got the values of changes in the structure of materials after single and multiple plasma treatment for different values of the initial pressure of 0.04 – 0.5 Torr. Parameters of carbon steel processing are given in table 1.

**Table 1** – The data for all carbon steel samples

Sample number	N	Energy density Q, J/cm <sup>2</sup>	Lattice parameter a, Å	2θ <sup>max</sup> , degree	I <sup>max</sup> , abs.u.	phase	L, Å
Initial	0	-	2.8691±0.0005	44.723	699	Fe	1160
One-time treatment							
#3	1	16	3.6172±0.0047	43.280	24.2	Fe-γ	175
			2.8631±0.0004	44.798	321	Fe	730
#4	1	22	3.6141±0.0017	43.364	19.8	Fe-γ	160
			2.8622±0.0007	44.798	221	Fe	610
#5	1	32	3.6212±0.0037	43.356	26.0	Fe-γ	240
			2.8630±0.0005	44.787	176	Fe	460
#7	1	44	3.6184±0.0044	43.262	13.6	Fe-γ	110
			2.8630±0.0003	44.773	121	Fe	115
#9	1	48	3.6223±0.0028	43.244	12.7	Fe-γ	140
			2.8610±0.001	44.737	134	Fe	145
Multiple treatment							
#1	5	25	3.6217±0.011	43.213	32.6	Fe-γ	195
			2.056±0.001	44.005	19.9	FeC	
			2.8630±0.0004	44.751	125	Fe	380
#2	10	28	3.6254±0.0011	43.095	33.5	Fe-γ	210
			2.055±0.001	44.005	19.0	FeC	
			2.8605±0.0003	44.749	74.0	Fe	395
#3	20	26	9.0760±0.0046	39.769	7.41	Fe <sub>24</sub> N <sub>10</sub>	
			3.6217±0.0011	43.083	44.3	Fe-γ	180
			2.8607±0.0005	44.681	62.2	Fe	275
#4	30	25	9.1082±0.0046	39.877	9.78	Fe <sub>24</sub> N <sub>10</sub>	
			3.6295±0.0018	41.836	7.96	Fe-γ	145
			2.8603±0.0009	44.773	66.0	Fe	200

The basis of the initial sample of carbon steel is ferrite with a crystal lattice parameter  $a = 2.8691$  angstrom. The basic phase of the sample has coherent diffraction areas (crystallite size) of a dimension  $L = 1160 \text{ \AA}$ .

An analysis of the XRD data (Figure 1) shows that the single treatment causes structural and phase transformations of the material. The original structure of carbon steel  $\text{Fe}_\alpha$  with the space-centered lattice and the lattice parameter  $a = 2.8691 \pm 0.0005 \text{ \AA}$  is converted into a two-phase solution. One of the phases is a solid  $\alpha$ -solution – ferrite, the lattice parameter is not actually changing. Pulsed plasma treatment leads to the formation of the second phase of the face centered lattice, which corresponds to the austenite ( $\gamma$ -Fe). This specific feature of processing for all samples is the presence of a new austenite phase. As it is shown in table 1, the maximal crystallite size  $L$  of austenite is contained in the sample #5 processed by  $32 \text{ J/cm}^2$ . For example, a detailed phase diagram of the processed sample #3 is given in Figure 1. The obtained results show that the influence of the plasma flow on the structural parameters does not have a trivial character. The dimension of ferrite crystallites strongly depends on plasma energy varies in the range  $40\text{-}50 \text{ J/cm}^2$ . The austenitic phase reaches a weak maximum at an energy density of  $32 \text{ J/cm}^2$ , when the maximal crystallite quantity and maximal dimensions of austenite crystallites are observed.

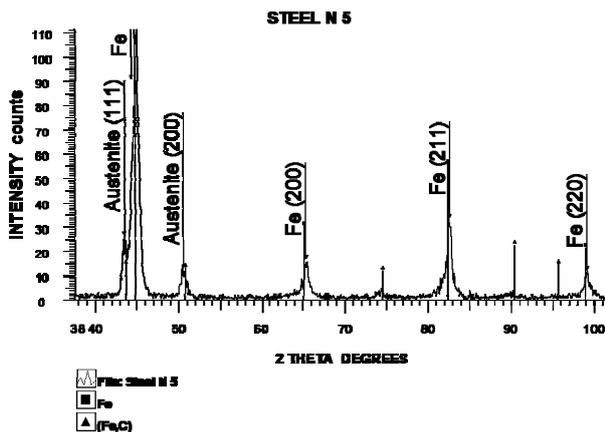


Figure 1 – The X-ray diffraction pattern of sample #5 after a single treatment

We will consider the multiple plasma impact on the surface of this material. When the surface of carbon steel is treated by several plasma pulses at

$P = 0.1 \text{ Torr}$ , a further increase in the intensity of formation of  $\gamma$ -Fe is observed (Figure 2).

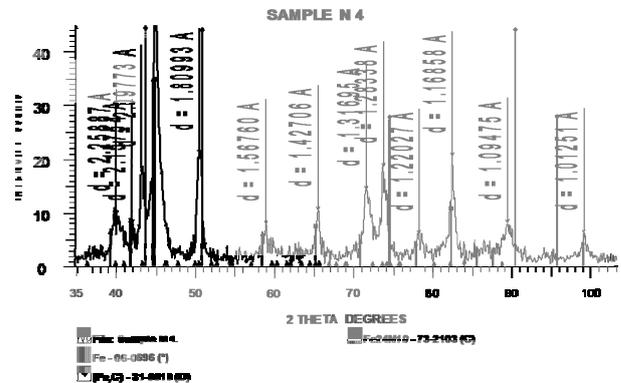


Figure 2 – The X-ray diffraction pattern of sample #4 treated 30 times

Processing of the 5-th and 10-th pulses in the two-phase solution of  $\alpha$ -Fe ( $a = 2.8603 \pm 0.0009 \text{ \AA}$ ) and  $\gamma$ -Fe ( $a = 3.6295 \pm 0.0018 \text{ \AA}$ ) revealed the presence of a small amount of martensite  $\text{FeC}$  (one line  $2\theta = 44.0050$ , samples # 1, 2). Further processing of the 20-th and 30-th pulse led to formation of iron nitride  $\text{Fe}_{24}\text{N}_{10}$ . Nitride was observed in the diffraction broadened diffuse lines (samples #3, 4). The nitride intensity peaks in the sample number 4 treated 30 times were higher than the peaks for the sample number 3, which was treated 2 times by 20 plasma pulses. In addition, the lattice parameter of iron nitride in the samples # 3,4 differed from the ideal sample:  $a = 9,2150 \text{ \AA}$ , which could be caused by the deformation of nitride lattice.

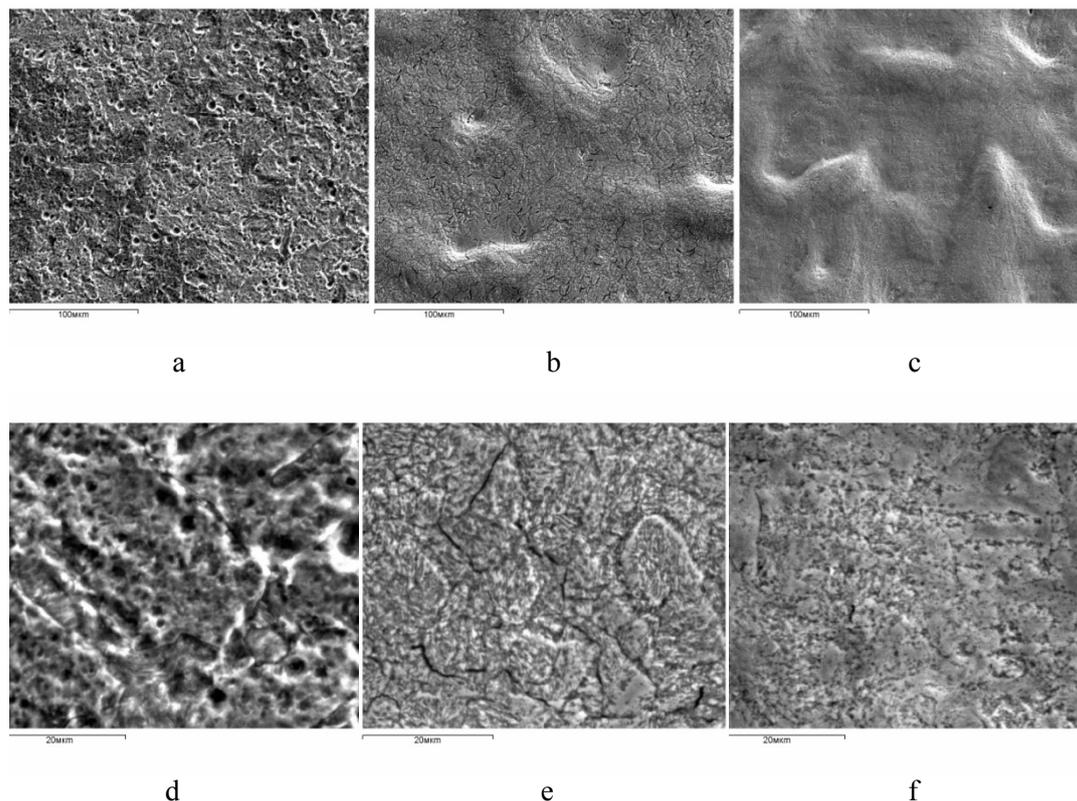
Table 1 shows the results of determination of crystallite size of ferrite and austenite in the steel samples after processing using Scherer's method. It can be seen that the crystallite size of ferrite decreases and the crystallite size of  $\gamma$ -Fe remains unchanged with increasing  $Q$ , and increasing  $N$ , but in the case of a single treatment this effect is more pronounced. These results are in good agreement with those obtained by the SEM. The change in the grain size can be clearly seen in the photographs of the microstructure of the surface after etching for grain visualization (Figure 3), and may be caused by the dissolution of large grains and increase in the number of dispersion structures (Figure 3d, e, f) at higher  $Q$  values.

The stage of formation of the two-phase solution after plasma treatment at the residual air pressure in the CPU-30 chamber is clearly seen in Figure 4. The figure shows that the

two-phase solution is for medasprecipitatesat the grain boundaries even at low Q (Q for the sample#1is  $5\text{J}/\text{cm}^2$ ),and the increase inthe energy densityof the plasma flowpasses through a seriesof successive stages. Phase transformation reachesits maximumaftermultiple plasma treatment.

Austenitizingpromotesheating of the material surface,which is also typical ofelectronic

beam processing. As a result,a large amount ofthe carbidesource materialis dissolved andtransformedinto austenitewith high carbon content. The surface profileof the carbon steel sample after plasmatreatmentas obtainedby atomic forcemicroscopy (Figure5). In Figure 6 a columnargrainstructure is observed, which is characteristic of the formation of FeC phase.



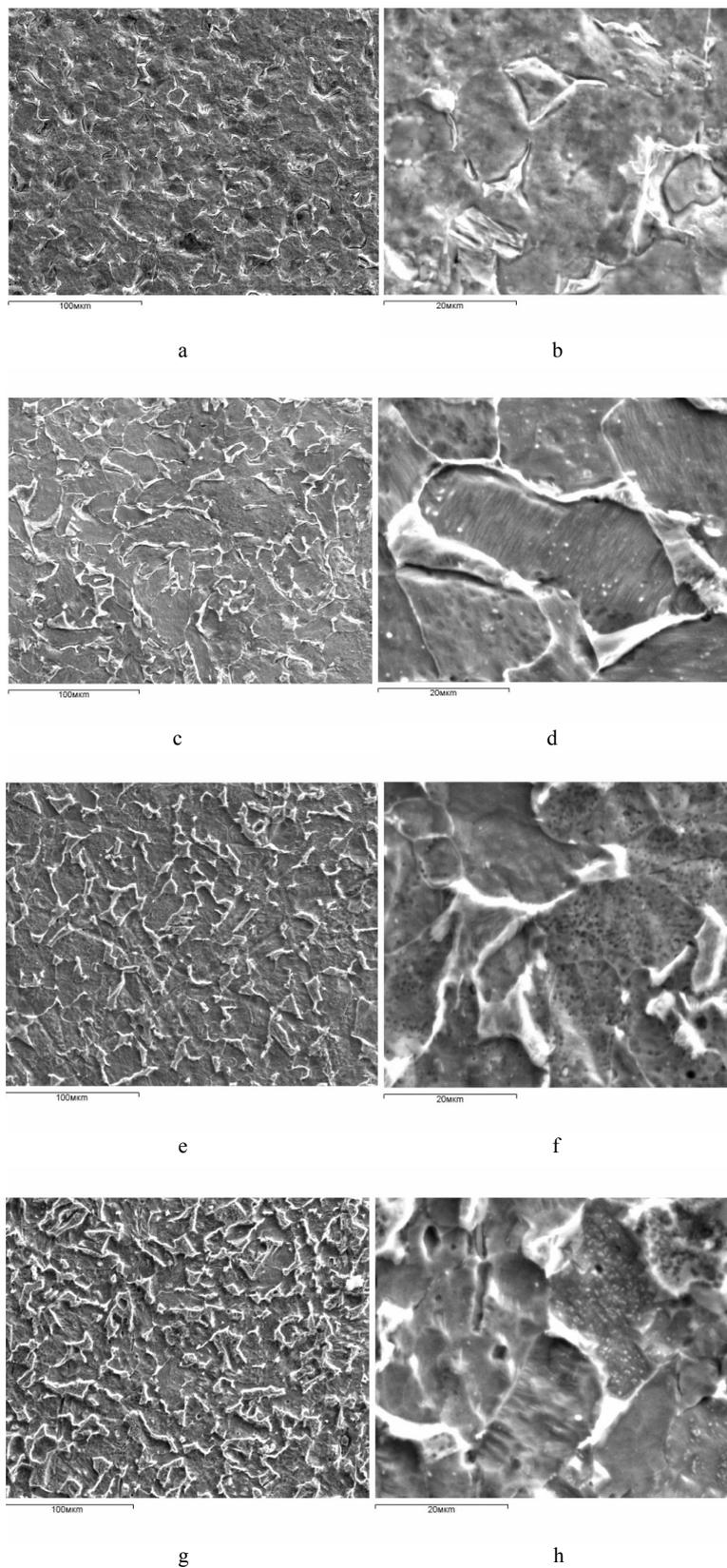
a,b, c-  $\times 400$ , d, e, g -  $\times 2000$  sample number 3, 4, 5, respectively

**Figure 3** – The structure of the surface of steel samplesafter air plasma treatmentat  $P = 0.04\text{Torr}$ ,  $N = 1$

Figure 6a shows the influence of the sample structure on the micro hardness of the material. The micro hardness of the processed samples changes proportionally to the energy density, however, the sameregularity is observed. As it is shown in Figure 3a, for the first group of samples(#1,2) the value of micro hardness does not change considerably at 2000 MpA. For the second group (samples # 3,4,5,6) the micro hardness increases two-fold (4000 MPa), and for the third group (samples #7,8) it increases by more than three-fold (7000 MPa).However, only the third group is of practical interest because it has high hardness in spite of greater crystallite dimensions. In

general, the proportionality of the energy is observed for all samples. Thus, there is an optimal value of energy density in area  $20\text{-}44\text{ J}/\text{cm}^2$ , at which the micro hardness of carbon steel is rather high  $\sim 4000\text{ MPa}$  and crystallites with minimal size  $115\text{ nm}$  are formed. At low energy below  $20\text{ J}/\text{cm}^2$  no hardening is observed, and at highenergies crystallite sizes increase.

HV measurements of the carbon steel surface after repeatedtreatmentshowed that thefirst 5of 10pulsesincreased hardness, and further processing stabilized the hardening process (Figure 6b) due to completion of the austenitization and formation of the marten site phase andiron nitride.



a, c, e, g – surface structure  $\times 400$ , b, d, f, h  $\times 2000$

**Figure 4** – Formation of a two-phase solution after plasma treatment (P= 0.5 mm Hg, N = 1, samples number 1, 2, 3, and 4, respectively)

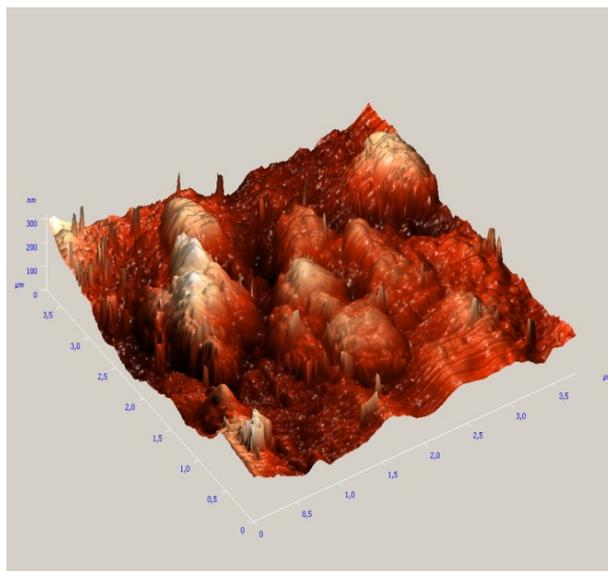


Figure 5 – A surface profile of carbon steel sample after plasma treatment

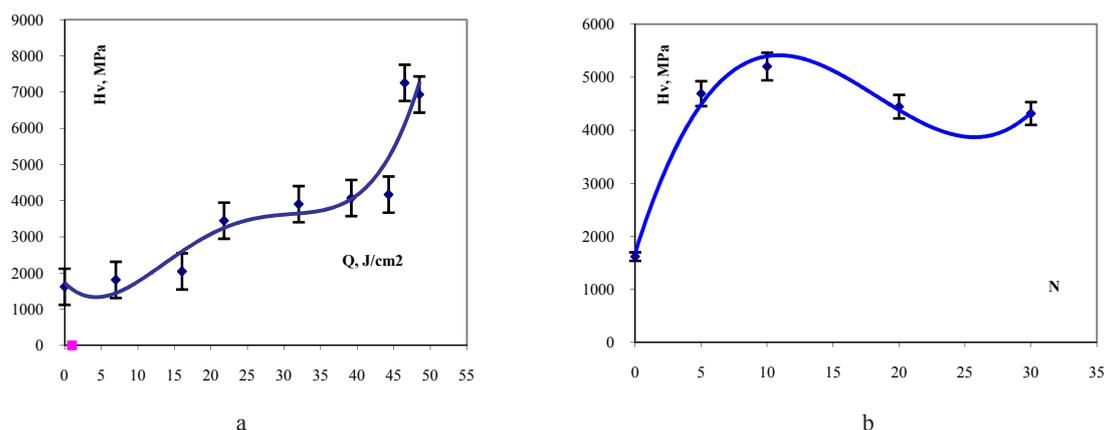


Figure 6 – Micro hardness as a function of energy density for single (a) and multiple (b) processed samples

### Conclusion

The influence of plasma processing regimes on changes in the structure and, as a consequence, on steel hardness is studied. Under the action of plasma flows, physical and mechanical properties of common steel change differently. In case of a single treatment, hardening of the material is proportional to the energy density, but after 5 pulses the saturation stage is reached. The single treatment causes structural and phase transformations of the material. The original structure of common steel  $Fe_{\alpha}$  with the volume centered lattice is converted into a multiphase solution. A significant feature of processing for all samples is the presence of a new austenite phase at

energies up to 40 J/cm<sup>2</sup> and a nitride phase at higher energies and multiple treatments. At high speed crystallization process a large amount of carbide is dissolved and transformed into austenite with high carbon content. In the AFM pictures a columnar-grain structure is observed, which is indicative of the formation of the high carbide (martensite) phase, formed due to quick cooling of the material. The carbon atoms, probably, diffuse from material bulk to surface and participate in new phase creation process.

The crystallite size of ferrite decreases, and the crystallite size of  $\gamma$ -Fe does not change with the increase in energy and number of processing N, but in the case of a single treatment it is more pronounced.

The change of the grain size may be caused by the dissolution of large grains and higher dispersion. It is shown that the two-phase solution is formed in the form of precipitates at the grain boundaries. Phase transformation reaches its maximum after multiple plasma treatments. The micro hardness of the material also depends on its structure. The micro hardness of processed samples changes proportionally

to energy density, however, at multiple treatment it reached its maximum after 5 treatments.

Therefore we can conclude that grinding grains of crystals are associated with the surface hardening of steels. Small grains are formed as a result of fast cooling (at speed of  $10^8 - 10^9$  K/s) of the subsurface area and heat dissipation throughout the material.

#### References

- 1 Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Bovda A.M. et al. Application of pulsed plasma accelerators for surface modification // *Nukleonika*. – 2001. – Vol. 46. – P.27-30.
- 2 Peng Z., Miao H., Wang W. Hard and wear-resistant titanium nitride films for ceramic cutting tools by pulsed high energy density plasma // *Surf. Coat. Tech.* – 2003. – Vol.166. – P.183-188.
- 3 Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V. et al. Surface Modification and Coatings Deposition under Plasma Streams Processing // *Adv. Appl. Plas. Sci.* – 2003. – Vol.4. – P.265-270.
- 4 Anishik V.M., Uglov V.V. Modification of instrumental materials by ion and plasma beams. – Minsk.: BGU, 2003. – 191 p.
- 5 Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Langner J. et al. **Surface Structure Changes Induced by Pulsed Plasma Streams Processing** // *Prob. of Atom. Sci. and Tech. Series: Plasma Physics*. – 1999. – № 3(3). – P. 273-275.
- 6 Baimbetov F.B., Zhukeshov A.M., Amrenova A.U. Dynamics of plasma flow formation in a pulsed accelerator operating at a constant pressure // *Tech. Phys. Lett.* – 2007. – Vol.33. – P. 77–79.
- 7 Zhukeshov A.M. Plasma flow formation in a pulse plasma accelerator in continuous filling regime // *Plasma Dev. Oper.* – 2009. – Vol.17. – P.73–81.
- 8 Zhukeshov A.M., Gabdullina A.T., Pak S.P. Modification of materials with particle beams and plasma flows // *Proc. of 10–th Inter. Conf. Tomsk.* – 2010. – P.376-377.

#### References

- 1 Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Bovda A.M. et al. *Nukleonika*. 46.(2001). – P. 27-30.
- 2 Peng Z., Miao H., Wang W. *Surf. Coat. Tech.* 166. (2003). – P. 183-188.
- 3 Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V. et al. *Adv. Appl. Plas. Sci.* 4.( 2003). – P. 265-270.
- 4 Anishik V.M., Uglov V.V. Modification of instrumental materials by ion and plasma beams. – Minsk: BGU, (2003), 191 p.;
- 5 Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Langner J. et al. *Prob. of Atom. Sci. and Tech. Series: Plasma Physics*. № 3(3). (1999). – P. 273-275.
- 6 Baimbetov F.B., Zhukeshov A.M., Amrenova A.U. *Tech. Phys. Lett.* 33. (2007). – P. 77–79.
- 7 Zhukeshov A.M. *Plasma Dev. Oper.* 17. (2009). – P. 73–81.
- 8 Zhukeshov A.M., Gabdullina A.T., Pak S.P. Modification of materials with particle beams and plasma flows // *Proc. of 10–th Inter. Conf. Tomsk.* (2010). P.376-377.



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

---

Раздел 2  
**ТЕПЛОФИЗИКА  
И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

---

Section 2  
**THERMAL PHYSICS  
AND THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

Аскарова А., Болегенова С.,  
Гороховский М., Туякбаев А.,  
Оспанова Ш., Нугыманова А.,  
Манабаева Р.

**Компьютерное моделирование  
процессов дисперсии и горения  
жидких топлив при высокой  
турбулентности**

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

**Ключевые слова:** численное моделирование, октан, додекан, камера сгорания, давление, температура, масса, оптимальный режим.

---

Askarova A., Bolegenova S.,  
Gorokhovski M., Tuyakbaev A.,  
Ospanova Sh., Nugymanova A.,  
Manabayeva P.

**Computer simulation of dispersion  
and combustion processes of liquid  
fuels at high turbulence**

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

**Key words:** numerical modeling, octane, dodecane, combustion chamber, pressure, temperature, weight, optimum mode.

---

Аскарова Ә., Болегенова С.,  
Гороховский М., Туякбаев А.,  
Оспанова Ш., Нугыманова А.,  
Манабаева Р.

**Жоғары турбуленттіліктегі сұйық  
отындардың дисперсиясы және  
жану процестерін компьютерлік  
модельдеу**

Сұйық отындардың жануын сандық зерттеу күрделі өзара процестер мен құбылыстарды есепке алуды талап ететіндіктен, жылуфизикадағы маңызды мәселе болып табылады. Сондықтан есептеуіш эксперимент жану процестерін зерттеу мен жану процестерін қолданатын әртүрлі құрылғыларды жобалауда негізгі элемент болып табылады. Жұмыста жоғары турбуленттіліктегі сұйық отындардың жану процесін сипаттайтын математикалық модель мен негізгі теңдеулер берілген. Екі сұйық отын түрі октан және додекан үшін жану камерасындағы қысым мен бастапқы бүрку массасына қатысты бүрку және дисперсия процестеріне зерттеу жүргізілді. Жүргізілген компьютерлік модельдеу нәтижелерінде максимал температураның қысымға тәуелділігі, көміртегі қос тотығының массаға қатысты таралуы, тамшылардың радиус бойынша таралуы және тиімді жану режиміндегі температура өрістері алынды.

**Түйін сөздер:** сандық модельдеу, октан, додекан, жану камерасы, қысым, температура, масса, тиімді режим.

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИСПЕРСИИ И ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

### Введение

Численное исследование горения жидких топлив является сложной задачей теплофизики, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений. Поэтому вычислительный эксперимент становится все более важным элементом исследования процессов горения и проектирования различных устройств, использующих процесс горения. Можно с уверенностью говорить, что его роль будет возрастать и в дальнейшем. В этой связи все большее распространение в теплофизике получают методы вычислительной гидродинамики, когда появляется возможность оптимизировать эксперимент на основе его виртуального прототипа.

Благодаря достигнутому высокому уровню исследований открываются перспективы широкого применения методологии и конкретных физических результатов в рассматриваемых направлениях, а также пути более эффективного применения методов математического моделирования с использованием современной вычислительной техники в различных предметных областях [1].

В качестве актуальности вопроса использования жидких топлив можно сказать, что в течение последних лет выпускаются 60 миллионов легковых автомобилей, то есть 165000 автомобилей производятся за день. Двигатели автомобилей нынешнего поколения существенно отличаются от тех, что использовались несколько десятилетий назад. Основной процесс горения в двигателях остается прежним, но виды впрысков существенно различаются. Например, современные двигатели с электронным управлением системы впрыска в месте с механизмами сжатия воздуха, который способствует улучшению процесса горения, используют только требуемое количество топлива [2-3].

Таким образом, проблемы экономии энергоресурсов и улучшения экологического состояния теплоэнергетического объекта во многом зависят от организации качественного сжигания топлива.

Однако, учитывая тот факт, что все имеющиеся технологии топливподготовки и собственно сжигания доведены практически до совершенства, а КПД и экологическая чистота котлоагрегатов во многих случаях оставляет желать лучшего, остро встает проблема поиска новых методов в данной области. В этом случае актуальным в решении поставленных задач является моделирование процессов распада, дисперсии, испарения и горения капель жидкого топлива при различных начальных условиях.

Внедрение новых технологий требует значительных затрат, в связи с чем к методам проектирования и отработки оборудования предъявляются все возрастающие требования. Таким образом, в настоящее время, особое внимание приобретает не только создание эффективных физических и математических моделей, но и разработка новых более совершенных методов численной реализации систем разностных уравнений, описывающих конвективный тепло-массообмен в камерах сгорания. Математическое моделирование горения жидких топлив является сложной задачей, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений: многоступенчатые цепные химические реакции, перенос импульса, тепла и массы путем конвекции, молекулярный перенос, излучение, турбулентность, испарение жидких капель.

### Математическая постановка задачи

Большинство течений по своей природе имеют турбулентный характер и состояние турбулентности при движении потока сильно влияет на такие параметры течения, как перенос импульса, температуры и концентрации веществ в смеси. В этой работе приведена математическая модель, описывающая горение жидких топлив на основе уравнений сохранения массы ( $\rho$ ), импульса ( $\rho\vec{u}$ ), энергии ( $E$ ) и концентрации ( $c$ ).

Уравнение сохранения массы записывается следующим образом:

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

где  $u$  – скорость жидкости. Источниковый член  $S_{mass}$  представляет локальное изменение плотности газа за счет испарения или конденсации.

Уравнение сохранения импульса газа имеет следующий вид:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \text{grad})\vec{u} = \text{div}\vec{\xi} + \rho\vec{g} + S_{mom}. \quad (2)$$

Если рассматривается однофазное течение газа, то  $S_{mom}=0$ ; если течение двухфазное, то  $S_{mom}$  представляет собой локальную скорость изменения импульса в газовой фазе за счет движения капель.

Уравнение сохранения внутренней энергии:

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

где  $q$  – удельный тепловой поток, представляет собой закон Фурье о передаче тепла, выражение  $\vec{\tau} : \vec{D}$  представляет скорость увеличения внутренней энергии за счет вязкой диссипации. Источниковый член  $S_{energy}$  обозначает вклад в изменение внутренней энергии за счет присутствия распыленной жидкой или твердой фазы.

Уравнение сохранения концентрации компоненты  $m$  имеет вид:

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

где  $\rho_m$  – массовая плотность компоненты  $m$ ,  $\rho$  – полная массовая плотность.

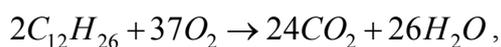
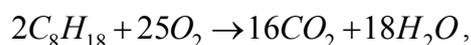
Более универсальными моделями в инженерных расчетах турбулентных потоков являются модели с двумя дифференциальными уравнениями. Наиболее часто в технических течениях используется модель с двумя дифференциальными уравнениями [4-5]. Это  $k - \varepsilon$  модель, когда решаются два уравнения для кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$ :

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

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

Это стандартные  $k - \varepsilon$  уравнения. Величины  $c_{\varepsilon_1}$ ,  $c_{\varepsilon_2}$ ,  $c_{\varepsilon_3}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  являются модельными константами, которые определяются из эксперимента. Стандартные значения этих констант обычно используются в инженерных вычислениях и взяты из справочной литературы [6-7].

Химическая кинетика процесса горения представлена в виде обобщенных химических реакций для двух видов топлива – октана и додекана:



в результате которых образуются следующие продукты горения:  $CO_2$  и  $H_2O$ .

### Физическая постановка задачи

В работе была использована модель камеры сгорания в форме цилиндра, высота которой 15 см, диаметр 4 см. Общий вид камеры сгорания представлен на рисунке 1. Расчетная область состоит из 650 ячеек. С помощью сопла, которое располагается в центре нижней части камеры сгорания, впрыскивается жидкое топливо. Площадь форсунки равна  $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Температура стенок камеры сгорания 353 К. Начальная температура газа в камере сгорания 900 К, топливо впрыскивается при 300 К. Начальный радиус впрыскиваемых капель 25 мкм. Угол, при котором впрыскиваются капли, равен  $10^0$ . Давление в камере сгорания составляет 80 бар, скорость впрыска жидкого топлива равна 250 м/с.

В данной статье были проведены исследования по влиянию давления и массы впрысков жидких топлив на процесс распыла и дисперсии

октана и додекана в камере сгорания. Было исследовано влияние давления на различные параметры процесса горения двух видов жидких топлив: октана и додекана. В процессе проведения вычислительного эксперимента были взяты значения давления от 20 бар до 200 бар с интервалом в 20 бар для октана  $C_8H_{18}$  и додекана  $C_{12}H_{26}$ . Аналогичные вычисления ранее проводились учеными лаборатории моделирования проблем теплопереноса и механики жидкости, которые были отражены в некоторых значимых научных трудах [4-6].

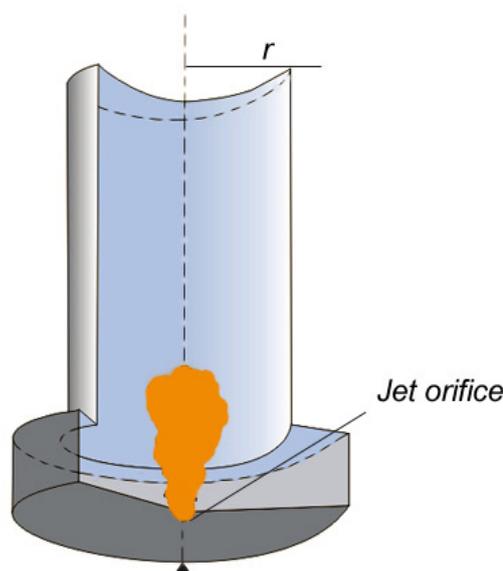
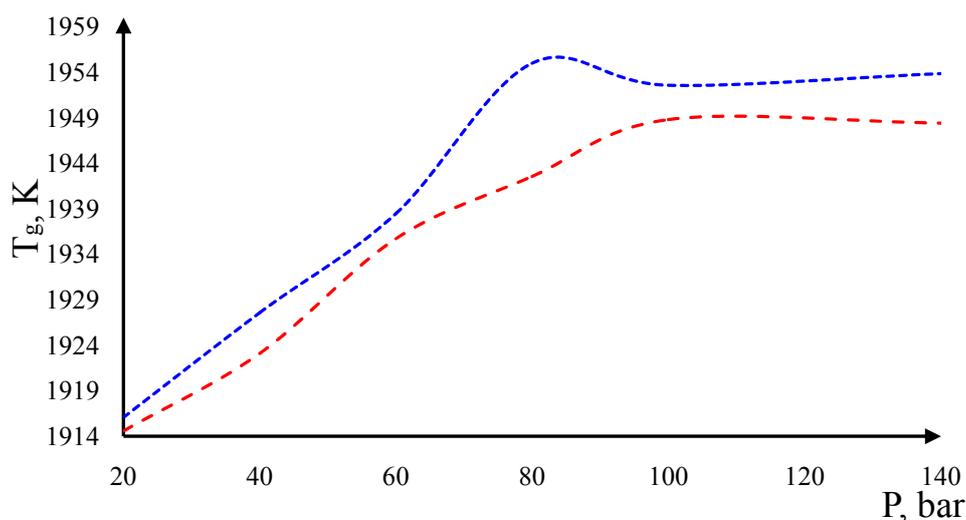


Рисунок 1 – Общий вид камеры сгорания

На рисунке 2 представлено распределение максимальной температуры в зависимости от давления в камере сгорания. При сравнении кривых октана и додекана можно увидеть, что с ростом давления максимальная температура в камере сгорания при горении октана увеличивается. Максимальная температура в камере сгорания при сжигании октана составила 1948,79 К при давлении 100 бар. А при горении додекана температура монотонно растет и достигает наибольшего значения 1954,98 К при давлении 80 бар.



**Рисунок 2** – Зависимость максимальной температуры октана  $C_8H_{18}$  и додекана  $C_{12}H_{26}$  от давления в камере сгорания (красная линия – октан, синяя линия – додекан)

Анализ полученных результатов численного моделирования позволяет сделать вывод о том, что оптимальным для октана является давление 100 бар и для додекана 80 бар. При этих давлениях температура капель и температура горения в камере сгорания достигает максимальных значений. При данных значениях давления начинается интенсивное испарение капель жидкого топлива. Также при исследовании влияния давления в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии жидких топлив было показано, что для двух видов топлив рост давления приводит к увеличению области высоких температур [7-8].

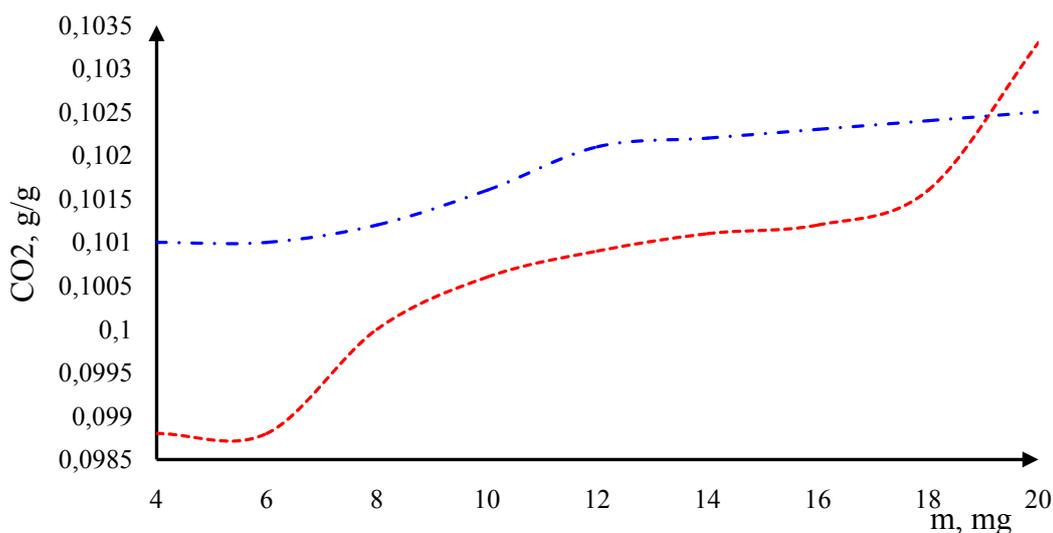
Также в работе были проведены компьютерные эксперименты по влиянию массы впрысков жидких топлив (октан и додекан) в камеру сгорания на процесс горения. Данные вычисления проводились при оптимальных значениях давления в камере сгорания: для октана 100 бар и для додекана 80 бар. При вычислениях масса топлива варьировалась от 4 мг до 20 мг.

На рисунке 3 представлено влияние массы впрыска октана и додекана на распределение концентрации двуокиси углерода. Анализ кривых показывает очевидное увеличение концентрации  $CO_2$  с ростом массы впрыска жидкого топлива. При массе впрыска 6 мг для октана и 7 мг для додекана выделяется небольшая концентрация углекислого газа в пределах допустимых норм.

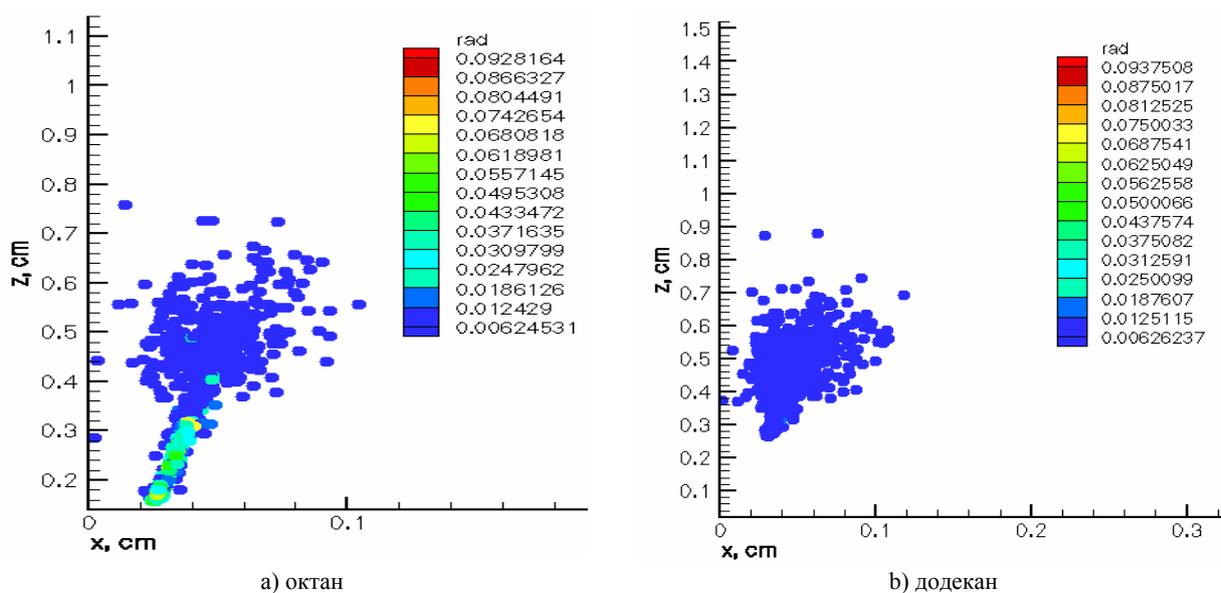
Таким образом, можно сделать вывод о том, что оптимальной для октана можно назвать массу впрыска равной 6 мг и для додекана 7 мг. При этих значениях массы впрыска жидкого топлива температура достигает максимальных значений. Дальнейшее увеличение массы впрыска, как для октана, так и для додекана при оптимальных давлениях ухудшает процесс горения и приводит к последующему понижению температуры [9-12].

На рисунке 4 представлено распределение капель октана по размерам по высоте камеры в момент времени  $t=2,5$  мс. В момент времени  $t=2,5$  мс капли октана поднялись на высоту камеры равной 0,62 см и 0,72 см, соответственно. Анализируя поведение додекана, можно отметить, что его капли поднимаются на высоту 0,72 см в момент времени  $t=2,5$  мс, а размеры капель чуть больше капель октана (рисунок 4b).

Обращая внимание на распределение октана и додекана по радиусам можно заметить, что капли додекана быстрее испаряются и плотность распределения более высокая. Также со временем размер капель октана растет. Так, к примеру, в момент времени 2 мс в нижней части камеры располагаются капли с радиусом 0,024762 мкм. А в это время капли додекана с такими же размерами полностью выгорают, а капли с меньшими радиусами движутся по высоте камеры к выходу.



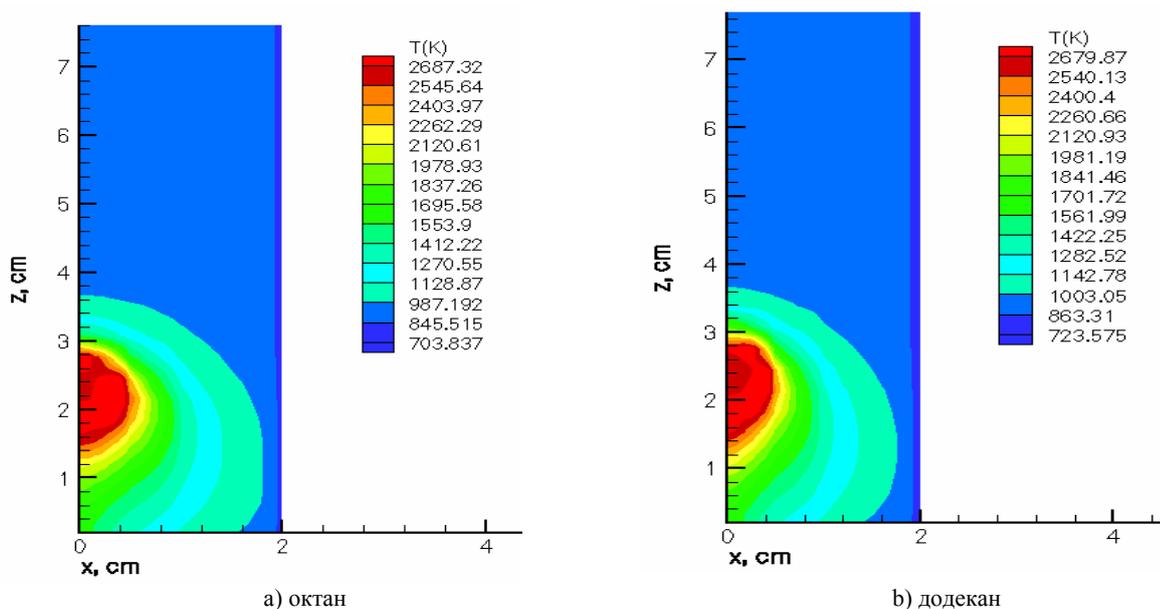
**Рисунок 3** – Распределение концентрации углекислого газа при горении октана  $C_8H_{18}$  и додекана  $C_{12}H_{26}$  в камере сгорания в зависимости от массы жидкого топлива



**Рисунок 4** – Распределение капель октана додекана по радиусам по высоте камеры сгорания в момент времени  $t=2,5$  ms

На рисунке 5 показаны поля температуры в камере сгорания при горении октана и додекана в момент времени  $t=2,5$  мс. Эти графики свидетельствует о том, что при горении октана большая часть камеры прогревается до 987,192 К, а при го-

рении додекана в камере дольше всего держится значение температуры равное 1003,05 К. В момент времени  $t=2,5$  мс в ядре температурного факела при горении октана температура достигает значения 2687,32 К (рисунок 5а).



**Рисунок 5** – Профили температуры в камере сгорания при горении октана и додекана в момент времени  $t=2,5$  мс

При горении додекана максимальная температура составила 2679,87 К, а температура всей камеры, кроме зоны факела, достигает 1003,05 К (рисунок 5б). Для двух рассматриваемых видов топлив при распределении температур наблюдается следующая картина: область, охватываемая максимальной температурой, при горении обоих топлив в различные моменты времени почти одинаковая, но по сравнению с октаном весь объем камеры при сжигании додекана быстрее прогревается до высоких значений температуры. Анализируя полученные данные, можно сделать вывод, что процесс горения октана и додекана происходит в газовой фазе, и по всему объему камеры сгорания наблюдается равномерное распределение температуры.

При исследовании влияния давления в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии жидких капель при высокой турбулентности установлено, что оптимальным для октана является давление 100 бар и для додекана 80 бар. Показано, что при этих давлениях температура капель и температура горения в камере сгорания достигает максимальных значений, начинается интенсивное испарение капель жидкого топлива и для двух видов топлив (октана и додекана), рост давления приводит к увеличению области высоких температур.

Определены оптимальные массы впрыска двух видов жидких топлив. Для октана наилучшая масса впрыска составляет 6 мг, а для додекана – 7 мг. При увеличении массы жидкого топлива концентрация углекислого газа ожидаемо повышается. Дальнейшее увеличение массы двух топлив приводит к последующему понижению температуры.

### Заключение

По полученным результатам вычислительных экспериментов по горению двух видов жидких топлив можно сделать заключение:

- капли октана и додекана поднимаются на различные высоты, но имеют почти одинаковые размеры;
- при горении обоих видов топлив температура в камере сгорания достигает максимальных значений, но при горении октана в большей части камеры сгорания сохраняется меньшая температура, чем при горении додекана;
- концентрации паров топлив (октан и додекан) в начальные моменты времени имеют почти одинаковые значения, но с течением времени достигают максимальных значений по всему объему камеры.

## Литература

- 1 Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh. et al. Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2015. – Vol. 10, №4. – P. 90-95.
- 2 Bolegenova S.A., Askarova A.S., Gabitova Z., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. Using 3d modeling technology for investigation of conventional combustion mode of bkz-420-140-7c combustion chamber // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2014. – Vol. 9. – P.24-28.
- 3 Askarova A.S., Bolegenova S., Maximov V. et al. Investigation of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ 420 combustion chamber // WSEAS Transactions on Heat & Mass Transfer, 2014. – P.39-50.
- 4 Ustimenko A.B., Askarova A.S., Messerle V.E., Maximov V., Bolegenova S. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Journal of Thermophysics and Aeromechanics. – Vol. 21. – Issue 6, 2014. – P.747-754.
- 5 Askarova A.S., Loktionova I.V., Messerle V.E., Ustimenko A.B. 3D modeling of the two-stage combustion of Ekibastuz coal in the furnace chamber of a PK-39 boiler at the Ermakovo district power station // Journal of Thermal engineering, 2003. – Vol. 50, Issue 8. – P.633-638.
- 6 Maksimov V.Yu., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Journal of Procedia Engineering, 2012. – Vol.42, №389 (162). – P.1250-1259.
- 7 Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler, T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. – Los Alamos, 1989. – 160 c.
- 8 Askarova A.S., Messerle V.E., Karpenko E.I., Ustimenko A.B. Plasma enhancement of coal dust combustion // 35-th EPS Conference on Plasma Physics. – Hersonissos, 2008. – ECA. – Vol.32. – P.148-152.
- 10 Askarova A.S., Gorokhovskii M.A., Chtab-Desportes A., Voloshina I. Stochastic simulation of the spray formation assisted by a high pressure // 6-th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion. Book Series: AIP Conference Proceedings, 2010. – Vol. 1207. – P.66-73.
- 11 Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Beketayeva M.T., Maximov V., Ospanova Sh.S., Gabitova Z.K. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber // International Journal of Mechanics, 2014. – Vol.8. – P.112-122.
- 12 Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh., Shortanbayeva Zh., Maksutkhanova A., Mukasheva G. and Ergalieva A. Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2015. – Vol. 10, №4. – P. 90-95.

## References

1. Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh. et al. // Journal of Engineering and Applied Sciences, 4, (2015),90-95.
2. Bolegenova S.A., Askarova A.S., Gabitova Z., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. / Journal of Engineering and Applied Sciences, 9, (2014), 24-28.
3. Askarova A.S., Bolegenova S., Maximov V. et al. / WSEAS Transactions on Heat & Mass Transfer, (2014), 39-50.
4. Ustimenko A.B., Askarova A.S., Messerle V.E., Maximov V., Bolegenova S. / Journal of Thermophysics and Aeromechanics, 6, (2014), 747-754.
5. Askarova A.S., Loktionova I.V., Messerle V.E., Ustimenko A.B. Journal of Thermal engineering, 8, (2003),633-638.
6. Maksimov V.Yu., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. / Journal of Procedia Engineering, 42, 389 (162). (2012),1250-1259.
7. Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler, T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. – Los Alamos, 1989, p. 160.
8. Askarova A.S., Messerle V.E., Karpenko E.I., Ustimenko A.B. Plasma enhancement of coal dust combustion .35-th EPS Conference on Plasma Physics. – Hersonissos,32, (2008), 148-152.
10. Askarova A.S., Gorokhovskii M.A., Chtab-Desportes A., Voloshina I. Stochastic simulation of the spray formation assisted by a high pressure . 6-th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion. Book Series: AIP Conference Proceedings, 1207, (2010), 66-73.
11. Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Beketayeva M.T., Maximov V., Ospanova Sh.S., Gabitova Z.K. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber .International Journal of Mechanics, 8, (2014), 112-122.
12. Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh., Shortanbayeva Zh., Maksutkhanova A., Mukasheva G. and Ergalieva A. / Journal of Engineering and Applied Sciences, 4, (2015), 90-95.

Аскарова А.С., Болегенова С.А.,  
Болегенова С.А.,  
Максимов В.Ю., Ергалиева А.Б.,  
Габитова З.Х., Боранбаева А.Е.

**Исследование характеристик  
теплообмена при горении  
пылеугольного факела  
в топочной камере котла  
БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ-3**

Askarova A., Bolegenova S.A.,  
Bolegenova S.,  
Maximov V., Yergaliyeva A.,  
Gabitova Z., Boranbaeva A.

**Investigation of heat transfer  
characteristics when burning the  
coal-dust torch in the combustion  
chamber of the boiler BKZ-160  
AlmatyCHP-3**

Аскарова Ә.С., Бөлегенова С.А.,  
Бөлегенова С.,  
Максимов В.Ю., Ергалиева А.Б.,  
Ғабитова З.Х., Боранбаева А.Е.

**Алматы ЖЭО-3 БКЗ-160  
қазандығының жану  
камерасында шаңтозаңды  
алаудың жануы кезіндегі  
жылуалмасу сипаттамаларын  
зерттеу**

Исследования различных химических процессов в газовой среде являются актуальными на сегодняшний день, поскольку рассматриваются во многих областях науки и техники, и представляют огромный практический интерес у исследователей и инженеров. Целью данного исследования было проведение вычислительного эксперимента для определения основных характеристик теплообмена в топочной камере реального энергетического объекта – котла БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ-3. Методологию работы составил – метод математического моделирования который проводился с помощью пакета прикладных программ FLOREAN. Результатами работы было исследование процессов теплообмена, которое позволило нам в ходе данного исследования определить распределение температуры, химической энергии и концентрации кислорода по всему объему топочной камеры.

**Ключевые слова:** теплообмен, численное моделирование, сжигание угля, температура, окислитель, химическая энергия.

Researches of various chemical processes in the gas environment are relevant today, as discussed in many areas of science and technology, and are of great practical interest for researchers and engineers. The aim of this study was to conduct a computational experiment to determine the basic characteristics of the heat exchange in the combustion chamber of the real energy facility-BKZ-160 of the AlmatyCHP-3. The methodology of work is- the method of mathematical modeling which was conducted with the help of the application package FLOREAN. The results of study was to investigate the processes of heat exchange, which will allow us in this study to determine the distribution of temperature, chemical energy, and the oxygen concentration in the entire volume of the combustion chamber.

**Key words:** heat transfer, numerical simulation, coal combustion, temperature, oxidant chemical energy.

Газдық ортадағы түрлі химиялық процестерді зерттеу қазіргі уақытта өзекті болып отыр, себебі ғылым мен техниканың көп салаларында қарастырылады және зерттеушілер мен инженерлердің тәжірибелік қызығушылығына ие. Зерттеудің негізгі мақсаты Алматы ЖЭО-3 БКЗ-160 қазандығы – шынайы энергетикалық объектінің жану камерасындағы жылуалмасудың негізгі сипаттамаларын анықтау үшін есептеу тәжірибесін жүргізу болып табылады. Жұмыс әдіснамасы – FLOREAN қолданбалы бағдарламалар пакеті көмегімен жүргізілген математикалық модельдеу әдісі. Жұмыс нәтижесі осы зерттеу барысында жану камерасының толық көлемі бойынша оттегінің температурасы, химиялық энергиясы және шоғылануының таралуын анықтауға мүмкіндік берген жылуалмасу процестерін зерттеу болды.

**Түйін сөздер:** жылуалмасу, сандық модельдеу, көмірді жағу, температура, тотықтырғыш, химиялық энергия.

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
ХАРАКТЕРИСТИК  
ТЕПЛООБМЕНА  
ПРИ ГОРЕНИИ  
ПЫЛЕУГОЛЬНОГО  
ФАКЕЛА В ТОПОЧНОЙ  
КАМЕРЕ КОТЛА БКЗ-160  
АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ-3**

**Введение**

Экономика Казахстана с каждым годом уверенно набирает быстрые темпы развития. Заслугой экономического роста является интеграция национального хозяйства Казахстана в мировую экономику, что соответственно приводит к развитию рыночных отношений, способствует повышению эффективности и конкурентоспособности национального хозяйства. Надежная основа для создания современной конкурентоспособной экономики является значительный производственный, существенный военно-промышленный и научно-технический потенциалы; высокий образовательный уровень населения; большие запасы природных ресурсов, но есть и множество недостатков, таких как отсутствие выхода на мировой океан; монополизация производства; структурная диспропорциональность экономики; устаревший уровень производственного аппарата и др. предполагает безотлагательное проведение структурной перестройки экономики и интенсивное развитие внутреннего рынка.

В Казахстане угольная промышленность – одна из наиболее крупных отраслей экономики и является основой энергетического комплекса Казахстана наряду с нефтяной и газовой промышленностью. Развитие угольной промышленности страны, с учетом интеграции в мировой топливно-энергетический комплекс, определяется главным образом необходимостью приобретения энергетической независимости. В связи с этим становится актуальным вопрос реконструкции, эксплуатации и, разумеется, разработки нового производственно-технологического комплекса.

Исследование динамики выгорания пылеугольного факела, нелинейных процессов тепломассопереноса является непростой и до конца неизученной задачей, решение которой требует глубокого анализа, как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения. Взаимодействие потока газа и химических процессов описывается сложной системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Одним из эффективных методов теоретического исследования таких течений является численное моделирование. Численное моделирование и проведение вычислительных экспериментов позволяет опти-

мально решать научные и проектно- конструкторские задачи [1-4].

### Физическая постановка задачи

Вычислительные эксперименты на реальной энергетической установке камеры сгорания котла БКЗ- 160 Алматинской ТЭЦ- 3 были проведены с помощью стартового пакета программ FLOREAN [5-7].

Этот пакет программ был использован для основы численных исследований и был дополнен нами новой компьютерной программой GEOM, которая пишется всегда при выборе нового объекта исследования (топочная камера), с учетом геометрии, размеров горелочных устройств, их формы и расположением в пространстве камеры сгорания. В этой компьютерной программе учитываются все характеристики сложного реального физико-химического процесса в выбранном нами объекте исследования и задаются граничные условия для решения выбранной за-

дачи исследования, адекватно отражающие этот процесс.

Установленная электрическая мощность ТЭЦ-3 – 173 МВт, тепловая – 335,26 Гкал/ч. На ТЭЦ-3 установлено 6 котельных агрегатов БКЗ-160, паропроизводительность каждого из которых 160 т/час (рисунок 1).

По боковым сторонам топочной камеры расположены 4 блока прямоточных щелевых горелок (по 2 горелки в блоке), направленных по касательной к окружности диаметром 60х4 с шагом 64 мм.

Проведение исследования тепловых характеристик является важным этапом моделирования процессов тепломассопереноса при сжигании пылеугольного топлива, которое позволяет определить температурные поля по всему объему топочной камеры и на выходе из нее. Кроме того, такие исследования позволяют найти распределения энергии, выделяющейся в результате химических реакций, и определить величину, характеризующую теплообмен посредством излучения.

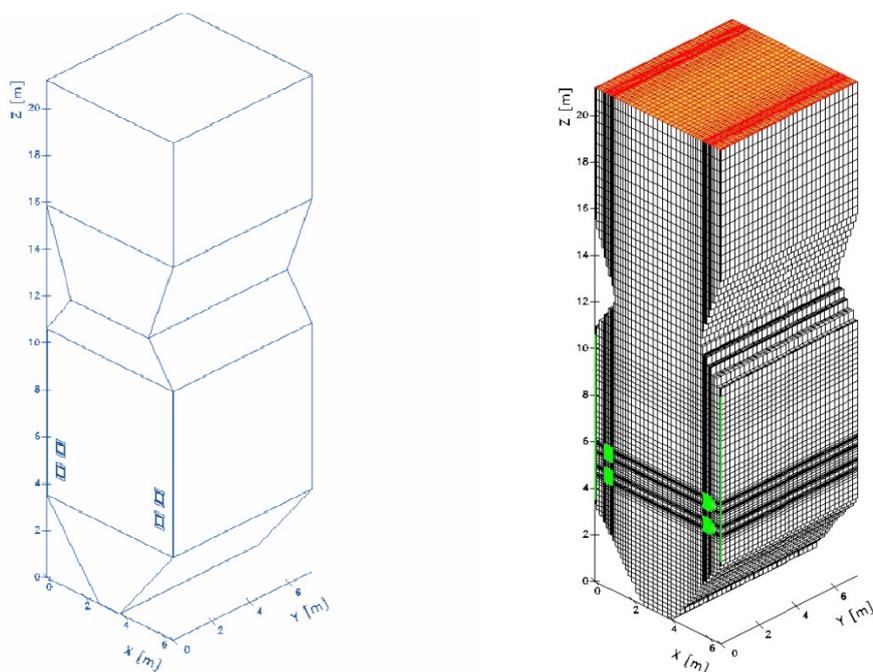


Рисунок 1 – Геометрия (а) и разбивка (б) на контрольные объемы топочной камеры котла БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ-3

### Результаты

На рисунках 2-3 приведены профили температуры, характеризующие тепловое поведение пылеугольного потока в топочной камере.

Из рисунка 2 и видно, что наибольшие изменения (максимумы и минимумы) распределения температуры приходится на область расположения горелочных устройств, поскольку здесь, посредством вихревого характера тече-

ния, наблюдается максимальный конвективный перенос и, как результат, увеличивается время пребывания угольных частиц, что приводит к росту температуры в указанной зоне. Именно в области пояса горелок, где взаимодействуют топливо и окислитель, наиболее интенсивно происходят химические реакции с максимальным выделением тепла (рис.3а,3б). Минимумы же температуры объясняются тем, что аэро-

смесь, подаваемая через горелки, холодная ( $T_a = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Далее, по мере продвижения к выходу из топочной камеры в связи с ослаблением химических процессов, температура падает и на выходе ее значение составляет  $\sim 1100^\circ\text{C}$  (рисунок 3в). Из рисунка 2, 3а видно, что значения температуры достигают своих максимальных значений в области, близкой к месту расположения горелочных устройств.

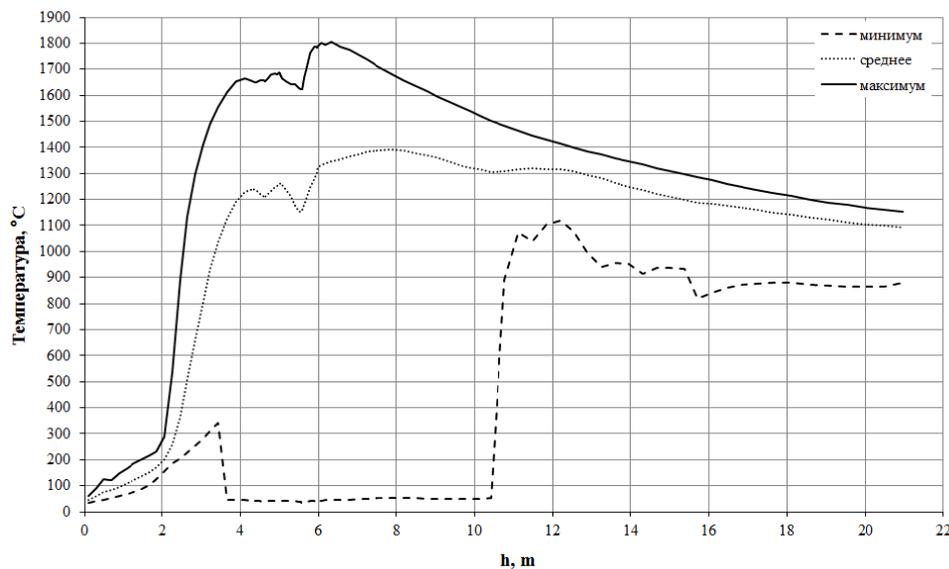


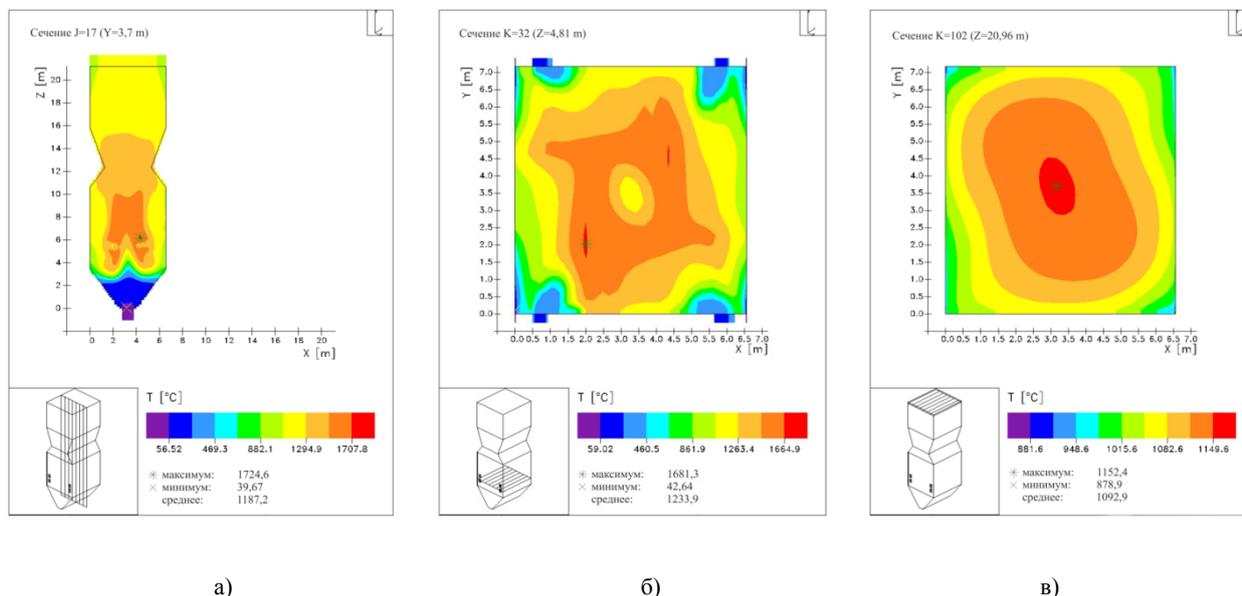
Рисунок 2 – Распределение температуры по высоте топочной камеры

Анализ рисунков 2, 3а, 3б показывает, что исходящие из горелок факелы, образуют в центре топочной камеры высокотемпературное ядро со средней температурой горения  $\sim 1200^\circ\text{C}$ . В первую очередь, это объясняется максимальным уровнем турбулентных пульсаций в данной области, что приводит к интенсификации процесса горения угольных частиц. Также, на рисунке 3а показано, что турбулентный перенос вещества (аэросмеси) обуславливает распространение пылеугольного факела по всему объему топочной камеры, о чем свидетельствуют средние значения температуры в указанных сечениях. Такое поведение способствует равномерному обогреву стенок топочной камеры.

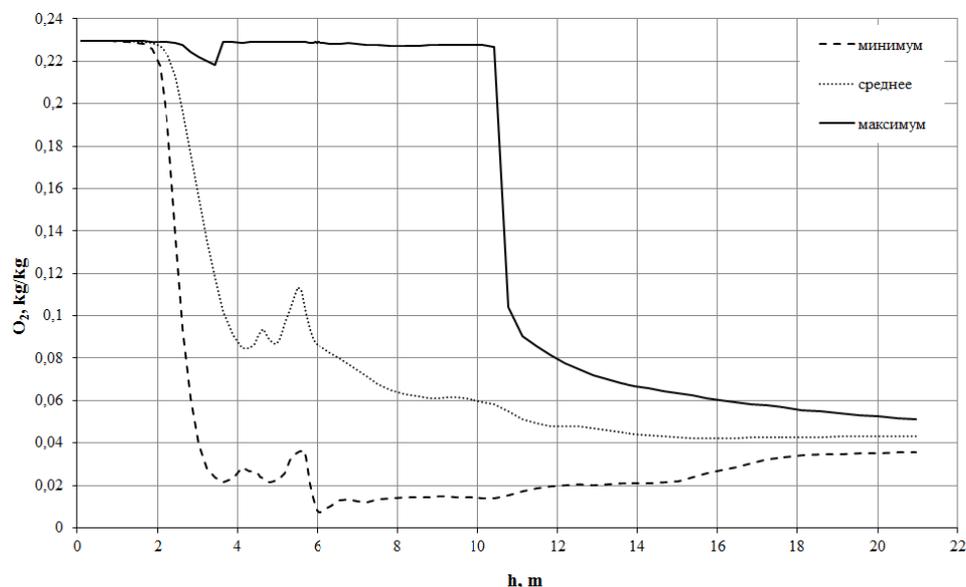
Процессы тепломассопереноса, происходящие при физико-химических превращениях, характеризуются формированием и разложением продуктов реакции горения. Каждая химическая реакция, протекающая в топочной камере,

сопровождается выделением или поглощением определенного количества энергии. Энергия, выделяемая вследствие химических реакций, напрямую зависит от содержания горючего углерода и концентрации кислорода в топочной камере котла. На рисунках 4-5 представлены результаты численного моделирования распределения концентрации кислорода  $\text{O}_2$  по высоте и в объеме топочной камеры, из анализа которых можно судить о химической полноте выгорания топлива. Мы наблюдаем, что на высоте находящейся выше горелочных устройств и выше происходит заметный спад концентрации кислорода, которая имеет максимальные значения в зоне подачи воздуха (рис. 4, 4а). Основная часть кислорода расходуется на начальном этапе горения на горение летучих и на окисление углерода и азота топлива. Сказанное выше подтверждается 3-D графиками и дает более полную картину распределения

безразмерной концентрации кислорода в продольном сечении камеры сгорания (рис. 4а,  $y = 3,7$  м), в поперечном сечении (рис. 4б,  $z = 4,81$ ), приходящейся на нижний ярус горелок и на выходе из топочного пространства (рис. 4в,  $z = 20,96$ ).



**Рисунок 3** – Распределение температуры: а) в продольном сечении ( $y = 3,7$  м); б) в сечении установки горелочных устройств ( $z = 4,81$  м); в) на выходе из топочной камеры ( $z = 20,96$  м)



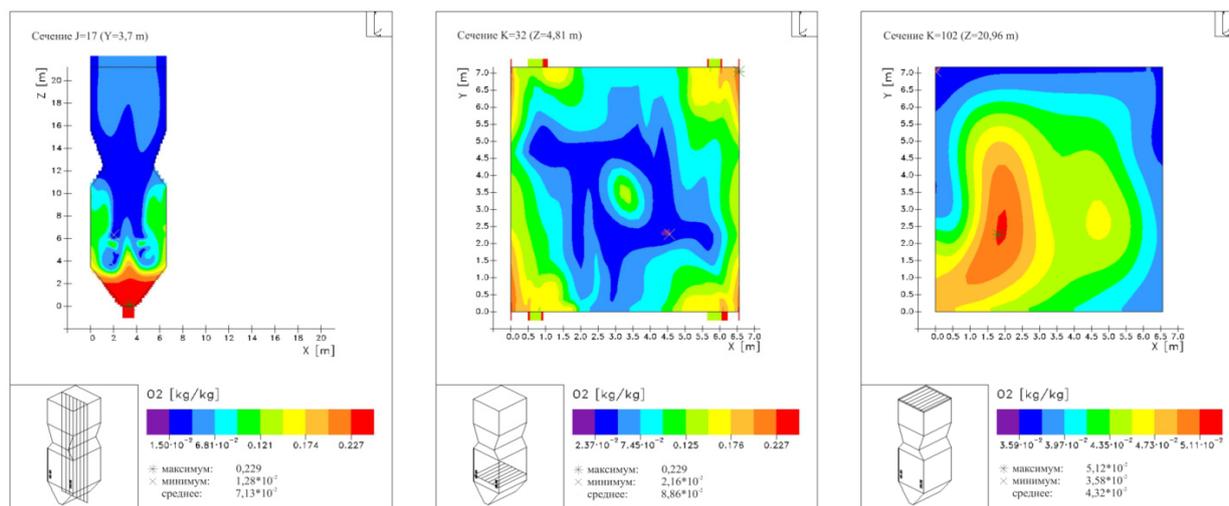
**Рисунок 4** – Распределение концентрации кислорода  $O_2$  по высоте топочной камеры

Область расположения горелок с наибольшей концентрацией углерода и кислорода является областью высвобождения тепловой энергии, как уже было сказано выше. Поэтому в этой

области (рис.6) наблюдается четко выраженные максимумы и минимумы химической энергии  $Q_{chem}$ , которые наблюдаются около верхнего и нижнего яруса горелок (2 максимума на кри-

вой распределения  $Q_{chem}$  при  $z= 4,998$  м и  $z= 5,938$  м). Мы видим, что ход кривой в области первого максимума химической энергии  $Q_{chem}$  и второго максимума распределения химической энергии  $Q_{chem}$  совпадает с кривой распределения температуры  $T$  (рис. 2). Отчетливо видно,

что минимальные значения энергии, выделяемой за счет химических реакций, наблюдается на выходе из топочной камеры, где все процессы горения с выделением тепла почти завершены. Сказанное выше подтверждается 3-х мерными распределениями  $Q_{chem}$  (рис. 6а, 6б, 6в).

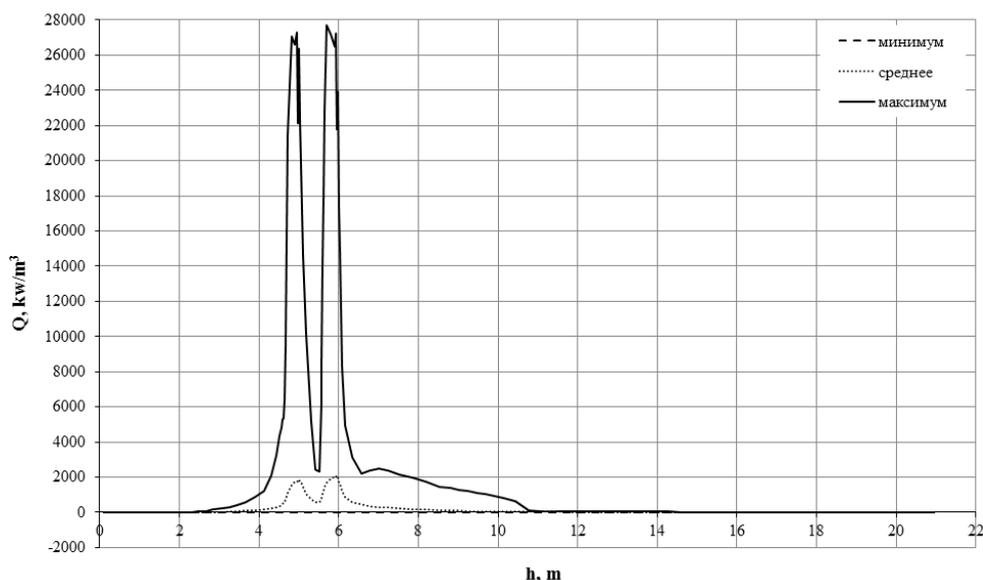


а)

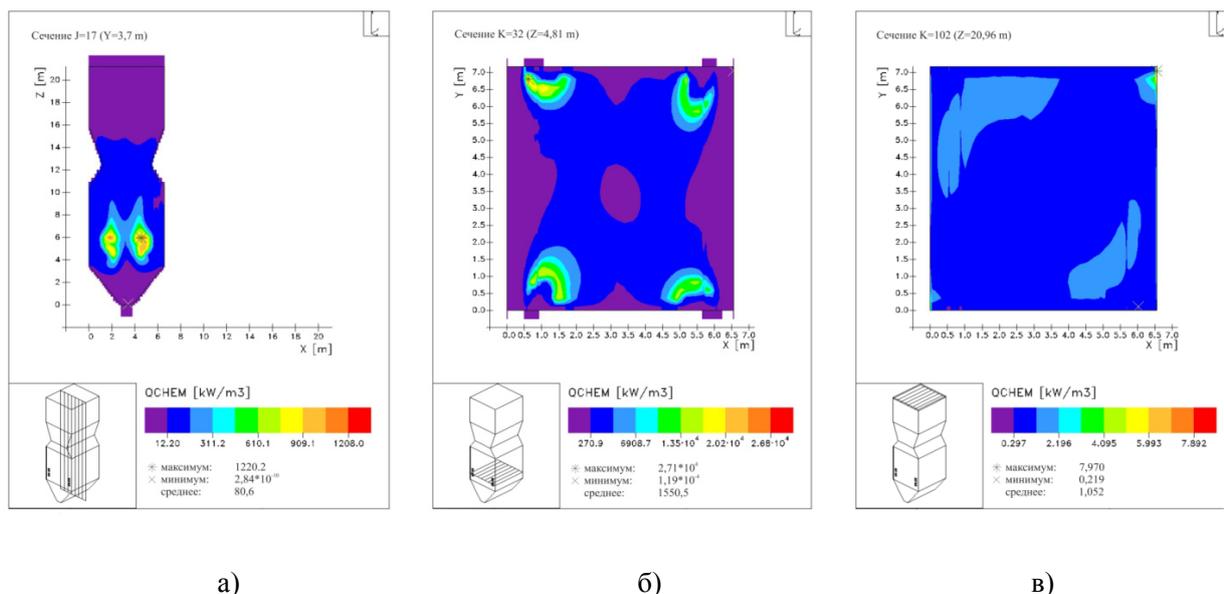
б)

в)

**Рисунок 5** – Распределение концентрации кислорода  $O_2$ : а) в продольном сечении ( $y = 3,7$  м); б) в сечении установки горелочных устройств ( $z = 4,81$  м); в) на выходе из топочной камеры ( $z = 20,96$  м)



**Рисунок 6** – Распределение энергии, выделяемой за счет химических реакций, по высоте топочной камеры котла БКЗ 160 Алматинской ТЭЦ-3



**Рисунок 7** – Распределение химической энергии: а) в продольном сечении ( $y = 3,7$  м); б) в сечении установки горелочных устройств ( $z = 4,81$  м); в) на выходе из топочной камеры ( $z = 20,96$  м)

Анализ рисунков 7, 7а показывает, что по мере продвижения пылеугольного потока к выходу, интенсивность протекания химических реакций ослабевает, и на выходе (рис. 7в) энергия химических реакций составляет всего  $1,052 \text{ kW/m}^3$  (рис.7в), по сравнению с  $1550,5 \text{ kW/m}^3$  в области пояса горелок. Это отражает реальную картину процессов теплообмена, происходящих при сжигании пылеугольного топлива в топочных камерах.

### Заключение

В центральной области топочной напротив обоих ярусов горелок ( $k=32, z=4,81$  м,  $k=50, z=5.79$  м) происходит встречное столкновение пылегазовых потоков из противоположно расположенных горелок, что приводит к максимальному возмущению течения в этой области, к высоко-

му уровню турбулентности, а это в свою очередь обеспечивают высокую степень смешивания топлива и окислителя, к быстрому воспламенению пылегазового факела и полному его выгоранию. Области максимума и минимума значений температуры отчетливо видны в центральной области пылеугольного факела, соответственно это те области, где происходит процесс воспламенения пылегазовой смеси и область подачи холодной аэросмеси. Такое распределение температуры по высоте топочной камеры отражает реальный процесс турбулентного теплопереноса. В зоне расположения горелочных устройств интенсивно происходят химические реакции между компонентами топлива и окислителя, это подтверждается максимальными значениями химической энергии ( $Q_{\text{chem}} = 2,71 \cdot 10^4 \text{ kW/m}^3$ ), а также вследствие повышения температуры ( $T_{\text{max}} \approx 1681^\circ\text{C}$ ) в этой области топочного пространства.

### Литература

- 1 Askarova A. S., 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. – Issue 6. – P. 747-754.
- 2 Messerle V. E., Ustimenko A. B. et al. Pulverized coal torch combustion in a furnace with plasma-coal system // Thermophysics and Aeromechanics. – 2010. – Vol. 17. – Issue 6. – P. 435-444.
- 3 Karpenko E I; Lavrishcheva, Y. I., Messerle V.E. et al. Plasma-supported coal combustion in boiler furnace // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2007. – Vol. 35. Issue 6, – P. 1607-1616.
- 4 Karpenko E.I, Messerle V. E. Ustimenko A.B. et al. Plasma enhancement of combustion of solid fuels // High energy chemistry. – 2006. – Vol. 40. – Issue . – P. 111-118.

- 5 Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. – 52 p.
- 6 Müller, H. Numerische simulation von Feuerungen. CFD–Vorlesung, TU. – Braunschweig: IWBT, 1997. – 8–12 s
- 7 Askarova, A. S., Bolegenova, S. A., Maximov, V. Yu. et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High Temperature. –2015. –Vol. 53.– Issue 5. – P. 751-757.

#### References

- 1 Askarova A. S., Messerle V. E., Ustimenko A. B. et. al. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source. Thermophysics and Aeromechanics,6, (2014), 747-754.
- 2 Messerle V. E., Ustimenko A. B. et al. Pulverized coal torch combustion in a furnace with plasma-coal system. Thermophysics and Aeromechanics, 6, (2010), 435-444.
- 3 Karpenko E I; Lavrishcheva, Y. I., Messerle V.E. et al. Plasma-supported coal combustion in boiler furnace. IEEE Transactions on Plasma Science.6, (2007),1607-1616.
- 4 Karpenko E.I, Messerle V. E. Ustimenko A.B. et al. Plasma enhancement of combustion of solid fuels. High energy chemistry.2, (2006),111-118.
- 5 Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. Braunschweig, 2006.52 p.
- 6 Müller, H. Numerische simulation von Feuerungen. CFD–Vorlesung, TU.Braunschweig: IWBT,(1997), 8–12.
- 7 Askarova, A. S., Bolegenova, S. A., Maximov, V. Yu. et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant. High Temperature,5, (2015),751-757.

Молдабекова М.С.,  
Әсембаева М.К.,  
Мукамеденқызы В.,  
Абдулаева Ә.Б.

**Құрамында пропаны  
болатын үшкомпонентті газ  
қоспасындағы механикалық  
тепе-теңдіктің орнықсыздығын  
Стефан-Максвелләдісімен  
зерттеу**

Moldabekova M.S.,  
Asembayeva M.K.,  
Mukamedenkyzy V.,  
Abdulayeva A.B.

**The study of instability of  
mechanical equilibrium in  
three-component gas mixture  
containing propane by the  
method of Stefan-Maxwell**

Молдабекова М.С.,  
Асембаева М.К.,  
Мукамеденқызы В.,  
Абдулаева А.Б.

**Исследование неустойчивости  
механического равновесия  
в трехкомпонентной газовой  
смеси, содержащей пропан,  
методом Стефана-Максвелла**

Мақалада үшкомпонентті газ қоспасындағы механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығын зерттеудің эксперименттік мәліметтері мен Стефан-Максвелл әдісімен есептелгендердің салыстырылуы көрсетілген. Құрамында пропан, азот тотығы және көмірқышқыл газы болатын жүйе үшін анықталған эксперименттік мәліметтер екіколбалы әдіспен алынған. Эксперименттерде аппараттағы пропанның бастапқы концентрациясына байланысты екінші колбаға тасымалданған мөлшері қысымға тәуелді: пропанның максимал тасымалдауы қысымның белгілі бір мәнінде  $p_{\max}$  байқалатындығы анықталған. «Пропан – азот тотығы» бинарлы қоспасындағы пропанның бастапқы концентрациясының өсуі алдымен нақты жүйедегі пропанның максимал тасымалдауы байқалатын қысымның азаюына, одан кейін оның артуына алып келетіндігін теориялық зерттеу де дәлелдеді. Компоненттің мұндай тасымалдауы молекулалық диффузияға тән емес.

**Түйін сөздер:** диффузия, араласу, орнықсыздық, газ қоспасы, концентрация, қысым, температура, механикалық тепе-теңдік, әдіс, тасымалдау.

The article presents a comparison of the experimental data studies of the instability of mechanical equilibrium in isothermal three-component gas mixtures in the diffusive mixing is calculated with the method of the Stefan-Maxwell. Experimental data for systems containing propane, nitrous oxide and carbon dioxide were obtained in two bulb method. In experiments it was found that for predefinmessage propane depending on pressure and initial concentrations of propane in a diffusion device the maximum transfer is observed at  $p_{\max}$  certain pressure value. The measurements showed that the pressure value  $p_{\max}$  different for a binary mixture in a three-component system with different initial (starting) concentration of the components. Nature calculated based on the concentration of propane in predefinmessage bottom flask from its initial concentration and pressure is qualitatively consistent with experimental data. Theoretical study has shown that as experience increases the initial concentration of propane in the binary mixture propane – nitrous oxide leads to a decrease, and then increase the pressure at which there is maximum transfer of propane was investigated for a particular system. This shift component is not characteristic of molecular diffusion.

**Key words:** diffusion, mixing, instability, gas mixture, concentration, pressure, temperature, mechanical equilibrium, method, transfer.

В статье представлено сравнение экспериментальных данных исследования неустойчивости механического равновесия в изотермической трехкомпонентной газовой смеси при диффузионном смешении с рассчитанными методом Стефана-Максвелла. Представленные экспериментальные данные для системы, содержащей пропан, закись азота и углекислый газ были получены двухколбовым методом. В экспериментах было обнаружено, что для продиффундировавшего пропана в зависимости от давления и начальной концентрации пропана в диффузионном аппарате максимальный перенос наблюдается при определенном значении давления  $p_{\max}$ . Теоретическое исследование показало, что как и в опыте увеличение исходной концентрации пропана в бинарной смеси пропан – закись азота приводит к уменьшению, а затем к увеличению давления, при котором наблюдается максимальный перенос пропана для исследованной конкретной системы. Такой перенос компонента несвойствен молекулярной диффузии.

**Ключевые слова:** диффузия, смешение, неустойчивость, газовая смесь, концентрация, давление, температура, механическое равновесие, метод, перенос.

**ҚҰРАМЫНДА  
ПРОПАНЫ БОЛАТЫН  
ҮШКОМПОНЕНТТІ  
ГАЗ ҚОСПАСЫНДАҒЫ  
МЕХАНИКАЛЫҚ  
ТЕПЕ-ТЕҢДІКТІҢ  
ОРНЫҚСЫЗДЫҒЫН  
СТЕФАН-  
МАКСВЕЛЛӘДІСІМЕН  
ЗЕРТТЕУ**

**Кіріспе**

Изотермдік үшкомпоненттік газдар жүйелерінің эксперименттік зерттеуі белгілі бір жағдайларда оларда құрымдыланған конвективтік ағындар пайда болатынын көрсетеді. Бұл ағындардың молекулалық тасымалдаумен үйлесуі диффузиялық орнықсыздықты, демек механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығын тудырады [1]. Диффузиялық орнықсыздық ұғымының ішіне диффузиялық процеспен бірге қоса макроскоптық ағындардың (диффузиялық бароэффект себебінен пайда болған гидродинамикалық ағынмен қоса) пайда болуы да кіреді. Тұйықталған аспаптағы (біздің жағдайда екі-колбалық аппарат) изотермдік диффузиямен қабаттас жүретін күшті конвективтік ағындар диффузиялық ағындардан ондаған есе басым болады. Көпкомпонентті газдар қоспаларындағы күтілінген диффузиялық процестің нәтижелерін компоненттердің молекулалық тасымалдауымен үйлескен конвективтік ағыстар едәуір бұрмаландырады. Сондықтан, бұл құбылыстарды массаалмасу процестерін ғылым мен өндірісте дайындау және жобалау кезінде ескеру қажет, мысалы табиғи газдан аммиакты құрастырып алу.

Диффузиялық орнықсыздықтың жаратылысын зерттеу күрделі болып шықты, өйткені оның пайда болуы жүйенің көптеген жағдайы және әртүрлі параметрлеріне: компоненттердің өзара диффузия коэффициенті, тұтқырлығы, қоспаның алғашқы құрамының айырмашылығы, диффузиялық каналға қатысты газдар қоспасының орналасуы, каналдың геометриялық өлшемдері мен вертикалға қатысты орналасуы және қысым мен температураның айырмашылығына тәуелді екені анықталды. Диффузиялық процесте конвекцияның дамыған кезінде келесі эффектілер тіркелген: қысымға тәуелді диффундирленген компоненттің концентрация интенсивтілігінің максимумдарының байқалуы; жүйенің бірнеше рет орнықтылық күйден орнықсыздық күйге ауысуы; газ қоспасының компонентінің біреуімен аномалді байытылуы.

Зерттеу нәтижесінде диффузиялық орнықсыздықтың пайда болуының келесі қажетті шарттары тағайындалған:

газдардың бинарлы қоспасы (1 + 2) жоғарыда, таза газ (3) – төменде орналасқан,  $\rho_2 > \rho_3 > \rho_1$ ;  $\rho_{(1+2)} < \rho_3$ ;  $D_{12} > D_{23}$ ; мұндағы  $\rho_i$  –  $i$  компоненттің тығыздығы,  $D_{ij}$  –  $i$  компоненттің  $j$  компонентке тасымалдауының диффузия коэффициенті.

газдардың бинарлы қоспасы (1 + 2) төменде, таза газ (3) – жоғарыда орналасқан,  $\rho_2 > \rho_3 > \rho_1$ ;  $\rho_{(1+2)} > \rho_3$ ;  $D_{13} > D_{23}$ ;

газдардың бинарлы қоспасы (1 + 2) жоғарыда, бинарлық қоспа (3 + 2) – төменде орналасқан,  $\rho_2 > \rho_3 > \rho_1$ ;  $\rho_{(3+2)} > \rho_{(1+2)}$ ;  $D_{12} > D_{32}$ ;

газдардың бинарлы қоспасы (1+2) және таза газ (3) не жоғарыда, не төменде орналаса береді,  $\rho_2 > \rho_3 > \rho_1$ ;  $\rho_{(1+2)} = \rho_3$ ;  $D_{13} > D_{23}$ . Бұл жағдайда орнықсыз процесс қоспалардың диффузиялық каналға қатысты кез-келген орналасуы кезінде байқалуы мүмкін, бірақ ол тәжірибенің әртүрлі параметрлеріне тәуелді, сондай-аққысымға,  $i$  компоненттің тығыздығына,  $i$  компоненттің  $j$  компонентке тасымалдауының диффузия коэффициентіне тәуелді.

Жоғарыда келтірілген диффузиялық араласуда конвекцияның пайда болуының қажетті шарттары жеткілікті шарттармен толықтырылуы керек.

1 Газдар қоспасындағы компоненттердің таза газға тасымалдануының диффузия коэффициенті бір-бірінен бірнеше есе өзгешеленеді, мысалы He+Ar-N<sub>2</sub> қоспасындағы  $D_{\text{He-Ar}}$  шамасы  $D_{\text{Ar-N}_2}$  шамамен 3 есе үлкен.

2 Механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығы компоненттер концентрациясының белгілі бір аралығында ғана пайда болады.

3 Қысымның әсері едәуір.

4 Диффузиялық каналдың геометриялық сипаттары, сонымен қатар вертикалға қатысты орналасуы конвективті араласуды шектеуі мүмкін.

5 Механикалық тепе-теңдіктің орнықтылығының бұзылуына температура әсер етеді.

6 Кейбір үшкомпоненттік газ қоспаларында орнықсыздық компоненттердің диффузиялық каналға қатысты алғашқы орналасуына тәуелсіз байқалуы мүмкін.

7 Диффундирленген қоспаның тұтқырлығының кемуі орнықсыздық процестің пайда болуықтималдығын арттырады.

Орнықсыз процестің сараптамасы газ жүйесіндегі конвективті ағындар негізінен, қоспа компоненттерінің молекулалық массаларының бір-бірінен айырмашылығы едәуір болғанда туындайтындығын көрсетеді. Сонымен, диффузия кезіндегі орнықсыздық режимнің туындауы мен өтуіне әртүрлі параметрлер мен жағдайлар

әсер етеді, бірақ конвективті орнықсыздық режимінде көпкомпонентті газ қоспасының бөлінуі болатындығы – жалпы ақиқат.

Үшкомпонентті газ қоспасы екіколбалық әдіспен қоспадағы тығыздықтың градиенті нөлге тең болғанда экспериментте зерттелген [2]. Үшкомпонентті газ қоспасының құрамы: пропан, азот тотығы және көмірқышқыл газы. Бұл газдардың қалыпты жағдайдағы тығыздық мәндері бір-біріне жақын:

$$\begin{aligned} \rho_{C_3H_8} &= 1.8037 \text{ кг} / \text{ м}^3, \rho_{CO_2} = \\ &= 1.8003 \text{ кг} / \text{ м}^3, \rho_{N_2O} = 1.8004 \text{ кг} / \text{ м}^3 \end{aligned}$$

Ал компоненттердің өзара диффузия коэффициенттері  $T=298\text{K}$  температура мен атмосфералық қысымда шамалас болады, яғни:

$$\begin{aligned} D_{CO_2-C_3H_8} &= 0.0863 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{ с}, D_{N_2O-C_3H_8} = \\ &= 0.0860 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{ с}, D_{CO_2-N_2O} = \\ &= 0.117 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{ с} \end{aligned}$$

Олай болса, мұндай үшкомпонентті жүйелерде изотермдік диффузиялық процесс механикалық тепе-теңдіктің бұзылуынсыз өтуі керек.

Экспериментте пропан мен азот тотығының бинарлы қоспасы құрамының әртүрлі қатынасымен диффузиялық аппараттың жоғарғы бөлігінде, көмірқышқыл газы – төменгі колбада орналастырылды. Алынған мәліметтердің сараптамасы зерттелген  $C_3H_8 + N_2O - CO_2$  изотермдік газ жүйесінде диффузиялық орнықсыздыққа тән интенсивтілігі өзгермелі конвекция (құрылымдық ағындар) байқалатынын көрсетті. Аппараттағы пропанның бастапқы концентрациясына байланысты екінші колбаға тасымалданған мөлшері қысымға тәуелді: пропанның максимал тасымалдауы қысымның белгілі бір мәнінде  $p_{\text{max}}$  байқалатындығы анықталды. Диффундирленген компоненттің концентрациясының осыған ұқсас өзгеруі изотермдік диффузиялық орнықсыздықты компоненттердің парциал тығыздықтарының және диффузиялық коэффициенттерінің едәуір айырмашылығы болатын изотермдік жүйелерде He + Ar – N<sub>2</sub> және H<sub>2</sub> + Ar – N<sub>2</sub> байқалған, бұл жүйелерде аргон ауыр компонент. Алайда бұл жүйелерде орнықсыздықтың пайда болуы кезінде аппараттың бір колбасынан екіншісіне тасымалданған компоненттің концентрациясының едәуір өзгерісі байқалатын қысым өзгермеген, тұрақты қалған [3].

Кестеде 298 К температурада жүргізілген зерттеудің нәтижелері келтірілген. Тәжірибедегі әртүрлі газдар жүйелері үшін тасымалданған пропанның максимал концентрациясына жетудегі қысым мәндері 2-бағанада келтірілген. 3- және 4- бағаналарда төменгі колбаға диффундирленген пропанның тәжірибедегі және Стефан-Максвелл әдісімен есептелген концентрация мәндері берілген. Зерттеу нәтижелерін теориялық сипаттау үшін Matcad ортасында осы әдіске негізделген бағдарлама құрастырылған.

Компоненттердің бастапқы концентрациясы әртүрлі бинарлы қоспалар үшін  $p_{max}$  қысым

мәні әртүрлі болатындығын өлшеулер көрсетті. Төменгі колбағатасымалданған пропанның концентрациясының өсуі оның бастапқы жүйедегі шамасының мәніне пропорционал. Бинарлы қоспадағы  $C_3H_8$  бастапқы концентрациясының өсуі диффузиялық процестің аномалді өтуіне әсер ететіндігін тәжірибе көрсетті. Кестедегі мәліметтер бинарлы қоспадағы пропанның бастапқы концентрациясының өсуі алдымен  $p_{max}$  қысымның кемуіне, кейін оның өсуіне әкелетіндігін көрсетеді. Бұл жағдайда нақты жүйе үшін молекулалық диффузияға тән емес пропанның максимал тасымалдауы байқалады.

**Кесте** – Эксперимент пен Стефан-Максвелл әдісімен есептелген бинарлы қоспадағы пропанның бастапқы концентрациясы мен қысым мәндері

Газ жүйесі	Қысым $p_{max}$ , $10^5 Pa$	Төменгі колбадағы $C_3H_8$ концентрациясы, molefraction (эксперимент)	Төменгі колбадағы $C_3H_8$ концентрациясы, molefraction (теория)
0.188 $C_3H_8$ + 0.812 $N_2O - CO_2$	8.77	0.072	0,088
0.220 $C_3H_8$ + 0.780 $N_2O - CO_2$	6.81	0.094	0,115
0.250 $C_3H_8$ + 0.750 $N_2O - CO_2$	5.54	0.108	0,141
0.360 $C_3H_8$ + 0.640 $N_2O - CO_2$	5.83	0.143	0,200
0.570 $C_3H_8$ + 0.430 $N_2O - CO_2$	6.81	0.221	0,297
0.810 $C_3H_8$ + 0.190 $N_2O - CO_2$	7.79	0.428	0,399

Компоненттердің бастапқы концентрациясы әртүрлі болатын үшкомпонентті газ жүйесіндегі диффузиялық процестің  $p_{max}$  қысымға байланысының осындай сипаты алғаш рет анықталған. Бұл қысымның өсуінде пропанның парциал тығыздығы, қалған екі компоненттің – көмірқышқыл газы мен азот тотығының, парциал қысымдарымен салыстырғанда жылдам өсетіндігін көрсетеді. Жоғарыда орналасқан бинарлы қоспа таза компонентпен салыстырғанда ауырлай түседі. Осыдан тығыздықтың оң градиенті туындайды, бұл бастапқы қоспадағы компоненттердің тығыздығының градиенті нөлге тең болған диффузиялық каналда конвективті массатасымалдаудың пайда болуына алып келеді.

Көпкомпонентті қоспалардың диффузиялық араласуын зерттеу үшін Стефан-Максвелл әдісін қолдану – бастапқыда гравитациялық орнықты газ қоспаларындағы молекулалық деңгейде де, конвекция режимінде де өте алатын массатасымалдаудың түрін анықтауға мүмкіндік береді [1, 4, 5]. Стефан-Максвелл теңдеулері қорытқы (тәжірибеде тікелей байқалатын) диффузиялық ағындардың қанағаттандырылғық си-

патын береді.

Суретте кестедегі берілгендерге сәйкес эксперименттік мәліметтер мен Стефан-Максвелл әдісімен есептелгендердің салыстырылуы көрсетілген. Суреттен, төменгі колбаға тасымалданған пропанның концентрациясының қысымға тәуелділігі сапалық жағынан эксперименттегі тәуелділікке сәйкес келеді. Теориялық зерттеу де тәжірибеден алынған нәтижемен сәйкес келді, пропанның максимал тасымалдауы қысымның  $p_{max}$  белгілі бір мәнінде байқалатындығы, яғни «пропан – азот тотығы» бинарлы қоспасындағы пропанның бастапқы концентрациясының өсуі зерттелетін нақты жүйедегі пропанның максимал тасымалдауы байқалатын қысымның азаюына, кейін оның артуына алып келеді. Жоғарыда айтылғандай, компоненттің мұндай тасымалдауы молекулалық диффузияға тән емес.

Сонымен, үшкомпонентті газ қоспасында диффузиялық каналдың ұштарында тығыздықтың айырымы жоқ болғанда, компоненттің біреуінің бастапқы концентрациясы өзгеретінде тек диффузиялық қана емес, сонымен қатар араласудың конвективті режимдері де байқалуы мүмкін. Біздің Стефан-Максвелл әдісімен

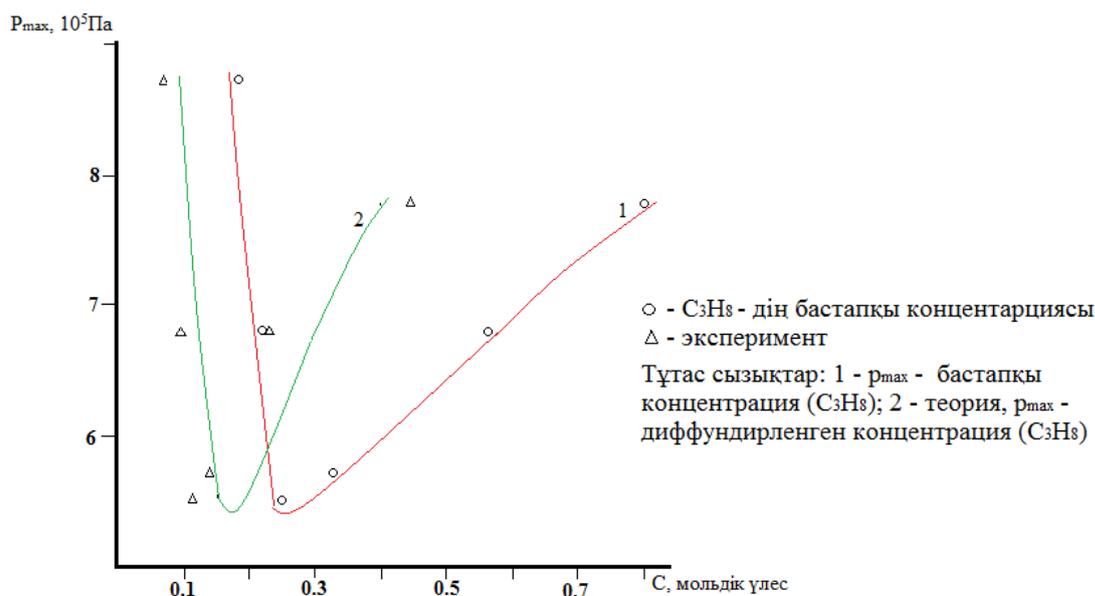
теориялық зерттеу сапалық жағынан эксперименттің нәтижелерін қанағаттандырады (сурет).

Жүргізілген зерттеу негізінде келесі қорытынды жасауға болады:

1 Үшкомпонентті газ жүйесіндегі изотермдік диффузия кезінде механикалық тепе-тең-

діктің орнықсыздығы, компоненттерінің бастапқы концентрациясы әртүрлі бинарлы қоспалар әртүрлі қысымда Стефан-Максвелл әдісімен сарапталды.

2 Стефан-Максвелл әдісі термодинамикалық параметрлерге тәуелді диффузиялық араласу процесінің сипатын анықтауға мүмкіндік береді.



Сурет – Масса тасымалдаудың максимал қарқындылығының пропанның бастапқы концентрациясы мен қысымға тәуелділігі

Үшкомпонентті газ жүйесіндегі диффузиялық орнықсыздықты теориялық зерттеу де компоненттердің араласуында, диффузиялық процесс молекулалық деңгейде де, конвекция режимінде де өтетіндігін дәлелдейді. Мұны

эксперимент арқылы да дәлелдеуге болады, алайда ол көп еңбекті және материалдық шығындарды қажет етеді. Зерттеу нәтижелері массатасымалдау теориясына белгілі-бір үлес қосуы мүмкін.

#### Әдебиеттер

- 1 Zhavrin J., Kosov V., Kulzhanov D., Fedorenko O. Experimental methods for studying the diffusion and concentration gravitational convection caused by instability of mechanical equilibrium in multicomponent gas mixtures: monograph / Zhavrin Y., Kosov V., Kulzhanov D., Fedorenko O. – Almaty: Kazakh University, 2015. –172 p.
- 2 Zhavrin J., Moldabekova M., Poyarkov I., Mukamedenkyzy V. Experimental study of diffusion instability in ternary gas mixtures at zero density gradient // Technical Physics Letters. – 2011. – 37. – Vol.15. – P. 62-68.
- 3 Moldabekova M., Poyarkov I., Mukamedenkyzy V., Beketayeva M. The Maximum intensity of convective mass transfer in the system containing propane // Bulletin of Kazakh national Pedagogical University, series “Physical and mathematical Sciences”. – 2011, №1 (33). – P. 80-85.
- 4 Gershuni G., Zhukhovitskii E., Nepomnyashchy A. Stability of convective flows. – М.: Nauka, 1989. – 320 p.
- 5 Kosov V., Seleznev V. Abnormal appearance free of gravitational convection in isothermal ternary gas mixtures. – Ekaterinburg: Ural branch of RAS, 2004. – 149 p.

### References

- 1 Zhavrin J., Kosov V., Kulzhanov D., Fedorenko O. Experimental methods for studying the diffusion and concentration gravitational convection caused by instability of mechanical equilibrium in multicomponent gas mixtures: monograph / Zhavrin Y., Kosov V., Kulzhanov D., Fedorenko O. – Almaty: Kazakh University, 2015. –172 p.
- 2 Zhavrin J., Moldabekova M., Poyarkov I., Mukamedenkyzy V. Technical physics Letters. 15. (2011). 62-68.
- 3 Moldabekova M., Poyarkov I., Mukamedenkyzy V., Beketayeva M. Bulletin of Kazakh national Pedagogical University, series “Physical and mathematical Sciences”. №1 (33). (2011).80-85.
- 4 Gershuni G., Zhukhovitskii E., Nepomnyashchy A. Stability of convective flows, Nauka, 1989. – P. 320.
- 5 Kosov V., Seleznev V. Abnormal appearance free of gravitational convection in isothermal ternary gas mixtures. – Ekaterinburg: Ural branch of RAS, 2004. – P. 149.

Нурмаханов Н., Қалиахмет А.Б.,  
Иқласова С., Әсембаева М.Қ.

**H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub> газ жүйесіндегі  
метанның эффективтік  
диффузия коэффициентінің  
температуралық және  
концентрациялық тәуелділігі**

Температурасы 298 – 1000 К аралығында құрамында әртүрлі концентрациялы метан бар газ жүйесінің ЭДК температуралық және концентрациялық тәуелділігі есептелді. Метанның ЭДК әртүрлі концентрацияда Стефан-Максвелл теориясы негізінде есептелді. Бинарлы диффузияда мұндай қатынас тәжірибелердің жеткілікті болуынан мүмкін болып отыр, ал көпкомпонентті массатасымалдауда мұндай салыстырулар жүргізу тәжірибелік мәндердің жетіспеушілігінен қиындық туғызады. Бұл жұмыста әртүрлі концентрацияда H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> газ жүйесі үшін таза газ ретінде метан алынды, сонымен қатар стационарлық, МБД және екіколбалық әдіспен алынған эффективтік диффузия коэффициенттеріне салыстырулар жүргізілді. Сондай-ақ массаалмасуды сипаттаудағы ЭДК артықшылықтары да көрсетілді.

**Түйін сөздер:** диффузия, ЭДК, бинарлық диффузия, барозф-фект, массатасымалдау, балласты газ.

Nurmahanov N., Kaliakhmet A.B.,  
Iklasova S., Asembaeva M.K.

**Temperature and concentration  
dependence of the effective  
diffusion coefficient of methane in  
the gas system H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub>**

Designed temperature and concentration dependence of the ECD of gas of which consists of methane at different concentrations, and in the temperature range 298 - 1000 K. ECD methane calculated on the basis of the theory of Stefan-Maxwell in different concentrations. In binary diffusion, such a comparison is possible, since enough of the experiment, when a multicomponent mass transfer is more difficult to do because of the lack of experimental data. This work was carried out to compare the efficacy of the diffusion coefficients obtained stationary, MDB and dvuhkolbovym method for system gas H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> in different concentrations, which is used as a pure methane gas. Just use the advantages of efficient mass transfer coefficients in the description.

**Key words:** diffusion, EDC, binary diffusion, thermal effect, masstransfer, ballast gas.

Нурмаханов Н., Қалиахмет А.Б.,  
Иқласова С., Әсембаева М.Қ.

**Температурная и  
концентрационная зависимость  
эффективного коэффициента  
диффузии метана в системе газа  
H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub>**

Рассчитан температурная и концентрационная зависимость ЭКД системы газа в составе которого присутствует метан в разных концентрациях и в интервале температур 298 – 1000 К. ЭКД метана рассчитывалась на основе теории Стефана-Максвелла в разных концентрациях. В бинарной диффузии такое сопоставление возможно, так как достаточно эксперимента, при многокомпонентном массопереносе это сделать сложнее из-за отсутствия опытных данных. В этой работе производилось сравнение эффективных коэффициентов диффузии полученных стационарным, МБД и двухколбовым методом для системы газа H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> в разных концентрациях, где использовалась метан в виде чистого газа. Так же показаны преимущества применения эффективных коэффициентов при описании массопереноса.

**Ключевые слова:** диффузия, ЭКД, бинарная диффузия, барозф-фект, массаперенос, балластный газ.

**H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub> ГАЗ  
ЖҮЙЕСІНДЕГІ  
МЕТАННЫҢ  
ЭФФЕКТИВТІК  
ДИФФУЗИЯ  
КОЭФФИЦИЕНТІНІҢ  
ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ  
ЖӘНЕ  
КОНЦЕНТРАЦИЯЛЫҚ  
ТӘУЕЛДІЛІГІ**

**Кіріспе**

Көпкомпонентті жүйедегі газ диффузиясының эффективті коэффициентінің температураға тәуелділігі қазіргі таңда ешбір анықтамалық әдебиеттерде айтылмайды, ал бұл тақырыптағы мақалалар саны айтарлықтай шектелген. Мысал ретінде, табиғи газдағы аммиактың синтезін, газ тәрізді отынның жануын және т.б. құбылыстарды айтуға болатын мұндай ақпарат қажет және маңызды болып табылады, яғни құбылыстың мағынасын ашуға және өндіру жұмыстарын шынайы құбылыстарға негізделуіне жағдай жасайды.

Өртүрлі әдістермен алынған эффективтік диффузия коэффициенттерін (ЭДК) салыстыру өте маңызды. Бинарлық диффузияда мұндай сәйкестендірулер оңай жүргізіледі, өйткені эксперименттік материалдар өте көп, олар [1, 2] жұмыста келтірілген. Осындай салыстырулардың мақсаты қарастырып отырған әдістерді негіздеу, сонымен қатар, сәйкестендірулер арқылы кейінгі эффективтік диффузия коэффициенттерінің артықшылықтарын (немесе кемшіліктерін) анықтау болып табылады.

Концентрациялары әртүрлі H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> газ жүйесі үшін (мәндері [3, 4, 5] жұмыстарда келтірілген) негізгі зерттеу компоненті ретінде алынған метанның стационарлық және екіқолбалық әдіспен алынған эффективтік диффузия коэффициенттеріне салыстырулар жүргізілді. Алынған нәтижелер төмендегі 1 және 2 суреттерде көрсетілген. Максвелл Больцман-Джинс (МБД) теориясы бойынша есептелген нәтижелер де осында келтірілген [6, 7]

$$D_i = \frac{D_{ii}}{x_i + \alpha_{ij}x_j + \alpha_{ik}x_k},$$

$$D_{ii} = \frac{1.051\sqrt{8kT/\pi m_i}}{3\pi\sqrt{2n_i\sigma_{ii}^2(1-\omega_{ii})}}, \quad (1)$$

$$\alpha_{ij} = \left( \frac{\sigma_{ii} + \sigma_{jj}}{2\sigma_{ij}} \right)^2 * \frac{1 - \omega_{ij}}{1 - \omega_{ii}} \sqrt{\frac{m_i + m_j}{2m_j}},$$

мұндағы  $D_{ii}$  –  $i$ -ші компоненттің өздікдиффузия коэффициенті;  $\omega_{ij}$  – жылдамдықтың персистенциясы;  $\omega_{ij} = 0,406$ ;  $\alpha_{ij} = 1$  және Стефан-Максвелл [8, 9]

$$D_1^{эф} = \frac{D_{21} [D_{31} + y_1 (D_{32} - D_{31})]}{y_1 D_{23} + y_2 D_{31} + y_3 D_{12}}, \quad (2)$$

$$D_2^{эф} = \frac{D_{21} [D_{23} + y_2 (D_{31} - D_{23})]}{y_1 D_{23} + y_2 D_{31} + y_3 D_{12}}.$$

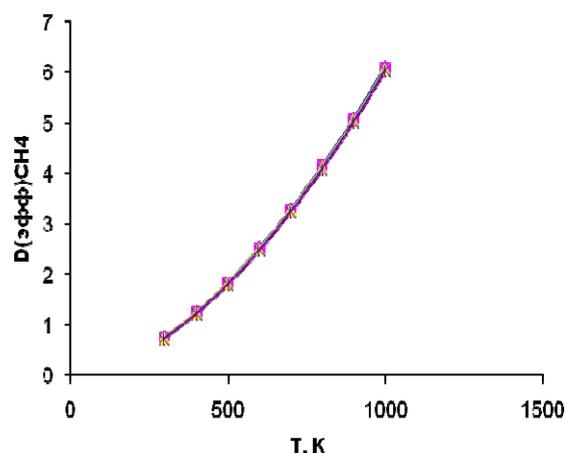
1-суретте біріншіден, жүйедегі метанның эффективтік диффузиялық коэффициентінің температуралық тәуелділігінің анықтамалық мәнін қолдана отырып, 298,0 нен 1000,0 К аралығындағы интервалы 100,0 К болатын температураға сәйкес эффективтік диффузиялық коэффициентін анықтау. Зерттеулер нәтижесінен метанның эффективтік диффузия коэффициенттерінің температуралық тәуелділігінің теориялық және эксперимент мәндерімен өзара жоғары сәйкестігі көрсетілді.

Үшкомпоненттік жүйелер үшін осындай салыстырулар жүргізілді монографияларда олар [10, 11] келтірілген. Бұл қатынастар қоспа құрамының өзара екі тәуелсіз ағындарының (біздің жағдайда жеңіл компоненттер) диагональ және қиылысатын матрицалық диффузия коэффициенттерімен байланысты екендігін көрсетеді және ол эксперимент түрінде әлі толық дәлелденбеген келтірілген [12, 13].

Сонымен қатынас мынадай түрге келеді:

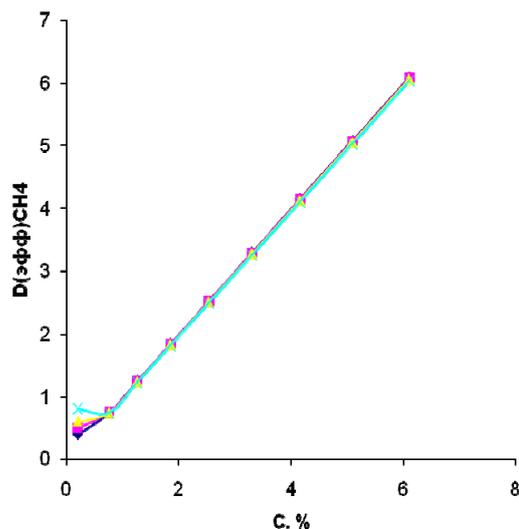
$$y_2 y_1 (D_{22}^* - D_{11}^*) = y_1 (1 - y_1) D_{21}^* - y_2 (1 - y_2) D_{12}^*$$

мұндағы  $y_i$  –  $i$  компонентінің мольдік үлесі.



Нүктелер – екіколбалық әдіспен эксперимент жүзінде алынған. Түзу сызықтар – Стефан-Максвелл теңдеуі негізінде есептелген.

**1-сурет** – H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> газ жүйесі үшін метанның эффективтік диффузия коэффициенттерін орташақөлемдік жүйеде есептеу әртүрлі әдіспен температурадан тәуелді алынған



Нүктелер – екіколбалық әдіспен эксперимент жүзінде алынған. Түзу сызықтар – Стефан-Максвелл теңдеуі негізінде есептелген

**2-сурет** – Концентрациялары 0,2 ÷ 0,8 (мольдік бөлік) аралығында алынған H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub> газ жүйесі үшін эффективтік диффузия коэффициенттерін орташақөлемдік жүйеде есептеу әртүрлі әдіспен метанның бастапқы концентрациясынан тәуелділігі алынған.

2-суретте  $H_2-N_2+CH_4$  газ жүйесіндегі газдардың жеке концентрациялары үшін теорияның екіколбалық әдіспен эксперимент жүзінде мәндерімен өзара сәйкестігі келтірілген. Бұрыннан белгілі болғандай, қанағаттанарлықсыз сәйкестік жүйеде жеңіл компонент (мысалы, сутегі) болғанда орындалады. Біздің қарастырып отырған жүйемізде осыған ұқсас жағдайлар байқалады. Әсіресе, сәйкестіктер салыстырмалы түрдегі ауыр компонент метан үшін орындалады. Бұл эффективтік диффузия коэффициенттерін қорытып шығару кезінде осы жүйелер үшін газсұйылтқыштардың тасымалдануы кезінде жүйеде орташа көлемдік есепте концентрацияның тасымалы өзгеріссіз қалуымен байланысты. Сонымен қатар, сутегі газы үшін молекула-кинетикалық параметрлерді есептеуді де қажет етеді

және оларды әдебиеттердегі мәндермен салыстырғанда үлкен айырмашылықтар бар. Сондықтан эксперименттер өте мұқият орындауды қажет етеді және қателіктердің аз болуы қадағаланады [14, 15].

Сонымен әртүрлі эксперименттік әдістермен алынған эффективтік диффузия коэффициенттеріне салыстырулар жүргізілді. Көпкомпоненттік диффузияны сипаттау кезінде жүргізілген әртүрлі талдаулардан ЭДК әдісі, Максвелл Больцман-Джинс теориясы, екіколбалық аппарат әдісі және Стефан-Максвелл теорияларының барлығы да дұрыс орындалатындығы анықталды. Осы теориялардың кез келгенін қолдану күрделі масса алмасу есептерінің соңғы нәтижелеріне қойылған талаптардың дәлдігінен тәуелді болып табылады.

### Әдебиеттер

- 1 Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов: Пер. с нем. – М.: Мир, 1967. – 544 с.
- 2 Marrero T.R., Mason E.A. Gaseous diffusion coefficient // J. Phys. Chem. Ref. Date. – 1972. – Vol. 1. – № 1. – P. 1-118.
- 3 Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика: Пер. с англ. – М.: Мир, 1964. – 456 с.
- 4 Кульжанов Д.У. Экспериментальное исследование диффузии некоторых трехкомпонентных газовых смесей в различных системах отсчета: дис... канд. физ.-мат. наук. – Алма-Ата, 1982. – 150 с.
- 5 Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Изучение диффузии в трехкомпонентной газовой смеси гелий – аргон – азот // Физика (сб. статей аспирантов и соискателей). – Алма-Ата, 1969. – Вып. 4. – С. 50-54.
- 6 Жаврин Ю.И., Косов Н.Д. Эффективные коэффициенты диффузии тройной системы водород-гелий-аргон // Физика (сб. статей аспирантов и соискателей). – Алма-Ата, 1972. – Вып. 6, часть 1. – С. 112-115.
- 7 Больцман Л., Лекции по теории газов: Пер. с нем. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 554 с.
- 8 Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Кульжанов Д.У. Концентрационная зависимость коэффициентов диффузии некоторых трехкомпонентных газовых смесей в различных системах отсчета // Диффузия и конвективный теплообмен. – Алма-Ата, 1981. – С. 3-14.
- 9 Stefan J. Uber das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen // Wien. Akad. Sitzungsberichte. – 1881. – Bd. 63. – S. 63 – 124.
- 10 Новосад З.И., Косов Н.Д., Эффективные коэффициенты диффузии трехкомпонентных смесей гелия, аргона и углекислого газа // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, №11. – С. 2368-2375.
- 11 Айткожаев А.З., Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Курмакаев Ф.З. (Водород + аммиак) – азот. Водород – (азот + аммиак). Водород – азот – метан – аммиак - аргон. Эффективные коэффициенты диффузии в диапазоне давлений 0,2 ... 1,0 МПа при температуре 298 К // Таблицы РСД зарегистрированы во Всесоюзном научно-исследовательском центре по материалам и веществам Госстандарта 28 апреля 1992 г. под № ГСССД Р 429-92.
- 12 Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Кульжанов Д.У. и др. Исследование диффузии в газовых смесях, содержащих компоненты синтеза аммиака // ИФЖ. – 2001. – Т. 74, № 2. – С.133-136.
- 13 Бычков А.Г., Жаврин Ю.И. Температурная зависимость эффективных коэффициентов диффузии некоторых смесей в изотермических и неизотермических условиях // НИИ ЭТФ Каз.ун-т. – Алма-Ата, 1993. – 10 с. Деп. В КазНИИКИ. 15.01.93. № 3985. Ка-93.
- 14 Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Белов С.М., Семидоцкая Н.И. О применении метода эффективных коэффициентов диффузии к диффузии в многокомпонентных газовых смесях при повышенных давлениях // Тепломассоперенос в жидкостях и газах. – Алма-Ата, 1982. – С. 3.
- 15 Косов Н.Д., Солоницын Б.П. Температурная зависимость коэффициентов самодиффузии и взаимной диффузии газов // Теплофизические свойства веществ и материалов. – М.: Изд-во Стандартов, 1982. – Вып. 17. – С. 4-24.

### References

- 1 Haazze R. Termodinamika neobratimyh oprocessov: Per. s nem. – М.: Mir, 1967. – 544 p. (in Russ).
- 2 Marrero T.R., Mason E.A. J. Phys. Chem. Ref. Date. Vol. 1, № 1. (1972). P. 1-118.
- 3 De Groot S., Mazur P. Neravnovesnaya termodinamika: Per. s ang.–М.: Mir, 1964. -456 p. (in Russ).
- 4 Kulzhanov D.U. Experimentalnoe issledovanie diffuzii nekotoryh trehkomponentnyh gazovyh smesei v razlichnyh sistemah otsheta: dis... kand. phys.- mat. nauk. - Alma-Ata, 1982. - 150 p. (in Russ).

- 5 Zhavrin Yu. I., Kosov N.D., Novosad Z.I. Izuchenie diffuzii v trehkomponentnoi gazovoi smesi gelii-argon-azot // Fizika (sb. Statei aspirantov I soiskatelei). - Alma-Ata, 1969. - Vyp. 4. - P. 50-54. (in Russ).
- 6 Zhavrin Yu. I., Novosad Z.I. Effectivnye koefitsienty diffuzii troinoi sistemy vodorod-gelii argon // Fizika (sb. Statei aspirantov I soiskatelei). - Alma-Ata, 1972. - Vyp. 6, chast 1. - P. 112-115. (in Russ).
- 7 Bolcman L., Lekcii po teorii gazov: Per. S nm. –M.: GITTL, 1956. -554 p. (in Russ).
- 8 Zhavrin Yu. I., Kosov N.D., Kulzhanov D.U. Diffiuziya I konvektivnyi teploobmen. – Alma-Ata, (1981), 3-14. (in Russ).
- 9 Stefan J. Uber das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen // Wien. Akad. Sitzungsberichte. -1881. –Bd. 63. –S. 63 – 124.
- 10 Novosad Z.I., Kosov N.D. ZhTF. T. 40, №11.(1970). 2368-2375. (in Russ).
- 11 Aitkozhaev A.Z. Zhavrin Yu. I., Kosov N.D., Kurmakaev F.Z. Tablicy RSD zaregistrovany vo Vsesoiuznom nauchno-issledovatel'skom centre po materialam I veshestvam Gosstandarta 28 aprelya 1992 g. pod № GSSSD R 429-92. (in Russ).
- 12 Zhavrin Yu. I., Kosov N.D., Kulzhanov D.U. i dr. Issledovanie diffuzii v gazovyh smesyah, sodержashih komponenty sinteza ammiyaka // IFZh. T. 74, № 2. (2001). 133-136. (in Russ).
- 13 Bychkov A.G., Zhavrin Yu.I. Temperaturnaya zavisimost effektivnyh koefitsientov diffuzii nekotoryh smesei v izotermicheskikh i neizotermicheskikh usloviyah // NII ETF Kaz.un-t. – Alma-Ata, 1993. – 10 p. Dep. V KazNIIKI. 15.01.93. № 3985. Ka-93. (in Russ).
- 14 Zhavrin Yu. I., Kosov N.D., Belov S.M., Semidockaya N.I. O primeneniі metoda effektivnyh koefitsientov diffuzii k diffuzii v mnogokomponentnyh gazovyh smesyah pri povyshennyh davleniyah // Teplomassoperenos v zhidkostyah i gazah. - Alma-Ata, 1982. - P. 3. (in Russ).
- 15 Kosov N.D., Slonicyn B.P. Temperaturnaiya zavisimost koefitsientov samodiffuzii I vzaimnoi diffuzii gazov // Teplofizicheskie svoystva veshestv i materialov. – M.: Izd-vo Standartov, 1982. – Vyp. 17. – P. 4-24. (in Russ).

# УВАЖАЕМЫЕ АВТОРЫ!

Сайт журнала "Вестник КазНУ, серия физическая" расположен под доменным именем <http://bph.kaznu.kz/>



**ХАБАРШЫ**  
физика  
сериясы

**ВЕСТНИК**  
серия  
физическая

**BULLETIN**  
physics  
series

РАЗМЕР ШРИФТА

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА  
[FPGA temperature ИК-спектр волновые функции двумерный электронный газ димер криомаатрица критические явления мономер полиагрегат пылевая плазма радиальные функции распределения структура то занды плазма плаз ма тозанды плазма толкындик функциялар хаотические колебания электронная проводимость энтропия этанол](#)

УВЕДОМЛЕНИЯ  

- [Просмотреть](#)
- [Подписаться](#)



[ГЛАВНАЯ](#) [О НАС](#) [ВХОД](#) [РЕГИСТРАЦИЯ](#) [ПОИСК](#) [ТЕКУЩИЙ ВЫПУСК](#) [АРХИВЫ](#) [ОБЪЯВЛЕНИЯ](#)

Главная > **Том 52, № 1 (2015)**

## "Вестник КазНУ" Серия Физическая

Журнал (издается с 1992 года) – научное издание, в котором публикуются оригинальные научные и обзорные статьи по актуальным вопросам фундаментальных и прикладных исследований в областях физики: 1) теоретической физики; 2) физики плазмы; 3) физики конденсированного состояния и проблем материаловедения; 4) теплофизики и теоретической теплотехники; 5) нелинейной физики; радиофизики; 6) физики атомного ядра и элементарных частиц; физики космоса; астрофизики; 7) проблем преподавания физики в высшей школе. С 2009 года журнал «Вестник КазНУ. Серия физическая» входит в реферативную базу данных Information Service for Physics, Electronics and Computing (INSPEC) Института Инжиниринга и Технологий Великобритании.

### Объявления

Не было опубликовано ни одного объявления.

[Другие объявления...](#)

Том 52, № 1 (2015): Серия физическая

#### Содержание

##### ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

<a href="#">Исследование эпитаксиальных пленок арсенида галлия, выращенных на подложках из антионида никеля</a>	PDF
<i>С. М. Манков</i>	22-29
<a href="#">Исследование фотоэлектрических свойств солнечных элементов с текстурированным пористым кремнием</a>	PDF
<i>К. К. Диханбаев, С. М. Манков, А. А. Туралиева, А. С. Джунусбеков, Т. И. Таурбаев</i>	30-37

##### ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

<a href="#">3D-моделирование процессов горения полидисперсного пылеугольного факела в топочных камерах ТЭС Казахстана</a>	PDF
<i>А. С. Аскарлова, М. А. Гороховски, С. А. Болеженова, В. Ю. Максимов, Э. Х. Габитова, А. Б. Ергалиева</i>	4-10
<a href="#">Алматы ЖЭО-2-нің БҚЗ-420 жану камерасындағы шаң кезілігі</a>	PDF
<i>Алматы ЖЭО-2-нің БҚЗ-420 жану камерасындағы шаң кезілігі</i>	

КОНТЕНТ ЖУРНАЛА  
Поиск   
Область поиска

Просматривать  

- [По Выпускам](#)
- [По авторам](#)
- [По названию](#)

ПОЛЬЗОВАТЕЛЬ  
Имя   
пользователя   
Пароль   
 Запомнить меня

ИНФОРМАЦИЯ  

- [Для читателей](#)
- [Для авторов](#)
- [Для библиотек](#)

[OPEN JOURNAL SYSTEMS](#)

[Помощь](#)

Вы можете скачивать полные электронные версии статей.

Төлеуов Ғ., Есім Н.Б.,  
Зейнеғабиден Б.К.,  
Байғалиқызы Б.

**Шекаралық қабатының кіші  
бастапқы қалыңдығы бар  
ағыншаға әсер етуін зерттеу**

Бұл мақалада шекаралық қабатының кіші бастапқы қалыңдығы бар ағыншаға әсері эксперименттік түрде зерттелді. Берілген шарттарға байланысты жылдамдық пульсацияның және статикалық қысымның таралуы көрсетілген. Жоғары жиілікті пульсациялар негізінен қондырма жиегінің маңындағы ағыншаның шекарасына әсер етеді. Кіші периодтық әсерді беру арқылы ағыншадағы турбулентті араласуды басқару мүмкіндігіне баға берілді. Соңғы кездері ағыншадағы турбулентті ығысуға әр түрлі басқарушылық әсерлерді зерттеуге деген қызығушылық біршама артып отыр. Бұл әр түрлі техникалық құрылғыларда, атап айтқанда химиялық технологиядағы араластыру камераларындағы, жанатын құрылғыларды жағу камераларындағы және т.б. өтіп жатқан үрдістердің дамуының қарқындылығындағы (немесе басылуындағы) тәжірибенің қажеттілігімен түсіндіріледі. Ағыншадағы ағынның құрылымына қатты әсер ететін ықтималды әдістердің бірі акустикалық тербелісті пайдалану болып табылады. Бұл әдістің артықшылығы әсер нәтижесінің екі жақты сипаты. Тартқызылатын жиілігіне қарай турбулентті ығысу қарқынының артуы мен ағыншаның ерте сөнуі немесе оның басылып, ағыншаның алысқа ағуы орын алуы мүмкін.

**Түйін сөздер:** турбуленттілік, Струхаль саны, жылдамдық пульсациясы, ағынша.

Toleyov G., Esim N.B.,  
Zeinegabiden B.K.,  
Baigalikyzy B.

**The study on the of jets with small  
initial boundary layer thickness**

In this paper we experimentally investigated the impact on small jets with an initial thickness of the boundary layer. Just work shows the distribution of velocity fluctuations and the static pressure. High frequency ripple affects mostly close to the boundary edge of the jet nozzle. Generalized data in the most pronounced (characteristic) frequency velocity fluctuations of the transition region in different types of jets. In recent years greatly increased interest in studying the effect of various control actions on the turbulent mixing in jets. This is due to the need to intensify practices (or suppression) of the processes taking place in various technical devices, in particular, the mixing chambers in chemical technology, the combustion chamber flue devices, etc. One of the possible methods of active influence on the flow structure in the jet is to use acoustic vibrations. The advantage of this method lies in the bilateral nature of feedback. Depending superimposed frequency can be caused by either an increase in the rate of turbulent mixing and early attenuation of the jet or drop him an increase in range of a jet.

**Key words:** turbulence, the Strouhal number, pulse speed, the jet.

Толеуов Ғ., Есім Н.Б.,  
Зейнеғабиден Б.К.,  
Байғалиқызы Б.

**Исследование воздействия  
на струю с малой начальной  
толщиной пограничного слоя**

В статье экспериментально исследовано воздействие на струю с малой начальной толщиной пограничного слоя. Так же в работе показано распределение пульсаций скорости и статический давления. Высокочастотные пульсации воздействуют в основном на границу струи вблизи кромки насадки. Обобщаются данные в наиболее ярко выраженных (характерных) частотах пульсаций скорости переходной области в различных типах струй. В последнее время значительно возрос интерес к изучению влияния различных управляющих воздействий на турбулентное смешение в струях. Это связано с потребностью практики в интенсификации (или подавлении) развития процессов, происходящих в различных технических устройствах, в частности, смесительных камерах в химической технологии, в камерах сгорания топочных устройств и т.д. Одним из возможных методов активного воздействия на структуру течения в струе является использование акустических колебаний. Достоинство этого метода заключается в двустороннем характере результата воздействия. В зависимости накладываемой частоты может быть вызвано либо увеличение темпа турбулентного смешения и раннее затухание струи, либо падение его увеличение дальности струи.

**Ключевые слова:** турбулентность, число Струхалья, пульсация скорости, струя.

**ШЕКАРАЛЫҚ  
ҚАБАТЫНЫҢ КІШІ  
БАСТАПҚЫ  
ҚАЛЫҢДЫҒЫ БАР  
АҒЫНШАҒА ӘСЕР  
ЕТУІН ЗЕРТТЕУ**

**Кіріспе**

Қондырманың шығыс қимасындағы жұқа шекаралық қабаттың қалыңдығы шағын болатын ағыншаның ағындарға тән сипаты құйындардың ірілендірілген масштабымен және кіші масштабты турбуленттікпен көрінетін, құйындардың бірігу үрдісі болып табылады.

Осындай ағыншадағы бастапқы аймақтағы жылдамдық пульсациясының спектрлерінде тіркелетіні барынша айқын көрінеді және осыдан екі жиілік атап өтуімізге болады. Бір жиілік сопло жиегіндегі шекаралақ қабаттың қалыңдығымен байланысты, екіншісі – жалпы ағыншаға тән және ағынның геометриясымен анықталады, яғни, бастапқы қимадағы ағыншаның көлбеу қимасына тән.

Ағыншаның табиғи (әсер етусіз) дамуында алынған және қандай да бір жиілікте айқын көрінетін максимумы бар спектр ұйытқудың пайда болуының басталуынан өлшеу жүргізілетін нүктеге дейінгі жолда ең үлкен кеңістіктік күшею спектрдің жиілікті максимумына сәйкес келетін пульсация алатыны туралы С.Б. Тарасов [1] айтады. Жиілігі спектрдің максимум жиілігіне сәйкес келетін жылдамдықтың жасанды ұйытқуы осы ағыншада қарқынды түрде кешейеді деп болжамдауға болады. Осындай типтің әсерін резонансты деп атауға болады. Әдетте оны берудің нәтижесі қанығу пішінінде болып келеді. Жасанды ұйытқымалардың кіші амплитудалары айтарлықтай күшейеді, содан кейін қанығу шамасына жеткеннен кейін әсер ету амплитудаларының ұлғаюы әсер ету нәтижелерінің өзгерісіне әкеп соқтырмайды.

1-суретте ағыншадағы өлшеу нәтижелері берілген, оның ағынының режимі бастапқы аймақ шегінде құйындардың бір ғана бірігуі өтетінімен ерекшеленеді. Және бұл кезде, ұйытқулардың пайда болуының бастапқы саласындағы ағынша шекарасында өлшенген жылдамдық пульсациясының спектріндегі шектің жиілігі, бастапқы аймақтың соңындағы ағынша осінде өлшенген спектрдің шегіндегі жиіліктен екі есе үлкен.

Қанығуға жуық амплитудасы бар  $Sh = 0.8 = Sh_{y=0.5}$  болғандағы әсер етуді беру құбырдың шығыс қимасына жақын тұста құйындар пайда болатын бастапқы саланың ығысуына әкеп соқтырады. Бірінші құйындардың ара-қашықтығы ағыншаның бастапқы диаметрінен аз. Бұл ұйытқымалар ағын бойынша төмен қарай құйылып,  $\frac{x}{d} = 2.5 \div 3$

болған кезде ағыс осіне перпендикуляр бір жазықтықта бірігеді.

Жылдамдық пульсациясының қарқындылығын таратуда (1-сурет, 8 қисық сызық) құйындардың біріккен жеріне дәл сәйкес келетін максимум пайда болады. Ондағы жылдамдық пульсациясының шамасы әсер ету болмаған кездегімен салыстырғанда үш есе көп болады (9 қисық сызық). Әсер ету берілетін статикалық қысымның максимумы біршама артады (5 қисық сызық). Осы статикалық қысымға байланысты таралымындағы ойылымда артады (2 қисық сызық, 1- сурет).

$\frac{x}{d} = 3.5$  болғанда ағынша осіндегі жылдам-

дық пульсациясы ағыншаның шетінде қалыптасатын максимумы бар шамамен салыстырылады. Жылдамдық пульсациясының осы тұсы да синусоидты формада болады, бірақ, олардың жиілігі әсер етуші сигналдың жиілігінен екі есеге төмен. Тәжірибелік мәндердің  $\frac{\sqrt{U'^2}}{U_0}$

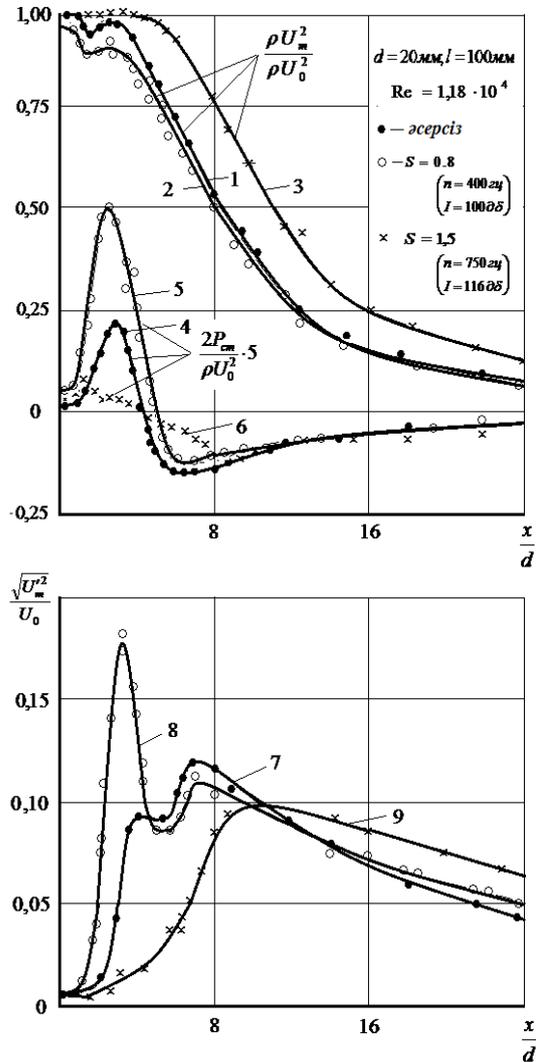
айтарлықтай алшақтығы құйындардың бірігу үрдісінің орнықсыздығына байланысты болып келеді.

Вертикальді сызықтармен қосылған эксперименттік нүктелер (2-сурет) тіркелген өлшейтін аппаратураның ең үлкен және ең кіші мәндерін білдіреді.  $3.5 < \frac{x}{d} < 5$  аумағында-

ғы жылдамдық пульсациясының профилінде (2-сурет) ағынша осінде тағы да бос орын қалады, ол кейін  $\frac{x}{d} > 5$  болғанда біртіндеп ағыншаның

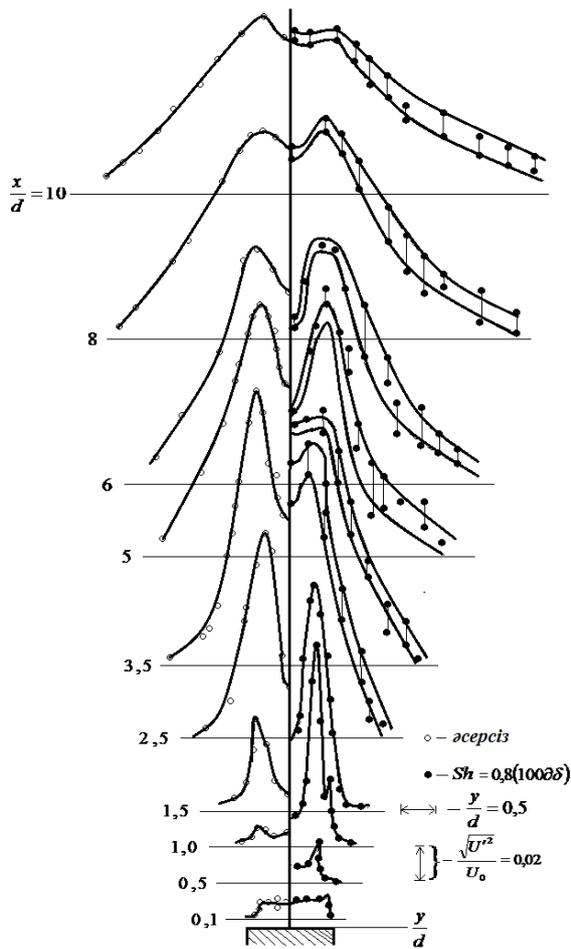
шетіндегі максимуммен бірге тегістеледі. Бұл, біріккеннен кейін құйындардың өз дербестігін бірден жоғалтпай, шеңберлі өстің айналасында айналуын жалғастырып, сонымен бір мезетте ағын бойымен төмен кететінімен түсіндіріледі. Ағыншаның көлденең қимасындағы орташа жылдамдықтарының таралуын салыстырып,

әсерді ағынша осіндегі жылдамдықты азайта отырып бергенде профильдердің кеңейетінін көруге болады.



1-сурет – Ағыншаның өлшеу нәтижелері

Жылдамдық пульсациясының қарқындылығын таратуда  $\frac{\sqrt{U'^2}}{U_0}$  құйындардың біріккен жеріне дәл сәйкес келетін максимум пайда болады. Ондағы жылдамдық пульсациясының шамасы әсер ету болмаған кездегімен салыстырғанда үш есе көп болады. Әсер ету берілетін статикалық қысымның максимумы біршама артады. Осы статикалық қысымға байланысты  $\frac{\rho U_m^2}{\rho U_0^2}$  таралымындағы ойылымда артады.



2-сурет – Табиғи даму кезіндегі және жиілік әсер еткенде кездегі пульсациялық жылдамдықтардың таралуы

Әсер ету жиілігін арттырғанда,  $Sh > 1$  еңбектің негіздемесінен көретіміздей, ағынша алысқа ағатын болып шығады. Ағынша өзегінің ең үлкен созылуы  $Sh = 1.5$  дыбыстық қысымы кезінде  $I = 116$  жеткен. Осындай әсерді берумен жылдамдық пульсациясының қарқындылығы және ағынша осіндегі статикалық қысымның максимумы күрт төмендейді. Ағынша өзегінің шетінде құйындар генерацияланады, олардың көлбеу масштабтары бастапқы учаскедегі ағыншаның көлденең көлеміне қарағанда әлдеқайда аз болады [2].

$Sh > 1.1$  болғанда,  $\frac{U_m^*}{U_m}$  шамасы арта түседі.

Ол максимумға  $Sh = 2.4$  болғанда жетеді.

Айта кетейік, шекаралық қабаттың қалыңдығы бойынша есептелген Струхаль саны

$$Sh = \frac{nd}{u} = 2.4 \text{ болғанда:}$$

$$Sh_{\delta} = \frac{nd}{u} = \frac{nd}{u} * \frac{\delta}{d} = 0.099$$

шамасын береді. Ағыншадағы ағын орнықтылығының теориясына сәйкес  $Sh_{\delta} > 0.102$ , ағынға енгізілген жиіліктегі ауытқу күшеймейді, ауытқу жиілігі неғұрлым көбірек болса, соғұрлым тезірек сөнуі керек. Жоғары жиілікті әсер ( $Sh_{\delta} > 1.1$ ) бастапқы аумақта ағынша диаметрінің айтарлықтай кіші масштабы бар құйындарды қарқынды етеді. Бұл құйындар, еркін шекаралық қабатта жинақталып, оның сопло қимасына жақын жердегі тиімді қалыңдығын арттырады. Ығысу қабатының қалыңдығы артқан кезде, Михалке және Шаде [3] есептеулерінде көрсетілгендей, эксперименттермен жазамыз, ұйытқуда арту коэффициенті азайды, ал ұйытқуы пайда бола басталатын сала қондырма қимасынан алысқа орналасады.

Қондырманың шығыс қимасындағы кіші қалыңдықтағы шекаралық қабаттың осесимметриялық ағыншалардың бастапқы аумағындағы жылдамдық пульсациясының спектрлерінде айтарлықтай екі жиіліктің бары байқалған. Бір жиілік түтік жиегіне жақын тұстағы бөлінген шекаралық қабаттағы ағыншаның шекарасында тіркелген, ал екіншісі бастапқы аумақтың соңындағы ағыншада байқалған. Біріншісі еркін ламинарлық шекаралық қабаттың орнықтылығын жоғалту нәтижесінде периодтық ауытқудың пайда болуына байланысты және оның қалыңдығына байланысты болып келеді. Екінші өзіне тән жиілік бастапқы аумақтағы ағыншаның диаметр қатарының масштабы болатын үлкен құйындардың қалыптасуына байланысты және шекаралық қабаттың бастапқы қалыңдығына байланысты болмайды.

### Әдебиеттер

- 1 Исагаев С.И., Тарасов С.Б. О воздействии на струю акустического поля, направленного вдоль оси струи // Изд. АН СССР. – 1971. – С.43-77.
- 2 Вулис Л.А., Живов В.Г., Ярин Л.П. Передняя область течения в свободной струе // Изд. АН СССР ИФМ. – 1969. – С. 41-43.
- 3 Mihalke A., Shade H. Stabilitant von frien Grenzschichten // Jug.Archiv – 1963. – S.1-23.

### References

- 1 Isataev S.I., Tarasov S.B. O vozdejstvii na struju akusticheskogo polja, napravlennogo vdol' osi strui // Izd. AN SSSR. 1971. – S.43-77.(in Russ).
- 2 Vulis L.A., Zhivov V.G., Jarin L.P. Perekhodnaja oblast' techenija v svobodnoj strue // Izd. AN SSSR IFM. – Alma-Ata, 1969. – S.41-46.(in Russ).
- 3 Mihalke A., Shade H. stabilitant von frien Grenzschichten // Jug.Archiv – 1963. – S.1-23.

# ЖУРНАЛ ПРОБЛЕМ ЭВОЛЮЦИИ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ (ПЭОС)

<http://www.peosjournal.org/>



**Журнал ПЭОС**

Проблемы эволюции открытых систем

Главная Новости Научные исследования Календарь семинаров Журнал ПЭОС Об авторе Контакты

**Журнал ПЭОС**

**МЕНЮ**

- Главная
- ▼ Журнал ПЭОС
  - Выпуски
  - Правила оформления
  - Редакция
- Календарь семинаров
- Контакты
- Научные исследования
- Новости
- Об авторе

«Журнал проблем эволюции открытых систем» (ПЭОС).

Орган Республиканского междисциплинарного семинара «Организация и эволюция природных структур»

Основная задача журнала - стимулировать развитие междисциплинарного направления, посвященного исследованию законов возникновения структур в неравновесных открытых системах. Эти исследования необходимы для развития знаний в области физики возникновения и эволюции нашего мира.

Журнал соответствует и целям совершенствования работы Высшей школы в Республике Казахстан, а именно привлечению к фундаментальным исследованиям аспирантов и молодых научных сотрудников. В Республике это первый и пока единственный междисциплинарный журнал, объединяющий ученых в новом междисциплинарном направлении «Эволюция открытых систем».

В журнале публикуются статьи по междисциплинарным исследованиям в области естественных наук. Основное направление связано с исследованием свойств открытых систем и проблемами организации и эволюции природных структур.

Журнал входит в список ККСОН МОН РК для публикации основных результатов научной деятельности по физическим специальностям.

**E-mail:**

vmsoms@rambler.ru,  
kdungen@rambler.ru

**Адрес офиса:** Республика Казахстан, г. Алматы, 050040, пр. аль-Фараби, 71, НИИ экспериментальной и теоретической физики (НИИ ЭТФ).

Исатаев М.С., Есеналиева А.,  
Омаралина А., Молдабекова Д.,  
Сейдулла Ж.К.

**О характерной частоте пульсаций  
скорости в конце начального  
участка струи**

Установлено, что в спектрах пульсаций скорости начального участка осесимметричных струй с малой толщиной пограничного слоя в выходном сечении насадка, имеются две наиболее характерные частоты. Одна частота регистрируется на границе струи в оторвавшемся пограничном слое вблизи кромки сопла, другая – на оси струи в конце начального участка. Первая обусловлена возникновением периодических возмущений в результате потери устойчивости свободного ламинарного пограничного слоя и зависит от его толщины. Вторая характерная частота обусловлена формированием больших вихрей с масштабом порядка диаметра струи в начальном участке и не зависит от начальной толщины пограничного слоя.

Число Струхалю, рассчитанное по первой характерной частоте, изменяется пропорционально корню квадратному из числа Рейнольдса. Величина же числа Струхалю, рассчитанного по второй характерной частоте, сохраняет приблизительно постоянное значение  $S=0,4\div 0,6$ .

**Ключевые слова:** турбулентность, число Струхалю, пульсация скорости, спектры, струя.

Isatayev M.S., Esenalieva A.,  
Omaralina A., Moldabekova D.,  
Sejdulla Zh.K.

**The characteristic pulse frequency  
velocity at the end of the initial  
section jet**

It is established that in the spectra of velocity pulsations in the initial phase axisymmetric jets with small thickness of the boundary layer in the outlet section of the nozzle, there are two of the most characteristic frequency. One frequency is recorded on the boundary of the detached jet in the boundary layer near the edge of the nozzle and the other at the jet axis at the end of the initial phase. The first is the occurrence of periodic perturbations as a result of loss of stability of free laminar boundary layer and depends on its thickness. The second characteristic frequency due to the formation of large vortices with scale of order of the diameter of the jet in the initial section and does not depend on the initial thickness of the boundary layer.

The number of Strouhal calculated by the first characteristic frequency is proportional to the square root of the Reynolds number. The same value of the Strouhal number calculated by the second characteristic frequency keeps approximately constant value of  $S=0,4\div 0,6$ .

**Key words:** turbulence, the Strouhal number, pulse speed, range, the jet.

Исатаев М.С., Есеналиева А.,  
Омаралина А., Молдабекова Д.,  
Сейдулла Ж.К.

**Ағыстың бастапқы бөлімшесінің  
соңында пульсацияның сипатты  
жиілігі туралы**

Саптаманың шығу қимасында шекаралық қабаттың қалыңдығы аз болған кезде осесимметриялық ағыстың бастапқы учаскесіндегі жылдамдық пульсі спектрлерінде екі неғұрлым сипатты жиіліктердің бар екені анықталды. Бір жиілік шүмек шетінің жарындағы үзілген шекаралық қабаттың ағысының шекарасында, басқасы – бастапқы учаскенің соңындағы ағыс білігінде тіркеледі. Біріншісі еркін ламинацияланған шекаралық қабатының тұрақтылығының жоғалуы нәтижесінде мерзім сайынғы ауытқуының туындауымен байланысты және оның қалыңдығына байланысты болады. Екінші сипатты жиілік бастапқы учаскеде ағыс диаметрінің ауқымымен үлкен құйындардың қалыптасуымен байланысты және шекаралық қабаттың бастапқы қалыңдығына байланысты болмайды.

Бірінші сипатты жиілік бойынша есептеп шығарылған Струхаль саны Рейнольдс санының квадратты түбіріне барабар өзгереді. Ал екінші сипатты жиілік бойынша есептеп шығарылған Струхаль санының шамасы шамамен  $S=0,4\div 0,6$  тұрақты мәнін сақтап қалады.

**Түйін сөздер:** турбуленттілік, Струхаль саны, жылдамдық пульсациясы, спектр, ағынша.

## О ХАРАКТЕРНОЙ ЧАСТОТЕ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В КОНЦЕ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА СТРУИ

### Введение

#### Спектры пульсаций скорости начального участка осесимметричных струй

Анализ спектров, полученных во всем поле течения начального и переходного участков различных струй, показали, что спектры в конце начального участка имеют довольно ярко выраженный максимум. На рисунке 1 показаны спектры обезразмеренные, согласно выражению:

$$\int_0^{\infty} E(n)dn = U'^2.$$

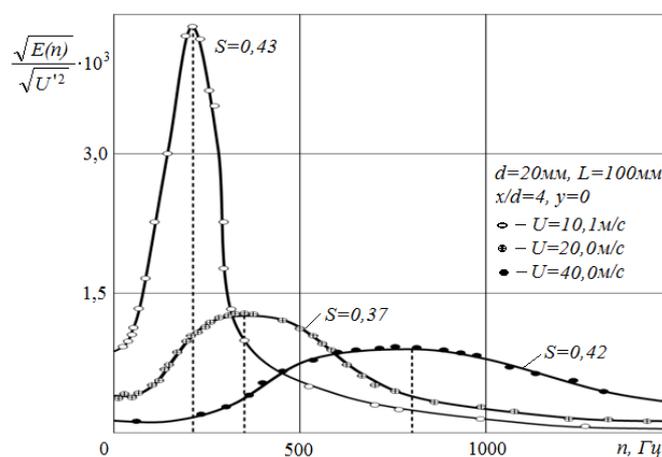


Рисунок 1 – Анализ спектров

При построении спектров в координатах

$$\frac{\sqrt{E(n)}}{\sqrt{U'^2}} = f(K),$$

(рисунок 2) эти максимумы собираются вблизи одного волнового числа. Волновое же число  $2\pi n/U$  и число Струхала  $nd/U$  отличаются только постоянными множителями  $2\pi$  и  $d$ . Это означает, что число Струхала, рассчитанное по частоте максимума, с изменением  $Re$  не меняется.

Количественно степень выраженности какой-либо частоты в спектре пульсаций скорости можно оценить величиной

$$e = \frac{1}{e_\infty} \int_{n_1}^{n_2} E(n) dn, \quad e = \int_0^\infty E(n) dn. \quad (1)$$

Здесь  $E(n)$  спектральная функция распределения кинетической энергии турбулентности по частотам: разность  $n_2 - n_1$  соответствуют узкой полосе частот, в которой наблюдается пик энергии. Величину  $e$  удобно назвать долей энергии пульсаций скорости в полосе частот  $\Delta n = n_2 - n_1$ .

Для примера на рисунке 3 показано распределение  $e$  в струе, истекающей из сопла диаметром  $d = 10$  мм.

Энергетические спектры были получены с помощью анализатора, имеющего набор фильтров. Соотношения (1) для двойного анализатора принимают вид:

$$e = \frac{E_i \Delta n_i}{\Sigma}, \quad \Sigma = \sum_{K=1}^m E_K \Delta n_K. \quad (2)$$

Здесь  $E_i$  – значение спектральной функции, вычисленное по показанию фильтра с максимальной величиной спектральной плотности напряжения;  $E_K$  – значение спектральной функции соответствующее  $K$ -му фильтру;  $m$  – число фильтров анализатора;  $\Delta n_K$  – полоса пропускания  $K$ -го фильтра.

В представленном на рисунке 3 примере, пик энергетического спектра пульсаций скорости, обусловленный образованием дискретных вихрей, строго совпадал с резонансной частотой фильтра на 1140 Гц. Полоса пропускания этого фильтра 114 Гц.

Распределение величины  $e$  (кривая 3) имеет максимум при  $x/d = 3,5 \div 4$ , т.е. примерно соответствует месту расположения конца ядра струи. Это место легко определяется по форме спектра, имеющего ярко выраженный максимум или по осциллограмме пульсаций скорости,

принимающей вид близкий к синусоидальному сигналу, амплитудно-модулированному низкой частотой.

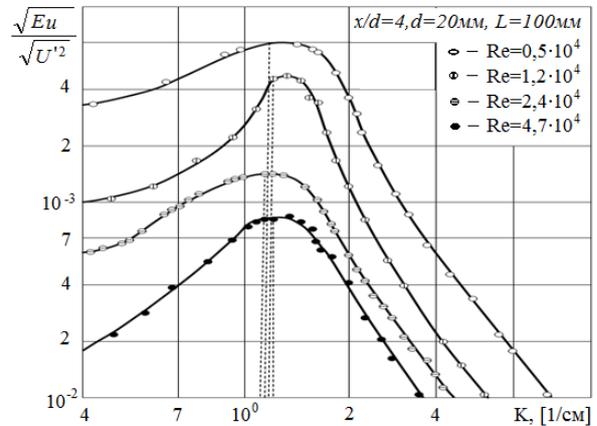


Рисунок 2 – Построение спектров в координатах

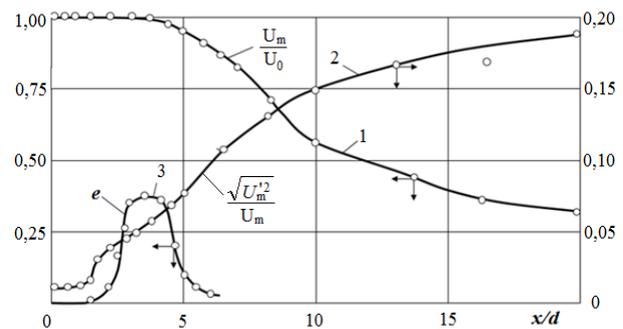


Рисунок 3 – Распределения осевой, пульсационной скоростей и  $e$  в струе, истекающей из сопла диаметром  $d=10$  мм при  $Re=1,7 \cdot 10^4$

Экспериментальные значения  $S_{-y=0}$  укладываются в интервале

$$S = 0,4 \div 0,6. \quad (3)$$

Эти результаты говорят о том, что в конце начального участка свободных струй существует характерная частота пульсаций скорости, связанная с преобладанием вихрей, масштаб которых обусловлен геометрией потоков (диаметром струи в начальном участке).

Сказанное будет более понятным, если число Струхала представить в таком виде:

$$S = \frac{nd}{U} \cdot \frac{C_r}{C_\tau} = \frac{C_r}{U} \cdot \frac{d}{\lambda}, \quad (4)$$

где  $C_\tau$  – скорость движения вихрей.

$\lambda = C_\tau/n$  – длина волны пульсаций скорости, обусловленная прохождением вихрей. Скорость движения центров вихрей в пределах ядра струи по данным, полученным нами методом скоростной съемки и синхронного освещения, составляет  $\sim 0,5U_0$ , что совпадает с данными работами [1]. Тогда выражение (4) можно написать

$$S = 0,05 \cdot \frac{d}{\lambda}. \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) вытекает, что  $d/\lambda = 0,8 \div 1,2$ . Длина волны пульсаций скорости  $\lambda$  есть ни что иное, как расстояние между вихрями вдоль направления распространения струи.

Таким образом, выражение (4) и (5) свидетельствует о том, что к концу начального участка струй независимо от числа  $Re$  наибольшую энергию имеют вихри, продольный масштаб которых приблизительно равен поперечному размеру струи в начальном участке. То же заключение можно сделать по данным изучения визуальной картины течения. При  $x/d = 2 \div 4$  расстояние между вихрями устанавливается приблизительно равным диаметру струи в начальном участке. На этом снимке можно вполне различить два наиболее характерных масштаба вихрей, о которых шла речь выше. При  $x/d = 1$  на границе струи видны малые вихри, масштаб которых задается толщиной пограничного слоя в выходном сечении сопла, а при  $x/d = 2 \div 4$  большие вихри, масштаб которых приблизительно равен диаметру струи в начальном участке.

Если масштаб вихрей, возникающих на границе струи в ламинарном пограничном слое,

значительно меньше диаметра струи в начальном участке ( $\lambda < d$ ), то в пределах ядра струи происходит несколько полярных слияний вихрей. При каждом слиянии длине волны  $\lambda$  удовлетворяется, т.е. увеличивается вдвое расстояние между результирующими вихрями, следовательно, частоте пульсаций скорости при прохождении этих вихрей тоже уменьшается в два раза. В результате такого процесса к концу ядра струи расстояние между получившимися вихрями становится равным приблизительно диаметру струи в данном сечении.

Отметим, однако, что при каждом сечении наблюдается значительная «внутренняя» турбулизация результирующих вихрей мелко масштабными вихрями.

### Выводы

Таким образом, вначале происходит процесс накачки энергии крупномасштабных вихрей в результате последовательного полярного слияния мелкомасштабных вихрей. Процесс слияния сопровождается ростом мелкомасштабной турбулентности внутри образующихся крупных вихрей. После достижения некоторого максимального размера (приблизительно равного диаметру струи) теряется устойчивость движения крупных вихрей и происходит их распад с генерированием пульсаций скорости с широким спектром частот. Именно по этой причине распределение  $e$  (рисунок 3) имеет вид с ярко выраженным максимумом. До  $x/d = 2 \div 4$  происходит пространственное усиление пульсаций скорости, связанных с формированием больших вихрей, а при  $x/d > 4$  – распад этих вихрей и генерирование обычной турбулентности с вихрями всевозможных масштабов.

### Литература

1 Сапарова А., Есим., Есеналиева А. Воздействие на струю периодических пульсаций с малой начальной толщиной пограничного слоя // Международная конференция студентов и молодых ученых «Фараби элемі». – Алматы, 2015. – С.150.

### References

1 Saparova A., Esim N., Esenalieva A. Vozdejstvie na strui periodicheskikh pul'sacij s maloj nachal'noj tolshhinoj pograničnogo sloja // Mezhdunarodnaja konferencija studentov i molodyh uchenyh «Farabi əlemi». – Almaty, 2015. – S 150. (in Russ).

Исатаев М.С., Омаралина А.,  
Есеналиева А., Молдабекова Д.,  
Шалбаева Ж.

**Влияния интенсивности  
турбулентности набегающего  
потока на теплоотдачу круглого  
цилиндра в канале**

Изучение локального коэффициента теплоотдачи позволило установить: во-первых, неодинаковость влияния загромождения потока на теплоотдачу передней и кормовой области цилиндра и, во-вторых, отличие теплоотдачи от кормовой половины при наличии периодических и аperiodических течений в канале. Для учета влияния загромождения потока на теплоотдачу круглого цилиндра необходимо вводить три поправки на среднюю скорость потока, учитывающие неодинаковость теплообмена в передней и кормовой областях, а также характер течения в следе за телом. Кроме того, получены эмпирические формулы для расчета среднего значения числа Нуссельта по всей поверхности цилиндра при наличии периодических срывов вихрей и при их отсутствии. Также получена эмпирическая формула для расчета теплоотдачи вблизи передней критической точки цилиндра. Исследование теплообмена круглого цилиндра проводилось в интервале  $0 < q < 0,9$ ,  $2 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ ,  $0,7 \leq Pr \leq 550$  и  $0,4 \leq \varepsilon \leq 4,8\%$ .

**Ключевые слова:** поток, ламинарное течение, турбулентное течение, теплообмен, число Рейнольдса или критерий Рейнольдса  $Re$ , число Струхала  $Sh$ , число Нуссельта  $Nu$ .

Isatayev M.S., Omaralina A.,  
Esenalieva A., Moldabekova D.,  
Shalbaeva Zh.

**Influence of intensity of free-  
stream turbulence on heat  
transfer from circular cylinder in a  
channel**

A study of local heat transfer coefficient is allowed to establish: first, the heterogeneity of effects cluttering the flow of the heat front and aft area of the vehicle and, secondly, the difference of heat transfer from the feed half in the presence of currents in the channel. To account for the influence of the clutter flow on heat transfer of a circular cylinder it is necessary to introduce three amendments on the average flow rate, taking into account the heterogeneity of heat transfer in the front and aft areas, as well as the nature of the flow in the Wake behind the body. In addition, obtained empirical formulae for the calculation of the average Nusselt number over the entire surface of the cylinder in the presence of periodic vortices and frustrations in their absence. Also obtained an empirical formula for the calculation of heat transfer near the critical point of the front cylinder. The study of heat transfer of a circular cylinder was conducted in the interval  $0 < q < 0.9$  and  $2 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ , for  $0.7 \leq Pr \leq 550$  and  $0.4 \leq \varepsilon \leq 4.8\%$ .

**Key words:** stream, laminar current, turbulent flow, heat exchange, Reynolds's number or Reynolds's criterion of  $Re$ , Strukhal's number of  $Sh$ , Nusselt's number of  $Nu$ .

Исатаев М.С., Омаралина А.,  
Есеналиева А., Молдабекова Д.,  
Шалбаева Ж.

**Арнада дөңгелек цилиндрдің  
жылу беруіне келетін ағынның  
турбуленттілік қарқынының  
ықпалы**

Жылу берудің жергілікті коэффициентін зерттеу: біріншіден, цилиндрдің алдыңғы және артқы жағындағы жылу беруге ағынды бөгеудің ықпалының бірдей еместігін және, екіншіден, арнада мерзім сайынғы және аperiodтық ағындар болған кезде артқы жартысынан жылу берудің ерекшілігін анықтауға мүмкіндік берді. Дөңгелек цилиндрдің жылу беруіне ағынды бөгеудің ықпалын есепке алу үшін алдыңғы және артқы бөліктеріндегі жылу алмасудың бірдей еместігін, сондай-ақ денінің ізіндегі ағынның сипатын ескеретін ағынның орташа жылдамдығына үш түзетуді енгізу қажет. Бұған қоса, құйынның мерзім сайынғы ұйытқуы болған және олар болмаған кезде цилиндрдің бүкіл беті бойынша Нуссельт санының орташа мәнін есептеп шығару үшін эмпирикалық формулалар алынды. Сонымен қатар цилиндрдің алдыңғы сыни нүктесінің жанында жылу беруді есептеу үшін эмпирикалық формула алынды. Дөңгелек цилиндрдің жылу алмасуын зерттеу  $0 < q < 0,9$ ,  $2 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ ,  $0,7 \leq Pr \leq 550$  және  $0,4 \leq \varepsilon \leq 4,8\%$  аралығында жүргізілді.

**Түйін сөздер:** ағын, ламинар ағыс, турбуленттік ағыс, жылуалмасуы, Рейнольдс саны,  $Sh$  Струхаль саны,  $Nu$  Нуссельт саны.

**ВЛИЯНИЯ  
ИНТЕНСИВНОСТИ  
ТУРБУЛЕНТНОСТИ  
НАБЕГАЮЩЕГО  
ПОТОКА  
НА ТЕПЛОТДАЧУ  
КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА  
В КАНАЛЕ****Введение**

Наиболее характерное влияние интенсивности турбулентности набегающего потока достигается при изучении местного значения коэффициента теплоотдачи. Как известно, интенсивность теплоотдачи и ее значение в основном определяется структурой течения, которая зависит от значения числа Рейнольдса и от степени загромождения потока [1].

**Эксперимент**

Опыты проводились при загромождениях канала  $q=0,385$  в области изменения уровня турбулентности  $0,4 \leq \varepsilon \leq 4,8\%$ . Измерения проведены при одинаковых значениях числа Рейнольдса (22400, 56600 и 70800).

Распределение местного коэффициента теплоотдачи круглого цилиндра в зависимости от уровня турбулентности набегающего потока приведено на рисунке 1.

При докризисных режимах обтекания положения точки отрыва пограничного слоя, т.е. минимум теплоотдачи соответствует  $\theta \approx 90^\circ$ , при  $q=0,385$ . Смещение точки отрыва в область  $\theta \approx 140^\circ$ , характеризующее изменение структуры течения с наступлением сверхкризисного режима видно из рисунка 1 (линия 4). А нижние линии, соответствующие значению числа  $Re=22300$ , при сравнительно больших уровнях турбулентности характеризуют переходной режим от докризисного к сверхкризисному. Данному виду течения также соответствует линия 3.

Наступление кризисного режима вызывает значительный рост теплоотдачи тела от кормовой области при больших загромождениях (до 50%), чем при малых  $q$  (12–14%). Если при докризисных режимах обтекания, теплоотдача кормовой области составляла 40% от средней теплоотдачи, то при сверхкризисных режимах составляет ее половину.

Таким образом, смещение точки отрыва пограничного слоя (улучшение обтекания – 80% поверхности тела омывается внешним потоком) и уменьшение длины зоны (от  $l/d \approx 3$  до  $l/d \approx 1,2$ ) обратных токов жидкости приводит к выравниванию теплоотдачи от обеих половин круглого цилиндра.

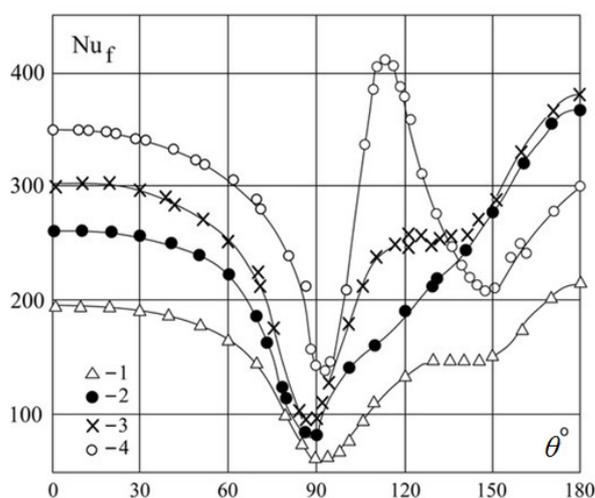
Значительность вклада турбулентности на теплоотдачу с ростом загромождения можно указать следующими примерами. Изменения уровня турбулентности от 0,8 до 4,0% вызывает увеличение средней теплоотдачи на 16% соответственно при 0,385 в докризисном режиме обтекания. Наступление сверхкризисного режима при изменении  $\varepsilon$  в указанной области приведет к росту теплоотдачи на 28% для  $q=0,385$ . При изменении  $\varepsilon$  от 1,8 до 3% при сверхкризисном режиме обтекания, среднее значение коэффициента теплоотдачи увеличивается на 11-13 %, как для малого, так и для большого загромождения.

Экспериментальные результаты показывают, что локальный эффект турбулентности наи-

более сильно проявляется на ламинарном пограничном слое вблизи передней критической точки и вообще в лобовой области круглого цилиндра [2].

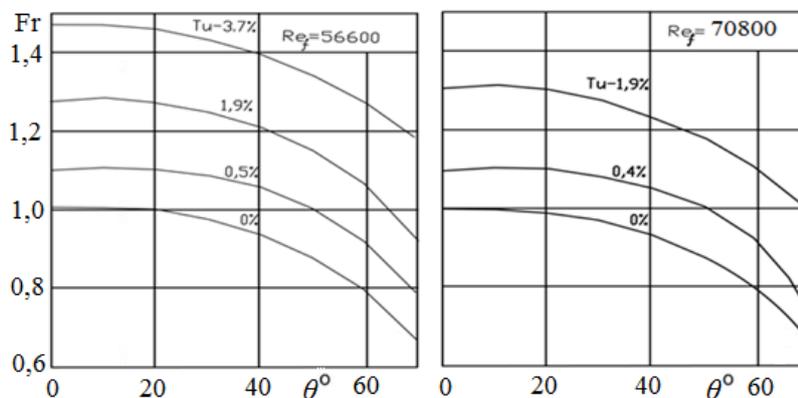
Остановимся на изменении теплоотдачи лобовой области цилиндра с изменением интенсивности турбулентности свободного потока.

Распределение теплоотдачи при постоянном значении  $Re$  приведены на рисунке 2. Нижняя пунктирная линия для  $\varepsilon=0$  – расчет местной теплоотдачи для данного загромождения методом Мерка при обтекании ламинарным потоком. Как видно из рисунка, изменение  $\varepsilon$  от 0 до 4% вызывает рост теплоотдачи в лобовой точке до 46%.



$q=0,385$ ; значения  $Re_f$  и  $\varepsilon$  (%): 1 – 22300; 4,64; 2 – 56600; 0,47; 3 – 56600; 1,90; 4 – 56500; 3,74

**Рисунок 1** – Распределение местного коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндра

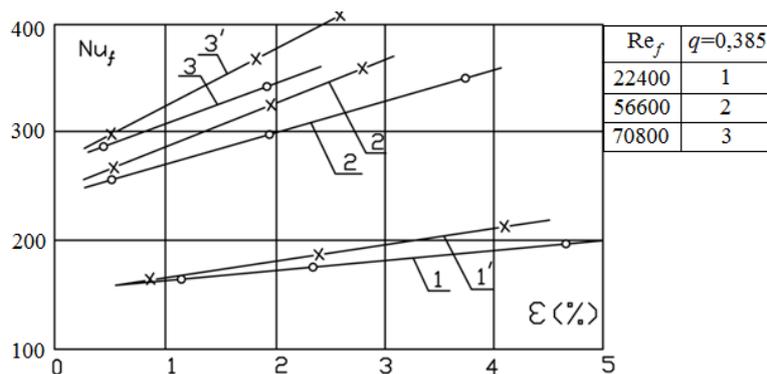


**Рисунок 2** – Распределение местного коэффициента теплоотдачи на передней половине цилиндра при  $q=0,385$

Данные для передней критической точки приведены на рисунке 3. Графики показывают линейную зависимость между числом Нуссельта в критической точке и уровнем турбулентности набегающего потока при постоянных значениях числа Рейнольдса.

Увеличение угла наклона линии с ростом числа  $Re$  показывает, что влияние турбулент-

ности на интенсивность теплоотдачи сильнее при высоких числах Рейнольдса. Как видно из рисунка, для передней области цилиндра эффект влияния интенсивности турбулентности на теплоотдачу сильнее при большом загромождении, чем при малом. А для кормовой области наоборот, который еще и связан с периодическими срывами вихрей при малых загромождениях.



**Рисунок 3** – Изменение теплоотдачи на передней критической точке цилиндра в зависимости уровня турбулентности потока

## Заключение

Таким образом, анализ экспериментальных результатов позволяет прийти к следующему

заключению. Влияние интенсивности турбулентности в теплоотдачу круглого цилиндра существенно проявляется на ламинарной области потока, особенно при больших загромождениях.

## Литература

- 1 Богомолов Д.В., Сетуха А.В., О численном моделировании трехмерных вихревых течений идеальной жидкости в безграничной области изолированными вихревыми элементами // Научный вестник МГТУ ГА. Серия Аэромеханика и прочность. – 2008. – №125(1). – С.73-78.
- 2 Тарасов С.Б., Волошин Ю.Е. Экспериментальные исследования динамики температурного поля вихрей в начальном участке осесимметричной струе // В сб. «Исследование процессов переноса» / Казахский гос.универ. – Алма-Ата, 1985. – С.67-70.

## References

- 1 Bogomolov D.V., Setuha A.V., O chislennom modelirovanii trehmernyh vihrevykh techenij ideal'noj zhidkosti v bezgranichnoj oblasti izolirovannymi vihrevymi jelementami // Nauchnyj vestnik MGTU GA. Serija Ajeromehanika i prochnost'. – 2008. – №125(1). – S.73-78.
- 2 Tarasov S.B., Voloshin Ju.E. Jeksperimental'nye issledovanija dinamiki temperaturnogo polja vihrej v nachal'nom uchastke osesimmetrichnoj strue // V sb. «Issledovanie processov perenos» / Kazahskij gos.univer. – Alma-Ata, 1985. – S.67-70.

Төлеуов Ғ., Қалқанова М.,  
Сейдулла Ж.Қ.

**Осесимметриялық  
ағынның бастапқы және  
соңғы бөліктеріне ағыстың  
периодтық құрылымның әсері**

Берілген мақалада осесимметриялық ағынның бастапқы және соңғы бөліктеріне ағыстың периодтық құрылымының әсері қарастырылған. Бастапқы да құйынның пайда болуы, кейіннен құйынның өзара әсерлесуі жайлы айтылған. Струхальсанының Рейнольдс санын тәуелділігі қарастырылды. Зерттеулер нәтижесінде дискреттік құйын құрылымы ағынның акустикалық шудың негізі болып табылды және ағыс өсіндегі пульсацияның қарқындылығы  $\epsilon_u$  Струхаль санына және қозу шамасына тәуелді болатыны анықталды.

**Түйін сөздер:** осесимметриялық ағын, Струхаль саны, құйын құрылымы, пульсацияның қарқындылығы.

Toleuov G., Kalkanova M.,  
Sejdulla Zh.K.

**Effect of periodic structures on  
the course of the initial and final  
sections of axisymmetric jet**

This article discusses the effect of the periodic structure on the course of the initial and final sections of axisymmetric jet. It is a question of education of primary vortices and the interaction of the secondary vortices in the future. The dependence of the Strouhal number on the Reynolds number. The study found that the main stream of acoustic disturbances are the structures of discrete vortices, as well as the dependence of the pulsation intensity of the Strouhal number.

**Key words:** axisymmetric jet, Strouhal number, intensity pulsations, vortex structure.

Төлеуов Ғ., Қалқанова М.,  
Сейдулла Ж.Қ.

**Влияние периодической  
структуры на течение  
в начальном и конечном  
участках осесимметричной  
струи**

В данной статье рассмотрено влияние периодической структуры на течение в начальном и конечном участках осесимметричной струи. Идет речь об образовании начальных вихрей и взаимодействии этих вихрей в последующем. Показана зависимость числа Струхалея от числа Рейнольдса. По результатам исследования установлено, что основным акустическим возмущением струи являются структуры дискретных вихрей, а так же определена зависимость интенсивности пульсации  $\epsilon_u$  от числа Струхалея.

**Ключевые слова:** осесимметричная струя, число Струхалея, интенсивность пульсации, структура вихрей.

**ОСЕСИММЕТРИЯЛЫҚ  
АҒЫННЫҢ  
БАСТАПҚЫ ЖӘНЕ  
СОҢҒЫ БӨЛІКТЕРІНЕ  
АҒЫСТЫҢ  
ПЕРИОДТЫҚ  
ҚҰРЫЛЫМНЫҢ ӘСЕРІ**

**Кіріспе**

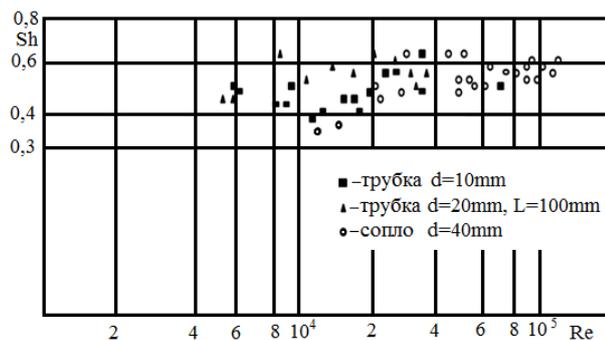
Шекаралық қабаттағы тұрақсыздықтың нәтижесінде құйын пайда болады. Еркін ағындағы құйындар ағыспен төмен тарала отырып өзінің көлемін үлкейтеді, бір-бірімен әсерлеседі және бұзылады осыдан турбуленттік пайда болады. Осесимметриялық ағыстың бастапқы және соңғы бөліктерін эксперименттік зерттеу кезінде олардың спектральдық және корреляциялық әдістермен белгіленеді. Егер құбырдың шетінде құйындар пайда болып және олардың арақашықтығы құбыр диаметрінен әлде қайда аз болса онда құйындар бірігуі мүмкін. Бұл үлкен масштабтағы құйындардың пайда болуына және шекаралық қабаттың жылдам өсуіне алып келеді. Құйындардың арақашықтығы екі еселеніп соңында құбыр диаметрімен теңеседі. Әрбір құйындардың қосылуы олардың тұрақсыздығына алып келеді, процестің соңында олардың тұрақтылығы бұзылады. Осыдан кейін үлкен масштабтағы құйындар таралып, кең көлемді жиіліктегі пульсациялық жылдамдық құрылады.

Рейнольдстің осы мәнінде шекаралық қабаттың қалыңдығын өзгертіп ағынның бастапқы бөлігіндегі құйынның пайда болу сипатына әсер етуге болады. Шекаралық қабаттың қалыңдығының өсуі ламинарлық ағыс ауданының өсуіне және үлкен масштабты құйындардың пайда болуына алып келеді, ал керісінше азаюы кіші масштабтағы құйындардың пайда болуына алып келеді. Бұл құйындар бір-бірімен әсерлеседі. Осындай әсерлесулер нәтижесінде ағыстың төменгі бөлігінде белгілі бір жиіліктегі периодтық құйындар пайда болады. Мұндағы жиілік Рейнольдс санына тәуелді болмайды. Ал Струхаль саны шамамен 0,4-0,6-ға тең болады.

**Тәжірибелік нәтижелер**

1-суретте Струхаль санының Рейнольдс санына тәуелділігі және пульсациялық жылдамдық жиілігі көрсетілген. Тәжірибеде шекаралық қабаттың қалыңдығы өту жылдамдығына, құбыр формасына және әртүрлі ұзындықтағы жалғамаларды қолдану әсерінен өзгерді.

Зерттеулер нәтижесінде дискреттік құйын структурасы ағынның акустикалық шудың негізі болып табылады. Еркін ағынның бастапқы және соңғы бөліктеріндегі құйындық структура құбылысы, сонымен қатар олардың сипаттамасына акустикалық әсердің ықпалы туралы [1] жұмысында толық білуге болады.

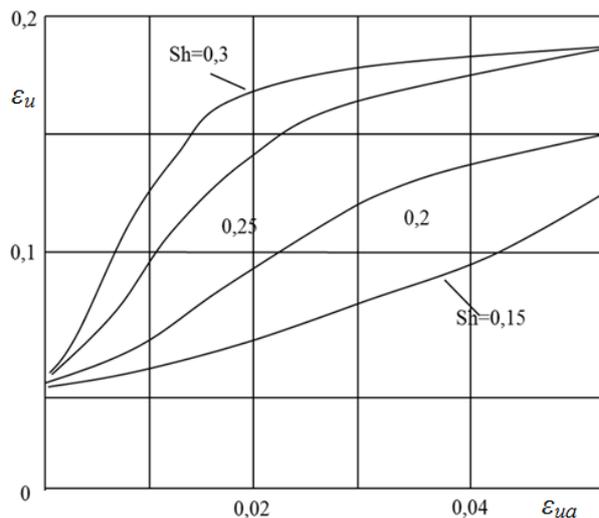


1-сурет – Струхаль мен Рейнольдс сандары арасындағы байланыс

3,16 Гц жиіліктегі турбуленттік ағынның спектральдық сипаттамасы өлшенді, соның нәтижесінде бастапқы бөліктерде  $Sh=0,2-0,8$  шамасында қысымның және пульсациялық жылдамдықтың максимумдарының пайда болуы, өсуі және жоғалуы орын алатыны анықталды. Корреляциялық әдіс те оның периодтық ағыс екенін көрсетеді. Өйткені пульсациялық жылдамдығы  $u'$  және  $x/d=3-4$  болатын құйынның корреляциясының кеңістіктік қисығы толқын тәрізді болып келеді. Ол бірнеше рет ордината өстерімен қиылысады. Екі нөлдік мәндердің арақашықтығынан  $R_{III}$  құйындардың масштабын анықтауға болады. Жұмыста ағыстың периодтық сипатының көрінуінің сандық мәндері корреляциялық анализді пайдалана отырып алынды. Мұндағы  $U_a=59$  м/с,  $d=20$  мм,  $\varepsilon_a=0,5; 5; 10\%$ ,  $\Delta f=10$  Гц.

Ағыстың периодтық сипаттамасын алу үшін шекаралық қабаттың сыртқы орта әсеріне сезгіштігі ескерілген болатын. Пульсациялық жылдамдықтың орташа квадраттық мәні құбырдың  $\varepsilon_{ua}$  бөлігіндегі интенсивтік пульсацияға бай-

ланысты анықталды. Ол ағыс бойымен таралатын дыбыс көзі арқылы эксперимент жүргізуші береді. Ағыс өсіндегі интенсивтік пульсация  $\varepsilon_u$  Струхаль санына және қозу шамасына тәуелді болатыны анықталды (2-сурет).



2-сурет – Струхаль саны мен интенсивтік пульсация арасындағы байланыс

$\varepsilon_u$  максималдық мәні  $Sh=0,3$ -ке сәйкес келеді, ал  $\varepsilon_{ua}$ -ның үлкен мәндері үшін “қанығу” болады, яғни  $\varepsilon_{ua}$ -ның алдағы өсуі  $\varepsilon_u$ -ге айтарлықтай әсер етпейді. Бұл нәтижелерді пайдалана отырып  $Sh=0,3$  мәнінде ағынның сыртқы дыбыстарға айтарлықтай сезімтал келетіні анықталды. Осыған ұқсас нәтижелер жұмыста сипатталады. Кейбір жағдайларда Струхаль санының  $Sh=0,35-0,50$  мәндері алынған, бұл резервтің әртүрлі ерекшеліктеріне және әртүрлі авторлардың берген шарттарына байланысты деп түсіндіріледі.

### Қорытынды

Толқынның құрылымын анықтаудың фазалық орталау әдісі туралы айтып кеткен жөн. Әдістің ерекшелігі керекті гармоникалық сигналды алу үшін синхрондық детекторды пайдалану болып табылады.

**Әдебиеттер**

1 Гиневский А.С., Власов Е.В., Колесников А.В. Аэроакустические взаимодействия. – М.: Машиностроение, 1978. – С.99-149.

**References**

1 Ginevskij A.S., Vlasov E.V., Kolesnikov A.V. Ајeroakusticheskie vzaimodejstvija. –М.: Mashinostroenie, 1978. – S. 99-149.(in Russ).



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

---

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

---

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

Өтепов Е.Б., Баст Ю.,  
Беркинбаева А.С.,  
Мадижанова А.Т.,  
Нұрғалиев А.К.

**Темір негізіндегі  
наноқұрылымды  
жабындысымен  
қорытпалардың  
диссипативті қасиеттерін  
зерттеу**

Uteпов E.B., Bast J.,  
Berkinbayeva A.S.,  
Madizhanova A.T.,  
Nurgaliyev A.K.

**Research of dissipative properties  
of alloys on the basis of iron with  
a nanostructural covering**

Утепов Е.Б., Баст Ю.,  
Беркинбаева А.С.,  
Мадижанова А.Т.,  
Нұрғалиев А.К.

**Исследование диссипативных  
свойств сплавов на основе  
железа с наноструктурным  
покрытием**

Жұмыстың негізгі идеясы металдық құрылғылардың жұмысы кезінде екіпін үрдісін физикалық модельдеу және наноқұрылымды жабындылармен жоғарғы демпферлік қасиеті бар қорытпаларды өңдеу болып табылады. Балқытылған болат қорытпаларының бастапқы құрамы хроммен (0.10-0.42)%, кальциймен (0,16-0,28)%, лантанмен (0,18-0,24)% легірленді. Акустикалық қасиеттері (екіпін кезіндегі дыбыс қысымы деңгейі), ішкі үйкеліс, болаттың меншікті электркедергісіне тәуелділігі зерттелген. Қ.И.Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ де ұсынылған дыбыстықшашырауды талқылау үшін және Тульск Техникалық Университетінде ұсынылған ішкі үйкеліс бойынша әдіс қолданылды.Тәжірбие бойынша балқытылған болаттар (БА-2, БА-3) төмен дыбыс шашырау қасиеті және жоғары ішкі үйкеліске ие екенін көрсетті, сондықтан бұлар өндіріске енгізілуге лайықты деп ұсынылады.

**Түйін сөздер:** дыбыстық сәуле, ішкі үйкеліс, демпферлеу, диссипация, наноқұрылым, балқыма, болат.

The main idea of work consists in physical modeling of process of impact during the work of a stamp and development of alloys with the increased damping properties, with a nanostructural covering. Melted steel original, legirovanny chromium (0.10-0.42%), calcium (0.16 -0.28)%, lantanom (0.18 -0.24)%. Studied the acoustic properties (sound pressure levels when the collision), internal friction, specific electric resistance of steels. Used the technique of KazNTU named after K.I. Satpayev sound emission assessment; and Tula Technological University (internal friction). Experiments have shown that melted alloys authors (BA-2, BA -3) have lower zvukoizlucheniem and high internal friction, so they are recommended for application in production.

**Key words:** sound radiation, internal friction, damping, dissipation, nanostructure, alloy, steel.

Основная идея работы заключается в физическом моделировании процесса соударения при работе металлических деталей и разработке сплавов с повышенными демпфирующими свойствами с наноструктурным покрытием. Нами выплавлены стали оригинального состава, легированные хромом (0.10-0.42)%, кальцием (0,16-0,28)%, лантаном (0,18-0,24)%. Исследованы акустические свойства (уровни звукового давления при соударении), внутреннее трение, удельное электросопротивление сталей. Использована методика, предложенная в КазНТУ имени К.И. Сатпаева для оценки звукоизлучения и Тульского Технического Университета по внутреннему трению. Эксперименты показали, что выплавленные сплавы (БА-2, БА-3) обладают пониженным звукоизлучением и высоким внутренним трением, поэтому они рекомендуются для внедрения в производства.

**Ключевые слова:** звукоизлучение, внутреннее трение, демпфирование, диссипация, наноструктура, сплав, сталь.

**ТЕМІР НЕГІЗІНДЕГІ  
НАНОҚҰРЫЛЫМДЫ  
ЖАБЫНДЫСЫМЕН  
ҚОРЫТПАЛАРДЫҢ  
ДИССИПАТИВТІ  
ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ**

**Кіріспе**

Нанотехнология материалтану ғылымында кең қолданыс тапты, бірақ дыбыстық үрдісінің демпферлеуші материалдардың жасау кезінде нанотехнологиялар сирек қолданылады. Өндірістегі адамның есту мүшесін қорғау ғылыми жұмысшылардың ең бір тапсырмасы және адамды өндірістік шудан қорғаудың заманауи бір әдісі жоғарғы демпферлік қасиеті бар материалдарды қолдану, өйткені өндірісте қолданылатын металдық материалдардың демпферлік қасиеті жеткіліксіз. Осыған байланысты мына мақалада келтірілген зерттеудің мақсаты болып, келесілер табылды:

– машина бөлшектерін жасауға арналған, стандартты марка болаттарының акустикалық және демпферлік қасиеттерін бағалау;

– нанокұрылымды жабындылармен машина бөлшектері беттерін дайындауға ұсынылған, жоғарғы демпферлік қасиетімен қорытпаларды өңдеу.

Зерттеудің заты өнеркәсіптерді қолданылатын темір негізіндегі қорытпа болып табылады. Зерттеудің объектісі ретінде шудың жоғарғы деңгейімен мінезделетін өнеркәсіптік жабдық алынды.

**Болаттардың қасиеттері**

Жұмыстың тәжірибиелік маңыздылығына бөлшектерді беттік жаймалау әдісімен дайындайтын, белгілі болат маркаларының демпферлік және акустикалық қасиеттерін бағалау, нанокұрылымды жабындылармен жаңа болат маркаларын жасау және металдық құрылғылардың өндірістегі шуды төмендету ұсыныстарын жасау болып табылады. Тәжірибие бойынша қорытылған БА-2, БА-3 (дыбыстық үрдістің төмендеуі және жоғарғы ішкі үйкеліс), болат үлгілері алынды. Осы жұмыстың алға қойған міндеттерінің бірі темір негізіндегі жаңа демпферлеуші металл материалдарды жасау болып табылады. Осыған байланысты жұмыста қорытпаларды легірлеу қағидалары күй диаграммасын зерттеуге негізделген 97,6%-ды металдық мырышпен, 77,5%-ды FeSi және 99,98%-ды металдық никельмен жүргізілді. Күй диаграммалары тем-

пература мен құрамдас бөлшектердің концентрациясына байланысты қорытпаның фазалық құрамын және қорытпалардың көптеген физика – химиялық, механикалық және технологиялық қасиеттерін сапалы сипаттауға мүмкіндік береді (1-5-кестелер).

Негізгі нанокұрылымды жабынды материалдар (Ti-Al-N)-ды ионды-ваккумды қондырғыда үш катодпен іске асырылады, оның екеуі катод дағының электромагнитті тұрақтандыруға және плазма ағынды (стандартты буландырғыш) плазмаоптикалық фокустауға ие болады. Біреуі плазмалық ағынды бөлуді үдету үшін арналған жүйемен жабдықталған. Нанокұрылымды жабындының қалыңдығын 200-400 нм құрайды [1]. Балқыту технологиясы белгілі бір өнімділік кезінде болаттың қажетті, және тұрақты құрамын алуды және металдың жоғарғы температурасын қамтамасыз ету керек. Болаттан жасалынған тілімше қондырғының камерасының ішіндегі

айналу механизмінің үстеліне орнатылады, ол газ – металл плазмадағы ағында аспаптың орын алмастыруын іске асырады. Камерадағы қалдық қысым вакуумды жүйенің және автоматты реттегіш көмегімен жасалады және реттеледі, тілімшелердің температурасының ауқымы 150–900°C, жұмыс спиральді ауқымы 1,8-3,8 мкм нысаналау көрсеткіші 1: 500 (номиналды мәні) және көрсеткішті орнату уақыты 0,025 с болатын пирометрикалық жүйенің көмегімен бақыланады. Болаттың жұмыс беттерінде көп функционалды жабындыларды қалыптастыру бойынша негізгі ережелерді іске асыру үшін Мәскеу болат және қорытпа институтында вакуумды-доғалдық агрегаттың негізіндегі жетілдірілген арнайы қондырғы ННВ-6.6 (вакуумного напыления) пайдаланды [2]. Балқыту индукционды пеште іске асырылды. Қолданылған болаттың өлшемдері 210×115×115 мм металдық қышада құйылды.

1-кесте – Зерттелген болаттардың химиялық және механикалық қасиеттері

Болат маркасы	Химиялық құрамы, % салмағы					Механикалық қасиеті		
	C	Si	Mn	Cr	Қосымша легірлеуші элементтер	$\sigma_b$ , МПа	$\delta_5$	$\delta_{10}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
10Г2	0,07-0,15	0,17-0,37	1,2 -1,1,6	≤0,30	S≤0,040; P≤0,03; Cu≤0,25; Ni≤0,25	430	22	50
20пс	0,17 0,24	0,05 0,17	0,35-0,65	≤0,25	S≤0,04; P≤0,035; Cu≤0,25; Ni≤0,25	420	25	55
20кп	≤0,17- 0,24	≤ 0,07	≤0,25- 0,50	≤0,25	Cu≤ 0,20; Ni≤ 0,25; S≤ 0,040 P≤ 0,035	420	25	55
08кп	0,10	0,03	0,25-0,45	0,10	S≤0,03; P≤0,025; Cu ≤ 0,20; Ni=0,15; Al=0,02-0,08	280-410	26	25
25пс	0,22-0,27	≤0,03-	0,25-0,50	≤0,25	Ni≤0,25; Si≤0,03; P≤0,04; As≤0,30; Cu≤0,30; S≤0,04	360-460	27	60
08ю	0,05-0,11	0,05-0,17	0,35-0,65	≤0,10	S≤0,04; P≤0,035; Cu≤0,25; N≤0,25; As≤0,08	295	35	60
БА-1(нқж)	0,08	<0,1	0,30	0,12	P = 0,035; S = 0,04; Ca = 0,18; La = 0,14	320	25	24
БА-2(нқж)	0,12	<0,1	0,32	0,10	P = 0,035; S = 0,04 Ca = 0,16; La = 0,24	340	26	23
БА-3(нқж)	0,24	<0,1	0,65	0,42	P = 0,035; S = 0,04 Ca = 0,24; La = 0,18	408	29	30

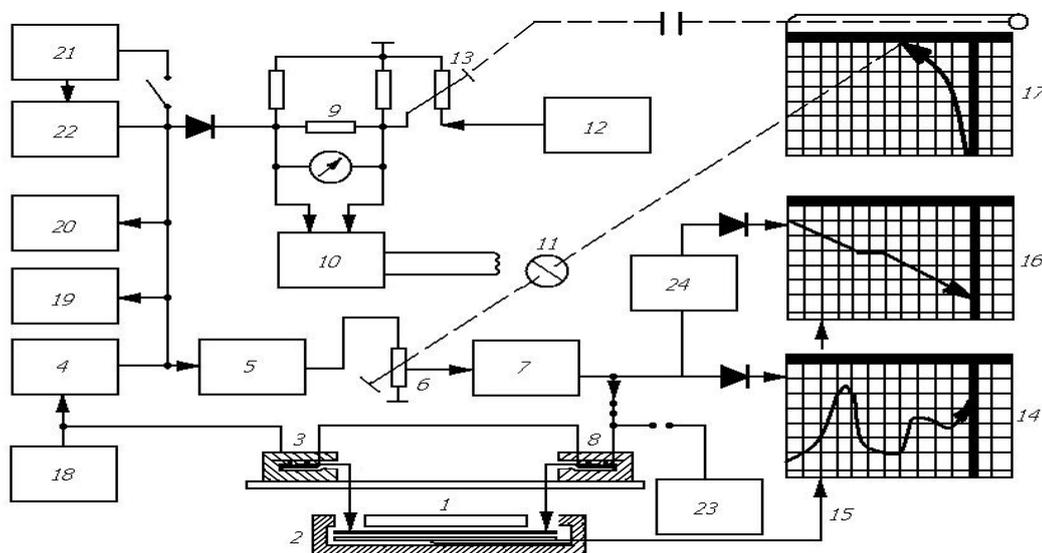
### Қорытпалардың акустикалық және дыбыс қасиеттерін, сейілу мен ішкі үйкеліс арқылы зерттеу

Болаттардың акустикалық (дыбыс деңгей), логарифмдік декремент (дыбысты үдету), демпфрлеу (иілу тербелісінде) қасиеттерін зерттеу үшін арналған қондырғыларды талдау негізінде, электромагнитті жоғары жиелі диапазонда (950-1000 Гц), температурасы 200-600°C-да болды, үйкелісті үздіксіз бекіту үшін арналған автоматты құрылғы таңдалды [3]. Қондырғы келесі тәртіппен жұмыс жасайды (1-сурет).

Зерттелетін наноқұрылымды жабынды қорытпа материалы 2 үлгі, 3 тербеліс дыбыс датчигі арқылы 4 күшейткішпен күшейтіледі.

Күшейтілген ербелістерді лампалық вольтметр 18 арқылы анықтаймыз. Анықталған тербеліс 5 фильтр арқылы дыбыс үдетіліп, 7 қуатты үдеткішпен 8 тербелісті қоздырғышқа түседі. Дыбыс қозғалысындағы бақылауды 19 осциллограф жүргізеді. Тербелістердің мерзімін 20 жиілік өлшеуіш тексереді.

Тәжірбиенің нәтижесі 1-суретте көрсетілген қондырғы бойынша анықталған, осциллографтың дыбыстық импульсін үдету БА-3(нқж) болатын қорытпадан кейінгі мінездемесі 2-суретте көрсетілді, осы анықтама бойынша математикалық өңдеуден өткізіліп, дыбыстың акустикалық логарифмдік декрементін, салыстырмалы сейілу, ішкі үйкеліс формула бойынша анықталды.



1 – қыздырғыш (суытқыш) құрылғы; 2 – үлгі; 3 – тербеліс датчигі; 4 – күшейткіш; 5 – фильтр; 6 – потенциометр; 7 – қуатты үдеткіш; 8 – тербелісті қоздырғыш; 9 – салыстыру блогы; 10 – сервокүшейткіш (КСП-4); 11 – сервоқозғалтқыш; 12 – кернеулерді тұрақтандырғыш блогы; 13 – потенциометр; 14 – өздігіненжазғыш; 15 – термобу; 16 – өздігіненжазғыш; 17 – потенциометр; 18 – лампалық вольтметр; 19 – осциллограф; 20 – жиілік өлшеуіш; 21 – дискриминатор; 22 – импульс есептеуіш; 23 – генератор; 24 – блок;

1-сурет – Ішкі үйкеліс пен тығыздық модулін үздіксіз бекіткіш автоматты құрылғысының блок-схемасы



2-сурет – БА-3 (нқж) болатының екпіннен дыбыс импульсінің үдету осциллограммасы

Логарифмдік декрементін формула бойынша анықталды

$$\delta = \frac{l}{n} \ln \frac{A_0}{A_n}, \quad (1)$$

мұнда  $A_0$  – бастапқы, максималды дыбыс импульсі амплитудасы, мм;  $A_n$  – соңғы, минималды дыбыс импульсі амплитудасы, мм;  $n$  – осциллограф экранындағы импульстар саны.

Салыстырмалы сейілу:

$$\psi = 2 \cdot \delta. \quad (2)$$

Ішкі үйкеліс:

$$Q^{-1} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{\psi}{2\pi}. \quad (3)$$

Жұмысты бастамас бұрын үлгі соққыш шар қолданылып (ШХ15) дыбыстық қысым деңгейін тексеру арқылы реттеліп отырды. Эксперименттің нәтижелері екпін кезіндегі дыбыстық қысымның қисық деңгейінің сипаты 2 кестеде келтіріледі:

– зерттелген үлгілердің дыбыстық қысымы 46–84 дБ ауқымда болады;

– дыбыстық қысым деңгейлердің максимумдары 250-16000 Гц (65-88 дБ) жиілікте байқалды;

– үлгілердің дыбыс шығару үрдісін зерттеу барысында дыбыс шығарудың дыбыс қысым деңгейі (ДҚД) құбылысы байқалады, бұл құбылыстың мәні (НҚЖ) 08Ю және БА-3 болат үлгілері соққы үшін құрылымдық демпфрлеудің арқасында соғылысу әсерінен шу деңгейінің төменделуі барабар емес (адекватты емес) іске асырылады.

**2-кесте** – Соғудан кейінгі нанокұрылымды жабындысымен 08Ю және БА-3 болат үлгілерінің дыбыс қысымы деңгейі мен дыбыс деңгейі

f, Гц	ДҚД, дБ	БА-3(НҚЖ)	08Ю
500		81	84
1000		99	103
2000		97	103
4000		104	114
8000		102	111
16000		103	107
	А, дБА	105	118

Дыбыс қысымының деңгейлері, дыбыс генераторында 20, дыбыс сигналының өлшемдерін қабрлеу үшін қолданылады, электрлік тербеліс арқылы механикалыққа өзгеріп және лампылық вольтметрге 18 арқылы үлгіге беріледі. Автоматты қондырғы (микробөлшекті фаза) бөлуге мүмкіндік береді. Тамшылы құрамдас бөлшекті бөлу қуатты магнитті өріспен зарядталған ионды ағынды (иондар, электрондар) қайырып тастау нәтижесінде іске асырылады. Дыбыс сигналдарының түзеткіш арқылы салыстыру блогына 9 келіп, кернеулерді тұрақтандырғыш блогы арқылы 12 теңеседі. Баланыстан шығудың шамасы сервокүшейткішке КСП-4 17. 10 беріледі. Қозғалтқыш 11 үдеу К коэффициентін потенциометр 6 көмегімен өзгереді, оның сапасы ретінде КСП-4 реохорд қолданған [5]:.

Акустикалық мінездемелерін зерттеуді 250-16000 Гц жиілікте жүргізді. Бұл жерде дыбыс қысымының деңгейі шегі 8000 және 16000 Гц жиілікте бақыланады. Өндірістегі шудың шегі Заборова В.И., Утепов Е.Б. дәйектеріне сәйкес 1000-2000 Гц жиілікте мінезделеді. Осыдан модельдеу коэффициенті құрайды:

$$K_{.m_1} = \frac{8000}{2000} = 4; \quad K_{.m_2} = \frac{16000}{2000} = 8; \quad (4)$$

$$K_{.m_3} = \frac{8000}{1000} = 8; \quad K_{.m_4} = \frac{16000}{1000} = 16.$$

Осыдан қорытынды жасауға болады, осы зерттеулер арқылы нақты машина тетіктері мен бөлшектері үшін түзу, өлшемдері модельге қарағанда 4-16 есе көп.

Ішкі үйкеліс (қорытпалардың демпферлік қасиеті сияқты мінездемелер), механикалық тербеліс энергиясының жоғалуын және көміртегінің феррит қысымы бетінде атомдары есебінен ішкі үйкелістер шегін құрайды. Демпферлеудің «фондық» механизмінің бірі болып фондық сейілу болып табылады. Фондардың бір-бірімен немесе кристалдық торларда ақау типтілермен бөгеуілдерінде, демпферлеудің жоғарғы фондында көрсетілетін энергияның сейілуі жүреді. Температураның жоғарлауы мен кристалдық тордың ортақ метатұрақтылықтары үлкеюнен сейілу кенет өседі. Метатұрақты торларда, өзіндік энергиясының жоғарлығымен және кенет кернеудің аса көптігімен және тұрақты жағдайға қарағанда, анизотропия серпімді кернеулерде толқындардың таралуы аннигиляция фонон-

дары туу үшін қолайлы шарттар болатын «фононды» газдың өзіндік қозғалысымен мінезделеді.

1-суретке сәйкес зерттелген болаттардың маркаларымен соғудан кейінгі БА-2(нқж) және

БА-3(нқж) легіріленген болат үлгілерінің екпін кезіндегі дыбыс қысымы деңгейі мен дыбыс деңгейі меншікті электркедергісіне тәуелдігі соғудан кейінгі сипаттамалары.

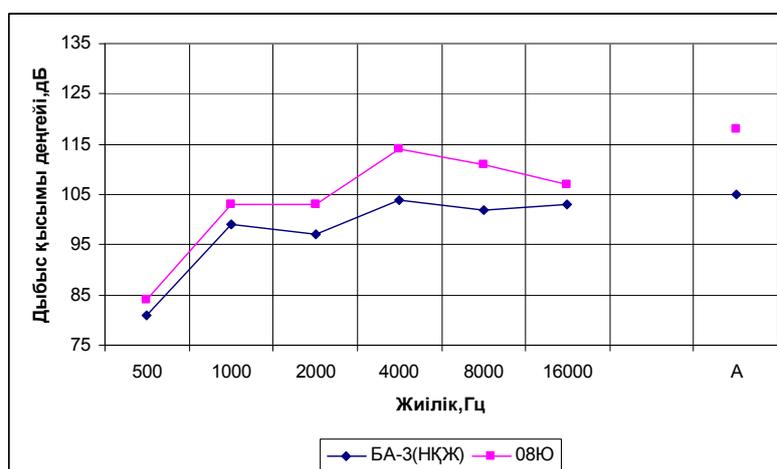
**3-кесте** – Соғудан кейінгі дыбыс деңгейінің меншікті электркедергісіне тәуелділігі

№ п/п	Болат маркалары	Меншікті электркедергісі, г	Тәжірибие дисперсиясы, $S^2$	Орташа квадраттық ауытқу, $S$	Соғудан кейінгі дыбыс деңгейі, дБА
1	10Г2	9,25	0,323	0,569	121
2	Ст. 20пс	9,36	0,301	0,549	120
3	Ст. 08Фкп	9,22	0,321	0,567	122
4	Ст. 20кп	9,20	0,266	0,516	123
5	25пс	9,45	0,201	0,248	122
6	08ю	9,40	0,444	0,666	124
7	БА-1(нқж)	9,25	0,606	0,778	116
8	БА-2(нқж)	11,34	0,602	0,776	112
9	БА-3(нқж)	11,48	0,664	0,815	111

Нқж-наноқұрылымды жабынды.

3-суретке сәйкес ішкі үйкелістің мәндерінің жоғарлауы 08ю үлгілерінің екпін кезіндегі дыбыс қысымы деңгейі 500 Гц жиілікте және 16000 Гц БА-3(нқж) үлгінің жиіліктегі дыбыс шығару сипаттамасы келтірілген

Наноқұрылымды жабындысы бар болат үлгілерінің Ст.20кп және БА-2 соғудан кейінгі екпін кезіндегі дыбыс қысымы мен дыбыс деңгейін 4-кесте арқылы сипатталады.

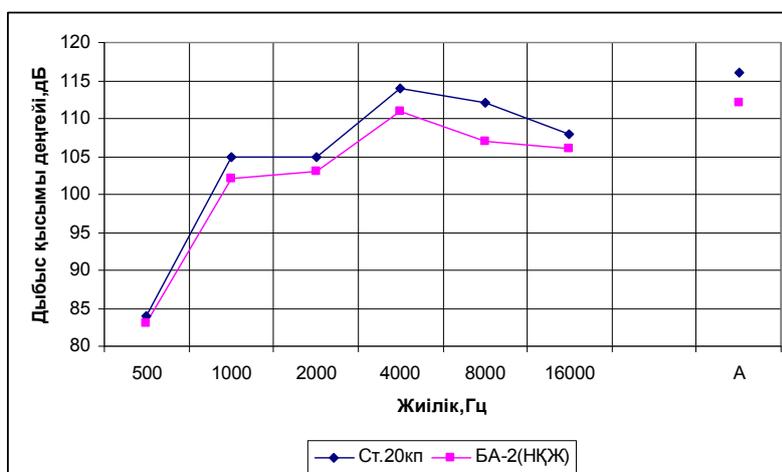


**3-сурет** – Соғылысу кезіндегі 08ю және БА-3(нқж) болат үлгілерінің екпін кезіндегі дыбыс қысымы деңгейі мен дыбыс қысымы

**4-кесте** – Соғудан кейінгі Ст.20кп және БА -2 болат үлгілердің екпін кезіндегі дыбыс қысымы мен дыбыс деңгейі

f, Гц	ДҚД, дБ	Ст.20кп	БА-2 (НҚЖ)
500		84	83
1000		105	102
2000		105	103
4000		114	111
8000		112	107
16000		108	106
A, дБА		116	112

Үлгілермен және металдық құрылғылармен жұмыс кезінде екпін үрдісін физикалық модельдеу және наноқұрылымды жабындымен жоғарғы демпферлік қасиеті бар қорытпаларды өңдеу болып табылды 5 кестеде ішкі үйкелістер міндері жоғарлауы БА-3, БА-2 қорытпаларда байқалады, Амплитуда-тәуелділік демпферлеу БА-3 қорытпасында  $5,8 \cdot 10^{-3}$  айқын байқалады, меншікті деформация кезіндегі ішкі үйкеліс  $29,9 \cdot 10^{-4}$  ден  $10,855 \cdot 10^{-3}$  дейін жетеді.



**4-сурет** – Соғылысу кезіндегі 20кп (НҚЖ) және БА-2 болат үлгілерінің 4-кестеде көрсетілгендей үлгілердің соққыдан кейінгі екпін кезіндегі дыбыс қысымы деңгейі мен дыбыс деңгейің дыбыс шығару сипаттамасы көрсетілген.

**5-кесте** – Үлгілердің соғылысу кезіндегі дыбыс шығарудың меншікті деформация кезіндегі мінездемелер

Қорытпа нөмірі	Деформация амплитудасы	Ішкі үйкеліс, Q <sup>-1</sup> Г	Дисперсия S <sup>2</sup> Г	Қорытпа нөмірі	Деформация амплитудасы	Ішкі үйкеліс, Q <sup>-1</sup> Г	Дисперсия S <sup>2</sup> Г
Ст. 10Г2	6,9	3,12	0,425	БА-3(нқж)	6,9	4,19	0,0242
	9,2	3,16	0,419		9,2	5,75	0,366
	11,5	3,18	0,677		11,5	4,32	0,484
	13,8	4,10	0,439		13,8	4,31	0,3
	16,1	4,21	0,532		16,1	4,32	0,268
	18,4	4,33	0,488		18,4	4,56	0,281
	20,7	5,16	0,408		20,7	4,31	0,222
	23,0	5,23	0,592		23,0	4,75	0,225

Қорытпа нөмірі	Деформация амплитудасы	Ішкі үйкеліс, Q <sup>-1</sup> Г	Дисперсия S <sup>2</sup> Г	Қорытпа нөмірі	Деформация амплитудасы	Ішкі үйкеліс, Q <sup>-1</sup> Г	Дисперсия S <sup>2</sup> Г
	25,3	5,30	0,883		25,3	5	0,435
	27,6	5,62	0,519		27,6	5,19	0,92
	29,9	5,58	0,756		29,9	6,59	0,786
	322	5,69	2,825		32,2	6,06	0,248
	34,5	5,79	1,829		34,5	6,53	1,565
Ст. 20кп	6,9	2,44	0,582	Ст. 08пс	6,9	3,15	0,288
	9,2	2,72	0,06		9,2	2,92	0,115
	11,5	2,65	0,065		11,5	2,88	0,102
	13,8	2,57	0,059		13,8	3,01	0,088
	16,1	2,92	0,102		16,1	3,25	0,125
	18,4	2,83	0,12		18,4	3,28	0,185
	20,7	2,99	0,129		20,7	3,42	0,142
	23,0	3,18	0,115		23,0	3,52	0,094
	25,3	3,13	0,128		25,3	3,54	0,155
	27,6	3,25	0,13		27,6	3,85	0,156
	29,9	3,6	0,122		29,9	3,92	0,182
	32,2	3,5	0,135		32,7	2,82	0,131
	34,5	3,45	0,059		34,5	3,11	0,098
	40,25	4,05	0,021		40,25	3,01	0,124
	-	-	-	46,0	3,12	0,071	
08ю	6,9	2,42	0,204	БА-2(нқж)	20,7	6,18	0,142
	9,2	2,26	0,122		23,0	6,32	0,135
	11,5	2,7	0,128		25,3	6,72	0,125
	13,8	2,65	0,41		27,6	7,25	0,118
	16,1	2,7	0,15		29,9	7,28	0,149
	18,4	2,63	0,282		32,2	8,18	1,93
25пс	20,7	2,85	0,131	БА-1(нқж)	34,5	10,88	0,675
	23,0	2,96	0,095		40,25	10,89	6,3
	25,3	3,41	0,283		6,9	3,72	0,145
	27,6	3,36	0,145		9,2	4,25	0,148
	29,9	3,55	0,185		11,5	4,55	0,315
	32,2	3,65	0,233		13,8	4,26	0,135
	34,5	3,7	0,355		16,1	4,55	0,068
	40,25	3,79	0,131		18,4	5,15	0,146
	46,0	3,78	0,193	20,7	5,25	0,168	

### Қортынды

Стандартты балқытылған болаттардың дыбыстықшашырату деңгейі мен ішкі үйкелістік деңгейінің қасиеттері зерттелді. Ішкі үйкелістің мәні болып нанокұрылымды жабындысымен

қайта балқытылған, стандартты болаттарға қарағанда оңтайлы кальциймен (0,16-0,28) және ланталмен (0,14-0,24) легіріленген (БА-2, БА-3) нанокұрылымды жабындылары дыбысшашырату деңгейін азайтып және ішкі үйкелісті жоғарлатуға мүмкіндігін тигізді

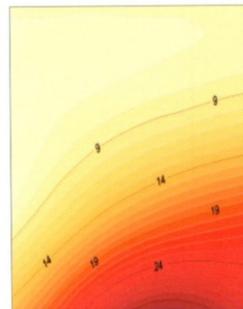
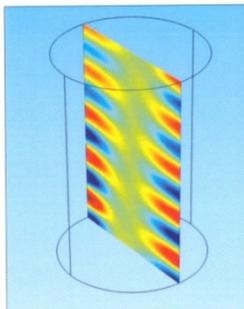
### Әдебиеттер

- 1 Криштал М.А. Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. – М. Металлургия, 1976. – 376 с.
- 2 Утепов Е.Б., Сулеев Д.К., Бискаев С.Т. и др. Акустическая экология: Демпирующие материалы и конструкции – Алматы, 2001. – 330 с.
- 3 Бижанов Н.К., и др. Научные основы создания «Тихих» сплавов (проблемы акустической экологий). – Алматы: ТОО «Принт», 2000. – 332с.
- 4 Утепов Т.Е. Разработка вибродемпфирующих металлических материалов на основе железа для снижения производственного шума – Алматы: КазНТУ им К.И. Сатпаева, 2012. – 252 с.
- 5 Сулеев Д.К., Утепов Ю.Б., Урикбаева Г.А, Применение демпирующих наноструктурированных материалов в технике борьбы с шумом и вибрацией. – Алматы: КазНТУ им К.И. Сатпаева, 2008. – 75 с.

### References

- 1 Crystal M. A. Golovin , S. A. Internal friction and structure of metals. -M.: Metallurgy, 1976. – 376 s. (in Russ).
- 2 Uteпов E.B., Suleev D. K.,Bisakayev S.T. I dr.Akusticheskaya ecologia:demphiryusie materialy I konstrukcii. Almaty, 2001. – 330 s. (in Russ).
- 3 Bizhanov N. K., etc. Scientific bases of creation of “Silent” alloys (problem acoustic ekologiya). – Almaty: «Print» LLP, 2000. – 332 s. (in Russ).
- 4 Uteпов T.E. Development of the vibrodamping metal materials on the basis of iron for decrease in production noise – Almaty.: KazNTU im. K.I. Satpaeva, 2012. – 252 s. (in Russ).
- 5 Suleev D. K.,Uteпов Y.B., Urikbayeva G.A., Primenenie demphiruyushih nanostrukturnih materialov v tehnikе borbi I vibratsiei. – Almaty: KazNTU im. K.I. Satpaeva, 2008. – 75 s. (in Russ).

# PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY



Physical Sciences and Technology is publishing two number in a year by al-Farabi Kazakh National University, al-Farabi ave., 71, 050040, Almaty, the Republic of Kazakhstan  
website: <http://phst.kaznu.kz/>

Any inquiry for subscriptions should be sent to:  
Abdiadil Askaruly, al-Farabi Kazakh National University  
al-Farabi ave., 71, 050040, Almaty, the Republic of Kazakhstan  
e-mail: [Abdiadil.Askaruly@kaznu.kz](mailto:Abdiadil.Askaruly@kaznu.kz)

1 [2] 2014

Наривский А.Э.,  
Яр-Мухамедова Г.Ш.

**Влияние легирующих  
элементов и структурной  
гетерогенности стали AISI 321  
на селективное растворение  
металлов из питтингов**

Narivskiy A.E.,  
Yar-Mukhamedova G.Sh.

**Influence alloying elements  
and steel AISI 321 structural  
heterogeneity on the selective  
dissolution of metals from pitting**

Наривский А.Э.,  
Яр-Мухамедова Г.Ш.

**AISI 321 болаттың  
құрамындағы байытушы  
элементтер мен құрылымдық  
гетерогенділігінің питтингтегі  
металдардың талғамды еруіне  
әсері**

В статье представлены результаты исследования влияния химического состава и структурной гетерогенности стали AISI 321 на её коррозионные потери  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$  и  $\Delta Fe$  из питтингов в модельных хлоридсодержащих оборотных водах с pH4...8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>. Показано, что механизмы коррозионных потерь Cr, Ni и Fe из метастабильных и стабильных питтингов обусловлены характерными особенностями их селективного растворения. В частности, поверхность метастабильных питтингов обогащается Fe и обедняется Cr и Ni, а стабильных – обогащается Cr и обедняется Ni и Fe. Это способствует реорганизации объёма стали под поверхностью питтингов вследствие твёрдофазной диффузии атомов Fe, Cr и Ni, которая зависит от характера питтинга и pH модельных оборотных вод.

**Ключевые слова:** Селективное растворение металлов, метастабильный и стабильный питтинг, структурная гетерогенность, легирующий элемент.

Results of research of influence of a chemical composition and structural heterogeneity of AISI 321 steel are presented in article on its corrosion losses  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$  and  $\Delta Fe$  from pittings in modeling (chloride circulating) waters with pH4...8 and concentration of chlorides of 600 mg/dm<sup>3</sup>. It is shown that mechanisms of corrosion losses of Cr, Ni and Fe from metastable and stable pittings are caused by characteristics of their selective dissolution. In particular, the surface of metastable pittings is enriched with Fe and Cr and Ni is impoverished, and stable – Cr is enriched and Ni and Fe is impoverished. It promotes reorganization of volume of steel under a surface of pittings owing to solid-phase diffusion of atoms of Fe, Cr and Ni which depends on nature of pitting and pH model reverse waters.

**Key words:** selective dissolution of metals, metastable and stable pitting, structural heterogeneity, the alloying element.

Мақалада AISI 321 болаттың химиялық құрамының және құрылымдық гетерогенділігінің хлоридтың концентрациясы 600 мг/дм<sup>3</sup>, pH4...8 құрайтын үлгілі хлоридты ертіндідегі питтингтерден  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$  және  $\Delta Fe$  көрсеткіштері бойынша коррозиялық шығынына әсерін зерттеу нәтижелері келтірілген.

Cr, Ni и Fe элементтерінің метаорнықты және орнықты күйде болатын питтингтердегі коррозиялық шығындарының механизмі олардың талғамды еру ерекшеліктеріне байланысты екендігі көрсетілген. Мысалы, метаорнықты күйдегі питтингтің беттік қабаты Fe атомдарымен байытылып, Cr мен Ni элементтерінен арыла түседі. Орнықты күйдегі питтингтің беттік қабаты, керісінше, Cr атомдарымен байытылып, Ni және Fe элементтерінен арыла бастайды. Нәтижесінде, питтингтердің астыңғы қабатындағы болат көлемі бойынша Fe, Cr, Ni атомдарының қаттыфазалық диффузиясының нәтижесінде жаңа құрылымдық өзгерістерге ұшырайды, ал оның өзі питтингтің негізгі сипатына және айналымдағы үлгілі судың pH көрсеткішіне тәуелді.

**Түйін сөздер:** металдардың талғамды еруі, орнықты және метаорнықты күйдегі питтинг, құрылымдық гетерогенділік, байытушы элемент.

## ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ И СТРУКТУРНОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТАЛИ AISI 321 НА СЕЛЕКТИВНОЕ РАСТВОРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ИЗ ПИТТИНГОВ

### Введение

Коррозионностойкая сталь AISI 321 относится к аустенитному классу и легирована по типу 18-10, имеет высокую коррозионную стойкость во многих агрессивных средах, поэтому её часто применяют для изготовления емкостной и теплообменной аппаратуры. Однако оборотные хлоридсодержащие воды, применяемые в их работе, нередко являются причиной питтинговой, а в последствии и язвенной их коррозии [1-4]. Поэтому прогнозирование питтингостойкости стали AISI 321 в этих средах является актуальной задачей. В работах [5-8] предлагали оценивать питтингостойкость коррозионностойких сталей и сплавов в хлоридсодержащих средах, используя критические значения их электрохимических потенциалов или  $\Delta\phi$ -критерий. Однако такой подход к оценке их питтингостойкости на практике оказался не эффективным, потому что параметры хлоридсодержащей среды, применяемой для электрохимических испытаний сталей, в разы отличаются от тех, что присутствуют в работе теплообменников. Оценка питтингостойкости стали AISI 321 по критическим температурам питтингообразования дала возможность прогнозировать её поведение в модельных оборотных водах, которые по содержанию хлоридов и pH близки к условиям эксплуатации этого оборудования. При этом в инструкциях по эксплуатации теплообменников приводили информацию о критических температурах питтингообразования (КТП) стали в модельных оборотных водах с pH 4...8 и концентрацией хлоридов от 350 до 600 мг/дм<sup>3</sup>. Их рассчитывали, используя установленные эмпирические зависимости между КТП стали и её химическим составом и структурной гетерогенностью в этих модельных оборотных водах [9-10]. Однако эта методика оценки питтингостойкости сталей также имеет свои недостатки, связанные с идентификацией метастабильных и стабильных питтингов. Поскольку эти питтинги идентифицировали по геометрическим признакам, которые недостаточно стабильны и зависят от параметров среды и стали [11].

В работах [12-15] обоснована и впервые предложена идентификация питтингов, используя коэффициенты селективного растворения Cr. В последствии этот критерий оказался уни-

версальным и не зависящим от марки стали или сплава и параметров хлоридсодержащей среды [16]. Однако влияние легирующих элементов и структуры стали AISI 321 на селективное растворение металлов в питтингах, образовавшихся на её поверхности, не исследовано. Поэтому работа посвящена решению этой проблемы, потому что механизмы влияния параметров стали на коррозионные потери в питтингах позволяют оптимизировать её состав и структуру.

### Материалы и методика исследований

Исследованы пять плавок стали AISI 321. Химический состав и структурную гетерогенность определяли ранее [9, 10]. Образцы исследуемой стали выдерживали в хлоридсодержащих растворах с pH4...8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup> при температуре 343K в течении 240 часов. При этом в хлоридсодержащих растворах с pH4; 5; 7 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup> на поверхности образцов образовывались стабильные, а с pH6; 8 – метастабильные питтинги [16]. Питтинги идентифицировали по геометрическим параметрам [11] и коэффициентам селективного растворения Cr из питтингов ( $Z_{Cr}$ ). В частности, если  $Z_{Cr} < 1$ , то сталь питтингует с образованием стабильных, а, если  $Z_{Cr} > 1$ , то – метастабильных питтингов. Коррозионные потери Fe, Cr и Ni из поверхности питтингов определяли ранее [12-15], применяя методики [17-19]. Эмпирические зависимости между коррозионными потерями  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и её химическим составом и структурной гетерогенностью определяли в работе [12-15], используя корреляционный и регрессионный анализ результатов исследования [20]. Направление влияния химического состава и элементов структуры стали на её коррозионные потери  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  из питтингов приведены в таблицах (1–3). При этом в таблицах приведены только прямопропорциональные зависимости между этими величинами с уровнем значимости 0,10, который оценивали по  $t$  – критерию Стьюдента.

### Результаты исследований и их обсуждение

В модельной оборотной воде с pH4 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь AISI 321 питтингует, поверхность стабильных питтингов обедняется Fe, что может способствовать его диффузии из её объёма. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Fe$  из питтингов на поверх-

ности стали возрастают при увеличении объёма нитридов титана и среднего диаметра зерна аустенита, а также уменьшении содержания Ni и объёма  $\delta$ -феррита (табл. 1).

**Таблица 1** – Схема влияния химического состава и составляющих структуры стали AISI 321 на её  $\Delta Fe$  в модельных оборотных водах с концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>

Химический состав и составляющие структуры	pH оборотной воды				
	4	5	6	7	8
C			↓	↑	↓
Si		↓	↓	↑	↓
Mn		↓			
Cr		↑	↑	↓	↑
Ni	↓				
N		↑	↑		
P					
Vн	↑		↓	↑	↓
Ln		↓	↓	↑	↓
Vок			↓		
Лок			↑	↓	↑
Pa	↓				
d3	↑		↓	↑	↓

Значит, Ni способствует обогащению поверхности стабильных питтингов Fe. В тоже время при увеличении в стали объёма нитридов титана и среднего диаметра зерна аустенита усиливается твёрдофазная диффузия атомов Fe к поверхности стабильных питтингов около нитридов титана, расположенных на границах зерен аустенита. Это способствует росту  $\Delta Fe$  стали из питтингов. Однако включения  $\delta$ -феррита являются очагом зарождения метастабильных питтингов, что замедляет подростание стабильных и способствует снижению  $\Delta Fe$  из них. Это согласуется с данными работы [21].

В модельной оборотной воде с pH4 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует, поверхность стабильных питтингов обогащается Cr, что может способствовать его диффузии в объём стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Cr$  из питтингов на поверхности стали возрастают при увеличении в ней содержания Mn, объёма нитридов титана, среднего диаметра зерна аустенита и уменьшении содержания Ni (табл. 2).

Значит, Mn способствует обеднению, а Ni – обогащению поверхности стабильных питтин-

гов Cr. При этом механизм влияния нитридов титана и среднего диаметра зерна аустенита на  $\Delta Cr$  стали из питтингов аналогичный механизму их влияния на  $\Delta Fe$  из питтингов который рассматривали выше.

**Таблица 2** – Схема влияния химического состава и составляющих структуры стали AISI 321 на её  $\Delta Cr$  в модельных оборотных водах с концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>

Химический состав и составляющие структуры	pH оборотной воды				
	4	5	6	7	8
C					
Si					
Mn	↑	↑	↑	↑	↑
Cr				↑	
Ni	↓	↓	↓	↓	↓
N				↑	
P		↓			
Vн	↑				
Ln		↓		↓	
Vок			↓		
Лок					
Ра				↑	
d3	↑				

В модельной оборотной воде с pH4 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь подвергается питтингообразованию, поверхность стабильных питтингов обедняется Ni, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Ni$  из питтингов на поверхности стали возрастают при увеличении в ней содержания Mn, объёма нитридов титана, среднего диаметра зерна аустенита, а также уменьшении содержания Ni и объёма  $\delta$ -феррита (табл. 3).

Значит, Mn способствует обеднению, а Ni – обогащению поверхности стабильных питтингов Ni. Следует отметить, что механизмы влияния объёма нитридов титана, среднего диаметра зерна аустенита и объёма  $\delta$ -феррита такие же, как и их влияние на  $\Delta Fe$  из стабильных питтингов, о которых упоминалось выше. Такие тенденции связаны с тем, что атомы менее благородного Fe активируют ионизацию атомов более благородного Ni, что согласуется с данными работы [22]. При этом следует отметить, что коррозионные потери  $\Delta Cr$  стали из питтингов по прямолинейной зависимости возрастают от  $275 \cdot 10^{-6}$  (плавка

№ 4) до  $3922 \cdot 10^{-6}$  мг (плавка № 1) [14] при увеличении в ней объёма нитридов титана от 0,23 (плавка № 4) до 0,47 об.% (плавка № 1) и среднего диаметра зерна аустенита от 0,196 (плавка № 5) до 0,312 мм (плавка № 1). В тоже время коррозионные потери  $\Delta Ni$  стали из питтингов очень интенсивно возрастают от  $2755 \cdot 10^{-6}$  (плавка № 3) до  $21756 \cdot 10^{-6}$  мг (плавка № 1) при увеличении в ней среднего диаметра зерна аустенита от 0,211 (плавка № 3) до 0,312 мм (плавка № 1) и объёма нитридов титана от 0,40 (плавка № 2) до 0,47 об.% (плавка № 1) [9], а  $\Delta Fe$  из питтингов от  $127 \cdot 10^{-6}$  (плавка № 3) до  $47528 \cdot 10^{-6}$  мг (плавка № 1) [14] при увеличении в ней среднего диаметра зерна аустенита от 0,211 (плавка № 3) до 0,312 мм (плавка № 1), объёма нитридов титана от 0,40 (плавка № 2) до 0,47 об.% (плавка № 1) [9]. При этом, в соответствии с данными [16], содержание Mn и Ni одинаково влияет на интенсивность  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  и  $\Delta Cr$  из питтингов, а объём  $\delta$ -феррита на  $\Delta Fe$  и  $\Delta Ni$ . Таким образом, обобщая вышеизложенное, можно отметить, что такие элементы структуры стали, как средний диаметр зерна аустенита, нитриды титана и  $\delta$ -феррит больше влияют на рост стабильных питтингов, чем Ni и Mn, являющиеся аустенитообразующими элементами структуры.

**Таблица 3** – Схема влияния химического состава и составляющих структуры стали AISI 321 на её  $\Delta Ni$  в модельных оборотных водах с концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>

Химический состав и составляющие структуры	pH оборотной воды				
	4	5	6	7	8
C			↑	↓	
Si		↓	↑		
Mn	↑		↓	↑	
Cr		↑			
Ni	↓			↓	
N					
P				↑	
Vн	↑				↑
Ln			↑		
Vок			↑		
Лок			↓		
Ра	↓		↑	↓	
d3	↑				↑

В модельной оборотной воде с pH5 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь AISI 321

подвергается питтинговой коррозии, поверхность стабильных питтингов обедняется Fe, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Fe$  из питтингов на поверхности стали AISI 321 возрастают при увеличении в ней содержания Cr, N и **уменьшении Si, Mn и среднего расстояния** между нитридами титана (табл. 1). Таким образом, Si и Mn способствуют обогащению, а Cr и N – обеднению поверхности стабильных питтингов Fe. Следует отметить, что влияние Si на  $\Delta Fe$  из питтингов **также можно связать с карбонитридами титана**, потому что согласно данным работы [23], Si способствует выпадению карбидов из твёрдого раствора аустенита. При этом  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются как при увеличении в ней содержания Si, **так и среднего расстояния** между нитридами титана. В тоже время среднее расстояние между нитридами титана определяет их размеры. В частности, чем оно больше, тем больше размеры этих включений, но меньше площадь их границ, где активизируется ионизация атомов Fe.

В модельной оборотной воде с pH5 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь питтингует, поверхность стабильных питтингов обогащается Cr, что может способствовать его диффузии в объём стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Cr$  **из питтингов** возрастают при увеличении в ней содержания Mn и уменьшении Ni, P и **среднего расстояния** между нитридами титана (табл. 2). Значит, Ni и P способствуют обогащению, а Mn – обеднению поверхности стабильных питтингов Cr. Кроме того, следует отметить, что нитриды титана по одинаковому механизму влияют как на  $\Delta Fe$  стали из питтингов, так и на  $\Delta Cr$ . Потому что между этими величинами установлены аналогичные зависимости (табл. 1, 2), а влияние этих включений на  $\Delta Fe$  и  $\Delta Cr$  стали из питтингов не связано с интенсивностью диффузии атомов Cr и Fe около нитридов титана.

В модельной оборотной воде с pH5 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь AISI 321 подвергается питтинговой коррозии, поверхность стабильных питтингов обедняется Ni, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Ni$  из питтингов возрастают при увеличении в ней содержания Cr и уменьшении Si (табл. 3). Значит, Si **способствует обогащению, а Cr – обеднению** поверхности стабильных питтингов Ni. К тому же следует отметить, что ионизация атомов Ni зависит от активирующего влияния

атомов менее благородного Fe на атомы более благородного Ni, потому что между  $\Delta Fe$  стали из питтингов и содержанием в ней C и Cr, а также между  $\Delta Ni$  и **содержанием в ней C и Cr** установлены аналогичные зависимости (табл. 1; 3). Это согласуется с данными работы [22]. В дополнении к вышеизложенному следует отметить, что в результате анализа первых производных этих зависимостей [16] установлено, что  $\Delta Fe$  стали из питтингов в 18,2 раза интенсивней снижаются при увеличении среднего расстояния между нитридами титана, чем  $\Delta Cr$ . Это свидетельствует о том, что при росте среднего расстояния между нитридами титана увеличиваются их размеры, но уменьшается количество тех включений около которых образуются стабильные питтинги. В тоже время по данным [16]  $\Delta Fe$  стали AISI 321 в 1,3 интенсивней возрастают при увеличении в ней содержания Cr и уменьшении Si, чем  $\Delta Ni$ . Наиболее вероятно это обусловлено тем, что Cr, **увеличивая коррозионную стойкость** оксидной плёнки на поверхности стали, способствует уменьшению количества метастабильных питтингов и, соответственно, увеличению коррозионных потерь  $\Delta Fe$  из стабильных. При этом влияние Si на  $\Delta Fe$  и  $\Delta Ni$  из питтингов связано с тем, что Si способствует выпадению карбидной фазы из твёрдого раствора аустенита [22] около нитридов титана. Поэтому между  $\Delta Fe$ ,  $\Delta Ni$  стали из питтингов и содержанием в ней Si, а также  $\Delta Fe$ ,  $\Delta Ni$  и **средним расстоянием** между нитридами титана установлены аналогичные зависимости (табл. 1; 3).

В модельной оборотной воде с pH7 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь питтингует, поверхность стабильных питтингов обогащается Cr, что может способствовать его диффузии в объём стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Cr$  **из питтингов** возрастают при увеличении в ней содержания Mn, Cr, N и уменьшении Ni, среднего расстояния между нитридами титана и объёма  $\delta$ -феррита (табл. 1). Значит, Mn, Cr и N способствуют обогащению, а Ni – **обогащению** поверхности стабильных питтингов Cr. При этом влияние нитридов титана с прослойкой около них  $\delta$ -феррита на  $\Delta Fe$  стали из питтингов не связано с диффузией Cr в твёрдом растворе аустенита, потому что  $\Delta Cr$  **снижаются** при увеличении среднего расстояния между нитридами титана и **объёма  $\delta$ -феррита**. Это обусловлено тем, что при увеличении среднего расстояния между включениями растут их размеры, но уменьшается площадь границ между ними и аустенитной матрицей. В следствии этого сни-

жается активация атомов Cr на этих участках стали.

В модельной оборотной воде с pH7 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь питтингует, поверхность стабильных питтингов обедняется Ni, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Ni$  стали из питтингов снижаются при увеличении в ней содержания C, Ni, объёма  $\delta$ -феррита и уменьшении Mn и P (табл. 3). Значит, C и Ni способствуют обогащению, а Mn и P – обеднению поверхности стабильных питтингов Ni. К тому же возрастание  $\Delta Ni$  стали из питтингов при увеличении в ней содержания Mn и уменьшении Ni, а также объёма  $\delta$ -феррита обусловлено усиленным влиянием атомов электроотрицательного Cr на атомы электроположительного Ni, потому что между  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$  стали из питтингов и содержанием в ней Mn, Ni, объёмом  $\delta$ -феррита установлены аналогичные зависимости (табл. 1; 3). Это согласуется с данными работ [22, 24]. К тому же P, снижая перенапряжение ионизации Ni [25], увеличивает, а селективное растворение C в стабильных питтингах снижает  $\Delta Ni$  из питтингов.

В модельной оборотной воде с pH7 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь питтингует, поверхность стабильных питтингов обедняется Fe, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении в ней содержания C, Si, объёма нитридов титана, среднего расстояния между нитридами титана, среднего диаметра зерна аустенита и уменьшением содержания Cr, среднего расстояния между оксидами алюминия (табл. 1). Таким образом, Cr способствует обогащению поверхности стабильных питтингов Fe. Влияние C и Si на  $\Delta Fe$  стали из питтингов не связано с нитридами титана. Поскольку известно [23], что C образует карбиды, а Si способствует их выпадению из твёрдого раствора аустенита. Значит, карбонитриды титана способствуют возрастанию  $\Delta Fe$  стали из питтингов. Это обусловлено увеличением диффузии атомов Fe в твёрдом растворе аустенита к поверхности питтингов, образовавшихся около них. Поскольку, чем больше среднее расстояние между карбонитридами титана, тем больше их размеры и количество дефектов структуры аустенита около них. В тоже время, чем больше средний диаметр зерна аустенита, тем больше степень некогерентности между смежными кристаллическими решётками зерна и, тем больше диффузия ато-

мов Fe к поверхности стабильных питтингов на границах зёрен аустенита. Именно поэтому  $\Delta Fe$  стали из питтингов возрастают при увеличении среднего диаметра зерна аустенита. Около оксидов алюминия зарождаются только метастабильные питтинги [10], поэтому при увеличении среднего расстояния между оксидами алюминия растут их размеры, что повышает коррозионные потери металлов из метастабильных и понижает из стабильных питтингов. Это согласовывается с данными И.Л. Розенфельда [21].

Следует отметить, что в результате анализа первых производных зависимостей [16] установлено, что  $\Delta Fe$  стали из питтингов в 104,5 раза интенсивней снижаются при увеличении содержания в ней Cr, чем возрастают  $\Delta Cr$ . Это свидетельствует о том, что Cr сильно снижает рост стабильных питтингов и способствует их репассивации. Это согласуется с общеизвестными данными [25]. В тоже время из сравнительного анализа первых производных зависимостей [16] выходит, что  $\Delta Fe$  в 45 раз интенсивней возрастают при увеличении в стали содержания C, чем снижаются  $\Delta Ni$ . Это способствует тому, что стабильные питтинги интенсивно растут при увеличении в стали содержания углерода, потому что Fe является основным компонентом стали. Наиболее вероятно это связано с повышенной диффузией атомов Fe к поверхности стабильных питтингов, образовавшихся около карбонитридов титана. Поскольку C образует карбидную фазу, которая выпадает около нитридов титана. К тому же из сравнительного анализа первых производных зависимостей [16] выходит, что  $\Delta Fe$  из питтингов в 6,4 раза интенсивней возрастают при увеличении в стали среднего расстояния между нитридами титана, чем снижаются  $\Delta Cr$ . Таким образом, обобщая вышеизложенное, следует отметить, что в этой модельной оборотной воде на рост стабильных питтингов на поверхности стали AISI 321 влияет содержание в ней Cr и размеры карбонитридов титана около которых развиваются эти питтинги.

В модельной оборотной воде с pH6 и концентрацией хлоридов  $600 \text{ мг/дм}^3$ , где сталь AISI 321 подвергается питтинговой коррозии, поверхность метастабильных питтингов обогащается Fe, что способствует его диффузии в объём стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении в ней содержания C, Si, объёма нитридов титана, объёма оксидов алюминия, среднего диаметра зерна аустенита и уменьшении содержания Cr, Ni и среднего расстояния между ок-

сидами алюминия (табл. 1). Таким образом, С и Si способствуют обогащению, а Cr и Ni – обеднению поверхности метастабильных питтингов Fe. Кроме того, на границах зерен аустенита возрастает диффузия атомов Fe от поверхности метастабильных питтингов в твёрдый раствор аустенита, потому что чем больше средний диаметр зерна аустенита, тем больше степень неогерентности между смежными решётками зерна. Это способствует тому, что  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении среднего диаметра зерна аустенита (табл. 1). Следует отметить, что влияние С и Si на  $\Delta Fe$  стали из питтингов также можно связать с карбонитридами титана, потому что С образует карбиды, а Si способствует их выпадению из твёрдого раствора аустенита [23] около нитридов титана. При этом  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении в ней содержания С, Si, объёма нитридов титана и среднего расстояния между ними. Это обусловлено повышением диффузии атомов Fe от поверхности метастабильных питтингов в твёрдый раствор аустенита около карбонитридов титана, поскольку чем больше среднее расстояние между этими включениями, тем больше их размеры и больше дефектов структуры твёрдого раствора аустенита около них. Влияние оксидов алюминия на  $\Delta Fe$  стали из питтингов связано с их размером. В частности, когда объём оксидов алюминия, в основном, состоит из мелких включений, то метастабильные питтинги около них не зарождаются, поэтому  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении объёма оксидов. Однако около больших оксидов образуются метастабильные питтинги, что способствует возрастанию  $\Delta Fe$  стали из питтингов при увеличении среднего расстояния между оксидами алюминия. Поскольку чем больше среднее расстояние между оксидами, тем они больше.

В модельной оборотной воде с рН6 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует, поверхность метастабильных питтингов обедняется Cr, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях  $\Delta Cr$  стали из питтингов возрастают при увеличении в ней содержания Mn и уменьшении Ni, а также объёма оксида алюминия (табл. 2). Значит, Mn способствует обеднению, а Ni – обогащению поверхности метастабильных питтингов Cr. Следует отметить, что повышение  $\Delta Cr$  стали из питтингов при уменьшении в ней объёма оксидов алюминия не связано с диффузией атомов Cr около этих включений, а обусловлено активацией атомов Cr около мелких оксидов алюминия.

В модельной оборотной воде с рН6 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует, поверхность метастабильных питтингов обедняется Ni, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Ni$  стали из питтингов возрастают при увеличении в ней содержания С, Si, среднего расстояния между нитридами титана, оксидами алюминия, объёма  $\delta$ -феррита и уменьшении содержания Mn, а также среднего расстояния между оксидами алюминия (табл. 3). Такие зависимости обусловлено усиленным влиянием атомов менее благородного Fe на атомы более благородного Ni. В тоже время зависимость между  $\Delta Ni$  стали из питтингов и содержанием в ней Mn связана с доминирующим влиянием атомов электроотрицательного Cr на электроположительный Ni, потому что  $\Delta Ni$  и  $\Delta Cr$  стали из питтингов возрастают при увеличении в ней содержания Mn (табл. 1; 2). Это согласовывается с данными работ [22, 24].

Обобщая вышеизложенное следует отметить, что сравнительный анализ первых производных прямолинейных зависимостей между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Cr$  и  $\Delta Fe$  стали из питтингов и содержанием в ней С (табл. 1 – 3) показал, что  $\Delta Ni$  вдвое интенсивней при увеличении в ней содержания С, чем снижение  $\Delta Fe$ , и в 1,5 раза, чем  $\Delta Cr$ . Это свидетельствует о том, что С способствует стабилизации метастабильных питтингов и последующей их репассивации, потому что коррозионные потери металлов из них возрастают в таком ряду:  $\Delta Fe$ ,  $\Delta Cr$  и  $\Delta Ni$  [16]. Вместе с тем сравнение первых производных зависимостей между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и объёмом в ней оксидов алюминия показало, что  $\Delta Cr$  и  $\Delta Fe$  снижаются с одинаковой интенсивностью при увеличении в стали объёма оксидов. Это, учитывая вышеуказанную характерную особенность селективного растворения поверхности метастабильных питтингов, препятствует переходу метастабильных питтингов в стабильные. Кроме того, из анализа первых производных зависимостей между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и содержанием в ней Si следует, что  $\Delta Ni$  в 1,7 раза интенсивней возрастают при увеличении в стали содержания Si, чем снижаются  $\Delta Fe$ . Таким образом, влияние Si на селективное растворение металлов с поверхности метастабильных питтингов аналогичное влиянию С. Вместе с тем из сравнения первых производных прямолинейных зависимостей между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и средним расстоянием между нитридами титана (табл. 1; 3) видно, что коррозионные потери Ni из стали в 1,6 раза

интенсивней при увеличении среднего расстояния между нитридами титана, чем снижаются  $\Delta Fe$ . Это убеждает в том, что чем больше размеры нитридов титана, тем меньше вероятность перехода метастабильных питтингов, образовавшихся около них, в стабильные. Таким образом, можно отметить, что первопричиной зарождения стабильных питтингов около включений, является критический потенциал питтингообразования стали, а размеры самого включения имеют второстепенное влияние на этот процесс. Аналогичный анализ первых производных прямолинейных зависимостей между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и средним расстоянием между оксидами показал, что  $\Delta Ni$  в 1,9 раза интенсивней снижаются при увеличении этого параметра, чем возрастают  $\Delta Fe$ . Учитывая это и вышеуказанную тенденцию влияния размеров нитридов титана на  $\Delta Ni$  и  $\Delta Fe$  стали из питтингов, можно сделать вывод, что, чем больше оксиды, тем больше вероятность перехода метастабильных питтингов около нитридов титана в стабильные. Поскольку метастабильные питтинги, образовавшиеся около больших оксидов, репассивируются, что способствует росту питтингов, образовавшихся около нитридов титана.

В модельной оборотной воде с рН8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует, поверхность метастабильных питтингов обедняется Fe, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются при увеличении в ней содержания C, Si, объёма нитридов титана, среднего расстояния между нитридами титана, среднего диаметра зерна аустенита, а также увеличении содержания Cr и среднего расстояния между оксидами алюминия (табл. 1). Значит, C и Si способствуют обогащению, а Cr – обеднению поверхности метастабильных питтингов Fe. Влияние C и Si на  $\Delta Fe$  стали из питтингов также можно связать с нитридами титана, потому что C образует карбиды, а Si способствует их выпадению из твёрдого раствора аустенита [23] около нитридов титана. К тому же  $\Delta Fe$  стали из питтингов снижаются как при увеличении в ней содержания C и Si, так и объёма нитридов титана и среднего расстояния между ними (табл. 1). Это обусловлено тем, что около нитридов титана ускоряется диффузия атомов Fe от поверхности метастабильных питтингов в твёрдый раствор аустенита. К тому же, чем больше расстояние между карбонитридами титана, тем крупнее их включения, больше дефектов структуры аустенита около них и силь-

нее диффузия атомов Fe на этих участках. На границах зёрен аустенита также возрастает диффузия атомов Fe от поверхности метастабильных питтингов в твёрдый раствор аустенита. В тоже время чем больше средний диаметр зерна аустенита, тем больше степень некогерентности между смежными решётками зерна и сильнее диффузия атомов Fe от поверхности питтинга в твёрдый раствор аустенита. Следует отметить, что влияние среднего расстояния между оксидами алюминия на  $\Delta Fe$  стали из питтингов не связано с диффузией атомов Fe около этих включений, потому что  $\Delta Fe$  стали из питтингов возрастают при увеличении среднего расстояния между включениями.

В модельной оборотной воде с рН8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует, поверхность метастабильных питтингов обедняется Cr, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Cr$  стали из питтингов возрастают при увеличении в ней содержания Mn и уменьшении Ni (табл. 2). Значит, Mn способствует обеднению, а Ni – обогащению поверхности метастабильных питтингов Cr.

В модельной оборотной воде с рН8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь подвергается питтинговой коррозии, поверхность метастабильных питтингов обедняется Ni, что может способствовать его диффузии из объёма стали. При таких условиях коррозионные потери  $\Delta Ni$  стали из питтингов возрастают при увеличении в ней объёма нитридов титана и среднего диаметра зерна аустенита (табл. 3). Это обусловлено активацией ионизации атомов Ni около нитридов титана, расположенных на границах зёрен аустенита.

Следует отметить, что анализ первых производных прямолинейных зависимостей [16] между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и объёмом в ней нитридов титана показал, что  $\Delta Ni$  в 8 раз интенсивней возрастают при увеличении в ней объёма нитридов титана, чем снижаются  $\Delta Fe$ . Кроме того, из сравнения первых производных прямолинейных регрессионных зависимостей [16] между  $\Delta Ni$ ,  $\Delta Fe$  стали из питтингов и средним диаметром зерна аустенита выходит, что  $\Delta Ni$  стали в 4 раза интенсивней возрастают при увеличении среднего диаметра зерна аустенита, чем снижаются  $\Delta Fe$ . Это, учитывая характерные особенности селективного растворения металлов из метастабильных питтингов, свидетельствует о том, что возрастание степени некогерентности между смежными кристаллическими решётками

аустенита и количеством нитридов титана, расположенных на границах зёрен, снижает вероятность перехода метастабильных питтингов, образовавшихся около них, в стабильные.

### Выводы

1. В результате исследования механизмов влияния химического состава стали AISI 321 и её структурной гетерогенности на коррозионные потери  $\Delta Cr$ ,  $\Delta Ni$  и  $\Delta Fe$  из метастабильных и стабильных питтингов установлено, что они тесно связаны с характерными особенностями селективного растворения этих металлов с их поверхности. В частности, поверхность метастабильных питтингов обогащается Fe и обедняется Cr и Ni, а стабильных обогащается Cr и обедняется Fe и Ni.

2. Установлено, что в модельной оборотной воде с pH4 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь AISI 321 питтингует с образованием стабильных питтингов, Ni способствует обогащению их поверхности Fe, Cr и Ni, а Mn – обеднению Cr и Ni. В тоже время доказано, что средний диаметр зерна аустенита, нитриды титана, являющиеся очагом зарождения стабильных питтингов, и  $\delta$ -феррит больше влияют на интенсивность подрастания стабильных питтингов, чем Ni и Mn.

3. В модельной оборотной воде с pH5 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует с образованием стабильных питтингов, выявлено, что Si и Mn способствуют обогащению, а Cr и N обеднению их поверхности Fe. В тоже время показано, что Ni и P способствуют обогащению, а Mn обеднению поверхности питтингов Cr. Вместе с тем установлено, что Si способствует обогащению, а Mn обеднению их поверхности Ni. Таким образом доказано, что Cr и N, способствуя интенсификации твёрдофазной диффузии атомов Fe к поверхности стабильных питтингов, а Mn – атомов Cr, ускоряют их подрастание, поскольку Fe и Cr являются основными компонентами стали. Вместе с тем влияние

структурной гетерогенности стали на подрастание стабильных питтингов меньше, чем содержание в ней Cr, N и Mn.

4. В модельной оборотной воде с pH7 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup> установлено, что Cr способствует обогащению поверхности стабильных питтингов, образовавшихся на стали AISI 321, Fe. Это способствует снижению интенсивности их подрастания, потому что твёрдофазная диффузия атомов Fe направлена от поверхности питтингов в объём стали. В тоже время показано, что чем больше размеры карбонитридов титана, тем интенсивней подрастание питтингов, образовавшихся около них. Это связано с ростом дефектности твёрдого раствора аустенита около карбонитридов титана при увеличении их размеров.

5. В модельной оборотной воде с pH6; 8 и концентрацией хлоридов 600 мг/дм<sup>3</sup>, где сталь питтингует с образованием метастабильных питтингов, установлено, что C и Si способствуют обогащению, а Cr и Ni – обеднению их поверхности Fe. В тоже время выявлено, что Mn способствует обеднению, а Ni – обогащению поверхности метастабильных питтингов Cr. Вместе с тем показано, что  $\Delta Fe$  стали из питтингов уменьшаются при увеличении размеров карбонитридов титана, около которых они образуются. Это связано с ростом интенсивности диффузии атомов Fe от поверхности питтингов в твёрдом растворе аустенита. Таким образом установлено, что C и Si способствуют уменьшению, а Cr и Ni – увеличению интенсивности подрастания метастабильных питтингов, потому что Fe является основным компонентом стали. При этом чем больше размер карбонитридов титана, тем меньше интенсивность подрастания питтингов, образовавшихся около них. При этом  $\Delta Ni$  стали из питтингов зависят от влияния атомов менее благородного Fe и электроотрицательного Cr на атомы электроположительного Ni.

*Работа выполнена при поддержке программы Грантового финансирования научных исследований МОН РК, грант 3110/ГФ4.*

### Литература

- 1 Наривский А.Э. Коррозионное разрушение пластинчатых теплообменников // Физико – химическая механика материалов. – 2005. – № 1. – С. 104 – 108.
- 2 Качанов В.А. Исследование склонности стали 12X18H10T к точечно – язвенной и щелевой коррозии в нейтральных средах применительно к разборным пластинчатым теплообменникам / В.А. Качанов, Д.Г. Никитин // Отчёт о НИР УкрНИИхиммаш (Харьков). – 1985. – С. 77.

- 3 Качанов В.А. Точечно – язвенная коррозия аустенитных сталей в оборотных водах / В.А. Качанов, Л.А. Ключникова, Т.А. Балак // Весник ХПГУ. – 2000. – выпуск. Химия, химические технологии и экология. – С. 61 – 68.
- 4 Наривський О.Е. Мікромеханізми корозійного руйнування пластин теплообмінників / О.Е. Наривський // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2007. – № 1. – С. 110 – 116.
- 5 Фрейман Л.И. Об оценке вероятности питтинговой коррозии нержавеющей стали по данным электрохимических испытаний / Л.И. Фрейман // Защита металлов. 1987. – 23., № 2. – С. 232 – 240.
- 6 Нищенко Ю.Я. Определение критерия стойкости нержавеющей стали 12Х18Н10Т против локальной коррозии в щелочных хлоридсульфатных растворах / Ю.Я. Нищенко, В.С. Новицкий, В.С. Кузуб // Защита металлов. – 1986. – 223., №5. – С. 271 – 724.
- 7 Флорианович Г.М. О потенциалах пассивации и репассивации металлов / Г.М. Флорианович, И.И. Реформатская // Защита металлов. – 1997. – 33., № 4. – С. 341 – 350.
- 8 Фрейман Л.И. Об унификации методов ускоренного испытания нержавеющей стали на стойкость против питтинговой коррозии. Электрохимические испытания / Л.И. Фрейман, Я. Флис, М. Пражак // Защита металлов. – 1986. – 22., № 2. – С. 179 – 195.
- 9 Наривський О.Е. Вплив гетерогенності сталі AISI 321 на її пігінгування у хлоридовмісному середовищі / О.Е. Наривський // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2007. – № 2. – С. 100 – 106.
- 10 Наривський О.Е. Корозійно-електрохімічна поведінка конструкційних матеріалів для пластинчастих теплообмінників у модельних оборотних водах: дис. канд. техн. наук: 05.17.14 / Наривський Олександр Едуардович. – Л., 2009. – 209 с.
- 11 Фрейман Л.И. Определение критического размера питтинга на нержавеющей стали / Л.И. Фрейман, А.Р. Басман, Е.А. Пикус, Л.Е. Губжанидзе // Защита металлов. -1988.-24.,№4.-с.614-617.
- 12 Беліков С.Б. Кінетика корозійних процесів сталей AISI 321 та 12Х18Н10Т у нейтральних хлоридовмісних розчинах та швидкість їх корозії / С.Б. беліков, О.Е. Наривський // Нові матеріали та технології в машинобудуванні та металургії. – 2011. – № 1. – С. 36 – 43.
- 13 Наривський О.Е. Вплив хімічних елементів та структурної гетерогенності сталі AISI 321 на корозійне розчинення Cr, Ni та Fe у хлоридовмісних розчинах / О.Е. Наривський // Науковий вісник НАТУ України. – 2014. – вип.. 24, № 2. – С. 164 – 172.
- 14 Наривський О.Е. Закономірності та механізми корозійного розчинення сталі AISI 321 у модельних оборотних водах / О.Е. Наривський // Вісник Східно – Українського Національного університету ім. Володимира Даля. – 2012. – 202, № 13 – С. 97 – 108.
- 15 Наривський О.Е. Закономірності та механізми корозійного розчинення сталі AISI 321 в слабкокислому хлоридовмісному розчині / О.Е. Наривський // Вісник Приазовськ. держ. техн. ун-ту, Сер. техн. науки. – 2013. – Вип. 26. – С. 97 – 108.
- 16 Наривський О.Е. Закономірності і механізми локальної корозії корозійнотривких сталей і сплаву аустенітного класу для ємнісної та теплообмінної апаратури: дис. Докт. Техн. наук : 05.17.14 / Наривський Олександр Едуардович. – Л., 2015. – 461 с.
- 17 Поверхневі, підземні та зворотні води: МВВ № 081/12-0114-03 «Методика виконання вимірювань масової концентрації хрому загального, хрому (IV) та хрому (III) екстракційно-фотокolorиметричним методом з дифенілкарбазидом». – К.: М-во охорони навколишнього середовища України, 2003. – 12 с.
- 18 Поверхневі, підземні та зворотні води: МВВ № 081/12-0178-05 «Методика виконання вимірювань масової концентрації нікелю фото- колориметричним методом». – К.: М-во охорони навколишнього середовища України, 2005. – 10 с.
- 19 Метрологічне забезпечення КНД 2011.1.4.034-95 «Методика фотометричного визначення загального заліза з ортофенантроліном в поверхневих і стічних водах» [Чинний від 95-07-01]. – К.: М-во охорони навколишнього середовища України, 1995. – 378 с.
- 20 Данко П.Е., Попов А.Г. Высшая математика в упражнениях и задачах. – М. : Высш. шк., 1986. – 415 с.
- 21 Розенфельд И.Л. Коррозия и защита металлов / И.Л. Розенфельд. – М.: Металлургия, 1970. – 448 с.
- 22 Fritz J.D. Selective anodic dissolution of Cu-Au alloys: TEM and current transient study / J.D. Fritz, H.W. Pickering // Electrochem. Soc. – 1991. – № 11. – P. 3209 – 3218.
- 23 Pistorious P.C. Aspects of the effects of electrolyte composition on the occurrence of metastable pitting on stainless steel / P.C. Pistorious, G.T. Burstein // Corrosion Science. – 1994. – № 36. – P. 525 – 538.
- 24 Belfrouh A. The cumulative effect of alloying elements N, W, Mo and Cu on the corrosion behaviour of 17 Cr – 13 Ni stainless steel in 2N H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> / A. Belfrouh, C. Masson, D. Vouagner, A. M. De Becdelievre, N. S. Prakash, J. P. Audouard // Corrosion Science. – 1996. – Vol. 38, № 10. – P. 1639 – 1648.
- 25 Szklarska-Smialowska Z. Pitting corrosion of metals / Z. Szklarska-Smialowska // National Association of Corrosion Engineers, Houston, – 1986. – P. 147 – 170.
- 26 Колотыркин Л.М. Металл и коррозия. – М.: Металлургия., 1985. – 88 с.

#### References

- 1 Narivskiy A.E. Fiziko – khimicheskaya mekhanika materialov. № 1. (2005). – P.104– 08.
- 2 Kachanov V.A. Issledovaniye sklonnosti stali 12KH18N10T k tochechno – yazvennoy i shechevoy korrozii v neytral'nykh sredakh primenitel'no k razbornym plastinchatym teploobmennikam / V.A. Kachanov, D.G. Nikitin // Otchot o NIR UkrNIikhim-mash (Khar'kov). – 1985. – p. 77.
- 3 Kachanov V.A. // Vesnik KHPGU. Vypusk. Khimiya, khimicheskiye tekhnologii i ekologiya. (2000). – p.61 – 68.

- 4 Narivs'kiy O.Ye. // Fiziko-khímichna mekhanika materialív. № 1. (2007). – p. 110 – 116.
- 5 Freyman L.I. Ob otsenke veroyatnosti pittingovoy korrozii nerzhaveyushchikh staley po dannym elektrokhimicheskikh ispytaniy / L.I. Freyman // Zashchita metallov. 1987. – 23., № 2. – p. 232 – 240.
- 6 Nikitenko YU.YA. Opredeleniye kriteriya stoykosti nerzhaveyushchey stali 12KH18N10T protiv lokal'noy korrozii v shchelochnykh khloridsul'fatnykh rastvorakh / YU.YA. Nikhayenko, V.S. Novitskiy, V.S. Kuzub // Zashchita metallov. – 1986. – 223., № 5. – p.271 – 724.
- 7 Florianovich G.M. // Zashchita metallov. 33., № 4. (1997).– p. 341 – 350.
- 8 Freyman L.I. Ob unifikatsii metodov uskorennoy ispytaniya nerzhaveyushchikh staley na stoykost' protiv pittingovoy korrozii. Elektrokhimicheskiye ispytaniya / L.I. Freyman, YA. Flis, M. Prazhak // Zashchita metallov. – 1986. – 22., № 2. – p. 179 – 195.
- 9 Narivs'kiy O.Ye. // Fiziko-khímichna mekhanika materialív. № 2. (2007). – p. 100 – 106.
- 10 Narivs'kiy O.Ye. Koroziyno-yelektrokhimichna povedínka konstruktsiynikh materialív dlya plastinchastikh teploobmínikív u model'nikh oborotnikh vodakh: dis. kand. tekhn. nauk: 05.17.14 / Narivs'kiy Oleksiy Yeduardovich. – L., 2009. – 209 p.
- 11 Freyman L.I. // Zashchita metallov.24.,№4. (1988). p.614-617.
- 12 Bèlikov S.B. Noví materiali ta tekhnologii v mashinobuduvanní ta metalurgii. № 1. (2011).– p. 36 – 43.
- 13 Narivs'kiy O.Ye. // Naukoviy visnik NATU Ukraíni. Vip.. 24, № 2. (2014).– p. 164 – 172.
- 14 Narivs'kiy O.Ye. // Visnik Skhidno – Ukraíns'kogo Natsional'nogo uníversitetu ím. Volodimira Dalya. 202, № 13 (2012) – p. 97 – 108.
- 15 Narivs'kiy O.Ye. // Visnik Priazovs'k. derzh. tekhn. un-tu, Ser. tekhn. nauki. Vip. 26. (2013). – p. 97 – 108.
- 16 Narivs'kiy O.Ye. Zakonomírnosti í mekhanizmi lokal'noy korozii koroziyotrivkikh staley í splavu austenitnogo klasu dlya èmnísnoy ta teploobmínoy aparaturi : dis. Dokt. Tekhn.. nauk : 05.17.14 / Narivs'kiy Oleksiy Yeduardovich. – L., 2015. – 461 s.
- 17 Poverkhneví, pídzemní ta zvorotní vodi: MVV № 081/12-0114-03 «Metodika vikonannya vimíryuvan' masovoí kontsentratsii **khromu zagal'nogo, khromu (IV) ta khromu (III) yekstraksiyno-fotokolorimetricnim metodom z difenilkarbazidom**». – K.: M-vo okhoroni navkolishn'ogo seredovishcha Ukraíni, 2003. – 12 s.
- 18 Poverkhneví, pídzemní ta zvorotní vodi: MVV № 081/12-0178-05 «Metodika vikonannya vimíryuvan' masovoí kontsentratsii nikolu foto- kolorimetricnim metodom». – K.: M-vo okhoroni navkolishn'ogo seredovishcha Ukraíni, 2005. – 10 s.
- 19 **Metrologíчне zabezpechennya KND 2011.1.4.034–95 «Metodika fotometricnogo viznachennya zagal'nogo zalíza z ortofenantrolínom v poverkhnevikh í stíchnikh vodakh»** [Chinniy víd 95–07–01]. – K.: M-vo okhoroni navkolishn'ogo seredovishcha Ukraíni, 1995. – 378 s.
- 20 Danko P.Ye., Popov A.G. Vysshaya matematika v uprazhneniyakh i zadachakh. – M. : Vyssh. shk., 1986. – 415 s.
- 21 Rozenfel'd I.L. Korroziya i zashchita metallov / I.L. Rozenfel'd. –M.: Metallurgiya, 1970. – 448 s.
- 22 Fritz J.D. Selective anodic dissolution of Cu-Au alloys: TEM and current transient study / J.D. Fritz, H.W. Pickering // Electrochem. Soc. – 1991. – № 11. – P. 3209 – 3218.
- 23 Pistorious P.C. Aspects of the effects of electrolyte composition on the occurrence of metastable pitting on stainless steel / P.C. Pistorious, G.T. Burstein // Corrosion Science. – 1994. – № 36. – P. 525 – 538.
- 24 Belfrouh A. The cumulative effect of alloying elements N, W, Mo and Cu on the corrosion behaviour of 17 Cr – 13 Ni stainless steel in 2N H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> / A. Belfrouh, C. Masson, D. Vouagner, A. M. De Beedelièvre, N. S. Prakash, J. P. Audouard // Corrosion Science. – 1996. – Vol. 38, № 10. – P. 1639 – 1648.
- 25 Szklarska-Smialowska Z. Pitting corrosion of metals / Z. Szklarska-Smialowska // National Association of Corrosion Engineers, Houston, – 1986. – P. 147 – 170.
- 26 Kolotyrkin YA.M. Metall i korroziya. – M.: Metallurgiya., 1985. – 88 s.



Мукашев К.М.,  
Яр-Мухамедова Г.Ш.,  
Мурадов А.Д.

**Радиационная  
повреждаемость сплавов  
Ti-Ge и аннигиляция  
позитронов**

Mukhashev K.M., Yar-  
Mukhamedova G.S.,  
Muradov A.D.

**Radiation damage alloys Ti-Ge  
and positron annihilation**

Мукашев Қ.М.,  
Яр-Мухамедова Г.Ш.,  
Мурадов А.Д.

**Ti-Ge қорытпаларының  
радиациялық ақаулануы және  
позитрондар аннигиляциясы**

В статье обсуждается возможность применения метода позитронной спектроскопии для исследования структурных дефектов в системе сплавов титан-германий. Дефекты создаются путем облучения заряженными частицами. Позитроны оказываются чувствительными к радиационным дефектам вследствие влияния последних на электронную структуру металлов. Зная поведение позитронов и по изменению аннигиляционных параметров, можно отслеживать и прогнозировать эволюцию структурных нарушений. Такая информация крайне важна как с точки зрения фундаментальных проблем образования и накопления радиационных дефектов, так и с позиции выработки рекомендаций для их практического использования.

**Ключевые слова:** металлы, сплавы, дефекты, альфа – частицы, позитрон, электрон, аннигиляция.

In article the possibility of applying method of positron spectroscopy for system titanium-germanium alloys structural defects studying is discussed.

Defects created by irradiation with charged particles. The positrons are sensitive to radiation defects due to influence on the electronic structure of metals. Knowing the behavior of the positron annihilation and change parameters, you can monitor and predict evolution of structural damage. Such information is crucial both in terms of fundamental problems of the radiation defects formation and accumulation, and from perspective of developing recommendations for their practical use.

**Key words:** metals, alloys, defects, alpha – particle positron electron annihilation.

Позитрондық спектроскопия тәсілінің көмегімен титан-германий қорытпаларындағы құрылымдық ақауларды зерттеу мүмкіншіліктері қарастырылған. Қорытпалардағы құрылымдық ақаулар зарядталған бөлшектермен атқылау арқылы туғызылады. Радиациялық ақаулардың металдың электрондық құрылымына әсерінің айрықша болуына сәйкес, позитрондардың ақауларға деген сезімталдығы жеткілікті дәрежеде болып қалыптасады. Позитрондардың кристалдық тордағы күйін және аннигиляциялық көрсеткіштерінің өзгерістерін саралау арқылы, металдардағы құрылымдық өзгерістерді болжауға және қадағалауға мүмкіндік орнайды. Мұндай мағлұматтар радиациялық ақаулардың туындауы мен қорлануына және оларды іс жүзінде пайдалануға байланысты жүргізлетін іргелі проблемаларды шешу үшін аса құнды ұсыныстарды қабылдауға мүмкіндік береді.

**Түйін сөздер:** металдар, қорытпалар, ақаулар, альфа-бөлшектер, позитрон, электрон, аннигиляция.

**РАДИАЦИОННАЯ  
ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ  
СПЛАВОВ TI-GE И  
АННИГИЛЯЦИЯ  
ПОЗИТРОНОВ****Введение**

В физике радиационных повреждений правильная постановка задачи и грамотный выбор объектов исследований имеют решающее значение в достижении поставленной цели, особенно если основным средством исследований является метод позитронной спектроскопии. По данным [1] по степени изученности с точки зрения проявления эффекта захвата позитронов, все металлы можно было разделить на три класса. Первый класс был составлен из 18 элементов-металлов, проявляющих эффект захвата. Следующая, более малочисленная группа из 14 элементов, в том числе (Ti и Ge), считается не проявляющими эффект захвата позитронов. Правда, из каких соображений авторы работы [1] относят те или иные металлы к классу проявляющих или не проявляющих эффект захвата позитронов, остается не выясненными.

На основании всестороннего анализа этих данных, былработан следующий критерий отбора объектов исследований методами электронно-позитронной аннигиляции (ЭПА). Поскольку тщательный, критический анализ на присутствие эффекта захвата позитронов для всех перечисленных металлов на представляется возможным, было решено отобрать среди элементов 2-класса такой базовый металл, который во всех отношениях был доступным и перспективным конструкционным материалом, без особой сложности и затрат образовывал систему бинарных сплавов с представителями как среди своего, так и других классов. Именно всем этим требованиям во всех отношениях удовлетворяет титан, обладающий многими уникальными свойствами, которых невозможно найти в других металлах. В качестве второго компонента при изготовлении бинарных сплавов был выбран Ge из числа элементов 2 – класса. Для исследования характера радиационной повреждаемости при одновременном установлении эффекта захвата позитронов были приготовлены сплавы на основе иодидного титана, содержащие 0; 1,2; 2,5; 3,3; и 4,1 ат. % Ge. Концентрации второго компонента были выбраны так, чтобы все сплавы находились в области твердых растворов. По форме образцы имели вид диска диаметром 15 мм, толщиной 1 мм. Исходное состояние ма-

териалов достигалось отжигом при температуре 900°C и вакууме  $10^{-7}$  торр. в течение 1 часа.

### Методика эксперимента

Поскольку методы позитронной аннигиляции чувствительны в основном к дефектам вакансионного характера, то здесь ставилась задача сохранения в ходе облучения исследуемого материала дефектов именно этого типа. Вакансионные дефекты становятся подвижными при температуре выше 100°C [2]. Следовательно, при облучении необходимо обеспечить температуру образца не выше указанной, что в принципе является не сложной задачей. Междоузельные атомы в этих условиях мигрируют к стокам и на результаты исследования методами ЭПА не оказывают существенного влияния [3].

Обычно при облучении металлов заряженными частицами, последние теряют свою энергию на образование радиационных дефектов и на нагрев образца. Температура образцов измерялась привариванием термопары группы хромель-алюмель к заземленным краям, т.е. при облучении термопара находилась вне поля действия ионизирующего излучения. Облучение образцов ионами гелия на изохронном ускорителе У-150 проводилось в воздушной атмосфере с водоохлаждаемым основанием с принудительным воздушным обдувом образца или парами жидкого азота. При интенсивности альфа-частиц  $(1,5-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и энергии  $E = 50 \text{ МэВ}$ , температура образца не превышала 60-70°C. Измерив среднее значение тока пучка  $I$ , можно определить флюенс частиц в течение заданного времени  $t$  или время, необходимое для достижения требуемой дозы при данной величине тока пучка через образец:

$$D = 6,25 \cdot 10^{12} It / S,$$

где  $S$  – площадь образца.

### Обсуждение результатов

Для интерпретации результатов исследований были использованы следующие аннигиляционные параметры:  $F$ -перераспределение вероятности аннигиляции позитронов между электронами проводимости и связанными электронами, извлекаемая в результате обработки спектра угловой корреляции аннигиляционного излучения и угол, соответствующий импульсу Ферми  $\theta_F$  [2,3]. Кинетика накопления радиаци-

онных дефектов в результате облучения альфа-частицами выбранной системы сплавов Ti – Ge изучалась при флюенсах  $10^{14}$ ;  $3,2 \cdot 10^{14}$ ;  $3,2 \cdot 10^{15}$  и  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ . При этом дозовая зависимость радиационной повреждаемости системы изучалась при фиксированной энергии  $\alpha$ -частиц  $E=29 \text{ МэВ}$  и интенсивности пучка  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Наряду с этим, эти же исследования повторились при энергии частиц  $E=50 \text{ МэВ}$  при флюенсе  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Температура образцов во время облучения поддерживалась в пределах 60 – 70°C. После облучения при очередном флюенсе частиц, проводилось измерение спектра угловой корреляции с последующей его обработкой с целью выделения структурно – чувствительных параметров, как  $F$  и  $\theta_F$ , а также соответствующие им относительные изменения  $\Delta F$  и  $\Delta \theta_F$ . Результаты выполненных исследований сведены в таблицу 1. Не трудно заметить, что с ростом флюенса в поведении аннигиляционных параметров наблюдаются заметные изменения уже при самом низком его уровне –  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Неуклонный рост вероятности аннигиляции позитронов, следовательно, и эффективности захвата позитронов с флюенсом имеет место практически для всех изученных сплавов.

Наибольшее значение эффективности захвата позитронов наблюдается при облучении  $\alpha$ -частицами с  $E = 50 \text{ МэВ}$ , результаты которых приведены здесь же для сравнения. При этом флюенс частиц был на порядок меньше, чем при облучении  $\alpha$ -частицами с  $E = 29 \text{ МэВ}$ . Сравнительно равномерное снижение угла Ферми  $\theta_F$  с ростом флюенса облучения можно заметить для первых двух составов, в то время как для сплава Ti-3,1 ат. % Ge после обычного уменьшения при первых двух значениях флюенса  $10^{14}$  и  $3,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  наблюдается постепенное его повышение, который достигает значения  $\theta_F = 5,87$  мрад. при флюенсе  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Однако оно все же остается ниже значения для отожженного состояния  $\theta_F = 6,0$  мрад. Безусловно, первоначальное уменьшение  $\theta_F$  в этом случае, очевидно, связано с образованием дефектов, обладающих более низкой электронной плотностью. Но последующий рост  $\theta_F$  с увеличением флюенса может быть вызван с радиационным отжигом, тогда в этом случае наряду с увеличением  $\theta_F$  следовало бы ожидать и снижение параметра  $F$ , чего не наблюдается на практике. Поэтому, вероятно, следует допустить, что образованию радиационных повреждений в этом сплаве сопутствует инициирование частиц выделений вследствие распада пересыщенного твердого раствора. Согласно данным работ [4,5] при распаде сплава

Ti-3,1 ат. % Ge образуется фаза  $Ti_5Ge_3$ . Электронная плотность таких выделений должна отличаться от таковой для  $\alpha$ - и  $\beta$ -Ti. Следовательно,

одновременное увеличение параметров  $F$  и  $\theta_F$  при повышенных дозах может указывать на захват позитронов частицами фазы выделений.

**Таблица 1** – Влияние флюенса и энергии  $\alpha$ -частиц на аннигиляционные параметры сплавов Ti-Ge

Состав, ат. %	Энергия, МэВ	Флюенс, см <sup>-2</sup>	$F$	$\Delta F$ %	$\theta_F$ мрад.	$\Delta\theta_F$ %
Ti-0.8 Ge	-	отож.	0.26	-	6.40	-
	29	$10^{14}$	0.32	23	5.82	6.2
	29	$5 \cdot 10^{14}$	0.48	85	5.68	11.2
	29	$10^{15}$	0.50	92	5.80	9.4
	29	$5 \cdot 10^{15}$	0.55	112	5.57	10.9
	29	$10^{16}$	0.71	173	5.39	15.8
	50	$5 \cdot 10^{15}$	0.78	200	5.57	10.9
Ti-1.5 Ge	-	отож.	0.27	-	6.33	-
	29	$10^{14}$	0.35	30	6.00	5.2
	29	$5 \cdot 10^{14}$	0.40	48.1	5.83	7.9
	29	$10^{15}$	0.51	89	5.48	13.4
	29	$5 \cdot 10^{15}$	0.56	107	5.57	12.0
	29	$10^{16}$	0.67	148	5.39	14.8
	50	$5 \cdot 10^{15}$	0.76	181	5.57	12.0
Ti-3.1 Ge	-	отож.	0.41	-	6.00	-
	29	$10^{14}$	0.47	145	5.76	4.0
	29	$5 \cdot 10^{14}$	0.56	37	5.57	7.2
	29	$10^{15}$	0.52	27	5.66	5.7
	29	$5 \cdot 10^{15}$	0.60	46	5.83	2.8
	29	$10^{16}$	0.77	88	5.87	2.2
	50	$5 \cdot 10^{15}$	0.84	105	5.57	7.2
Погрешности $\pm$		-	0.01	0.5	0.05	0.1

Анализ результатов облучения сплавов Ti, содержащих 0,8 и 1,5 ат. % Ge, указывает на полную идентичность характера изменений параметров  $F$  и  $\theta_F$  для них, для которых отсутствует стремление к насыщению при увеличении флюенсов  $\alpha$ -частиц до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Если допустить, что увеличение флюенса  $\alpha$ -частиц влечет за собой только повышение концентрации центров захвата позитронов в этих сплавах, то это не должно отражаться на значениях  $\theta_F$ . Одновременное уменьшение угла Ферми  $\theta_F$  с повышением флюенса при постоянной тенденции к росту вероятности аннигиляции  $F$  можно интерпретировать только соответствующим увеличением эффективности захвата ловушками позитронов. Вероятно, такими ловушками могут быть в данном случае образование связанных состояний вакансия-примесь, эффективность к захвату которых должна быть выше простых вакансионных

дефектов и их скоплений. Общее приращение аннигиляционного параметра  $F$  при увеличении флюенса от  $10^{14}$  до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> составило для сплава, содержащего 0,8 ат.% Ge,  $\Delta F = 173$  %. Для второго сплава Ti – 1,8 ат.% Ge оно оказалось равным уже 148 % и в последнем случае – около 88 %. Такая же тенденция наблюдается в отношении изменения угла Ферми (см. таблицу 1). И самое главное, данная закономерность сохраняется при облучении сплавов  $\alpha$ -частицами  $sE = 50$  МэВ, но приращение вероятностей  $\Delta F$  соответственно в каждом случае уже составило 200; 181 и 105% при постоянном значении флюенса  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Разумеется, для достижения таких значений аннигиляционного параметра следовало бы довести флюенсы 29 МэВ-ных  $\alpha$ -частиц еще на один порядок от достигнутого уровня  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Следовательно, при постоянном значении  $\theta_F = 5,57$  мрад. для всех трех сплавов, полу-

ченном при облучении  $\alpha$ -частицами более высокой энергии, значительное (почти в 1,8 раза) возрастание  $\Delta F$  является причиной соответствующего повышения концентрации радиационных дефектов. Данное обстоятельство является основанием полагать, что радиационные дефекты в исследуемых материалах имеют сходную конфигурацию в данном энергетическом диапазоне. Но значительное возрастание эффективности захвата позитронов по параметру  $F$  с изменением энергии бомбардирующих частиц указывает на роль ядерных реакций в процессах радиационного дефектообразования материалов [6], тем более, что радиационная активность последних по данным результатов дозиметрического контроля при облучении  $\alpha$ -частицами  $sE=50$  МэВ значительно выше, чем после облучения частицами  $sE=29$  МэВ. Таким образом, достигнутые значение аннигиляционных параметров, полученных при облучении  $\alpha$ -частицами сплавов Ti, являются не предельными и находятся еще достаточно далеко от насыщения.

Кинетику накопления радиационных дефектов в сплавах Ti-Ge в зависимости от флюенса  $\alpha$ -частиц можно оценить по изменению эффективности захвата позитронов, определяемой по коэффициентом захвата:

$$K = (F_{\alpha} - F_0) / (F_m - F_{\alpha}),$$

где  $F_{\alpha}$  – текущее значение параметра;  $F_0$  – значение параметра для отожденного состояния материала;  $F_m$  – максимальное значение параметра в изучаемом интервале.

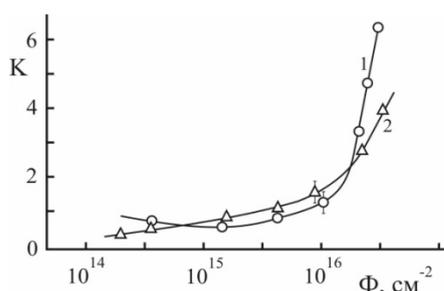


Рисунок 1 – Дозовая зависимость эффективности захвата позитронов для сплавов Ti (1) и Ti – 3,1 ат.% Ge (2)

Характер изменения данного коэффициента в зависимости от флюенса  $\alpha$ -частиц для Ti (1) и Ti-3,1 ат.% Ge представлен на рис.1. Видно, что коэффициент захвата позитронов возрастает для рассматриваемых материалов примерно с оди-

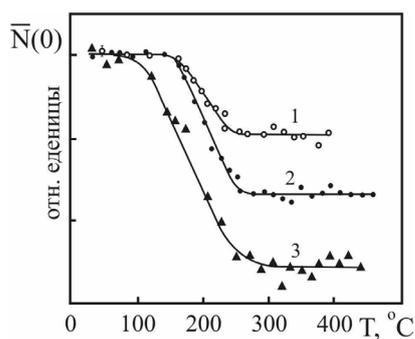
наковым темпом, а характер изменения практически не зависит от концентрации легирующего элемента.

В то же время скорость роста коэффициента  $K$  для сплава несколько отстает от таковой для Ti, причиной которого может быть изменение конфигурации радиационных дефектов, приводящее к соответствующему перераспределению электронной плотности в поврежденных областях.

В интервале флюенсов  $10^{14} \div 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> скорость роста коэффициента захвата позитронов существенно ниже, чем при дозах, превышающих  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Данный участок представляет собой инкубационный период накопления радиационных дефектов, выше которого процесс накопления дефектов растет стремительно. Но поскольку дефекты в данном случае носят вакансионный характер, то накопление в начале идет по принципу кластеризации, а в дальнейшем могут объединяться в микропоры. Характерным признаком микропор является ее критический радиус, которого они достигают флуктуационным способом за счет поглощения точечных дефектов, в результате чего они растут в размере интенсивно. Правда, не все поры одновременно достигают критического радиуса, и в этом случае начинается новая стадия процесса набухания – растворение мелких пор более крупными. Одновременно рождающиеся под облучением вакансии и междоузельные атомы (МУА) диффундируют к стокам. Если МУА захватываются порами, скорость роста последних резко замедляется, что влечет за собой изменение функции распределения пор по размерам. В этом случае изменение объема металла в процессе набухания описывается выражением [7]:

$$V(t) = A(D_V C_V R_S)^{1/3} \sqrt{G \cdot \rho_d (Z_i - Z_V)} \cdot t^{5/6}$$

откуда видно, что процесс набухания зависит от температуры облучения  $V \sim (DVCV)^{1/3}$ ; скорости генерации дефектов  $V \sim \sqrt{G}$  и времени облучения  $V \sim t^{5/6}$ . Таким образом, с течением времени облучения, т.е. от флюенса частиц, набухание растет без признаков насыщения, что и наблюдается в данном случае (рис. 2). Очевидно, этот процесс идет тем эффективнее, чем ниже энергия дефектов упаковки металла, а изучаемые сплавы титана относятся именно классу таких материалов. Данное обстоятельство хорошо проявляется в характере плотности распределения электронов, о чем пойдет речь позже.



1.  $E = 29$  МэВ,  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>;
2.  $E = 29$  МэВ,  $\Phi = 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>
3.  $E = 50$  МэВ,  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>

**Рисунок 2** – Отжиг дефектов в сплавах Ti – 3.1 ат.% Ge, облученных  $\alpha$ - частицами различной энергии и флюенса

Сходность конфигурации образующихся радиационных дефектов в сплавах при облучении  $\alpha$ -частицами проявляется в результатах изохронного отжига, представленных на рис. 2. Видно, что независимо от флюенса и энергии последних, наблюдается только одна стадия возврата, свидетельствующая о присутствии в сплавах только одного типа структурных нарушений. Увеличение как флюенса (с  $5 \cdot 10^{15}$  до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>), так и энергии частиц (с 29 до 50 МэВ) приводят лишь к повышению концентрации дефектов. Несколько затянутый характер завершения стадии отжига при облучении  $\alpha$ -частицами с  $E = 50$  МэВ по сравнению с  $E = 29$  МэВ является следствием наличия отличительных черт в характеристиках, прежде всего – конфигурациях радиационных повреждений, созданных за счет упругих взаимодействий без образования или незначительно отличающихся от вакансионных скоплений субкаскадов (при  $E_{\alpha} = 29$  МэВ, кривые 1, 2) и за счет тех же упругих взаимодействий с образованием значительных субкаскадов и ядерных реакций ( $E_{\alpha} = 50$  МэВ, кривая 3).

В то же время найденные по выше изложенной методике значения энергии активации миграции радиационных дефектов в изученных сплавах в первом случае  $E_{a1} = 1.40 - 1.42$  и  $E_{a2} = 1.50 - 1.55$  эВ – во втором, лишней раз может служить подтверждением указанных предположений. Кроме того, из анализа приведенных кривых отжига можно извлечь еще одну крайне

важную информацию. Чем выше концентрация радиационных дефектов в сплаве, тем ниже начало температуры отжига, т.е. с возрастанием флюенса (от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>) при постоянной энергии  $\alpha$ -частиц (29 МэВ) или энергии (с 29 до 50 МэВ) при постоянном флюенсе ( $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>) начало возврата все более смещается в сторону низких температур. Вероятно, с увеличением концентрации точечных дефектов в кристалле снижаются те потенциальные барьеры, которые препятствуют активационным процессам, связанным с перемещением ионов. Одновременно с этим, очевидно, уменьшается и энергия связи между ними. Последнее в свою очередь ведет к снижению температурного порога миграции дефектов, что и отражается на кривых изохронного отжига. Полный отжиг структурных нарушений в сплавах, облученных  $\alpha$ - частицами с  $E = 29$  МэВ завершается в области температуры 300°C.

### Заключение

Образование и накопление структурных дефектов радиационного происхождения может оказывать существенное влияние на вероятность захвата позитронов в металлах и сплавах системы Ti-Ge. С этой точки зрения сплавы титана с высоким содержанием германия, при которых наблюдаются аномально высокие изменения аннигиляционного параметра под воздействием высокоэнергетических альфа-частиц, следует считать наименее устойчивыми в отношении радиационной повреждаемости. Поэтому, исходя из анализа полученных данных, можно сделать предположение, что облучение, как и деформация, может инициировать такие структурные нарушения, потенциал захвата которых для позитронов гораздо больше, чем для простых дефектов типа вакансии и дислокации. Но радиационные явления, сопровождающие эти превращения, очевидно, представляют для термализованных позитронов более глубокие потенциальные ямы захвата, чем те, которые сопутствуют полиморфным превращениям, инициированным деформацией.

*Работа выполнена при поддержке программы Грантового финансирования научных исследований МОН РК, грант 3110/ГФ4.*

### Литература

- 1 Tanigawa S., Hinode K., Owada N., Doyama M. The phenomenological Interpretation of positron lifetime and Trapping effect in metals with the special reference to the state of Hydrogen// Proc. 5th. Int. Conf. of Positron Annihilation. Japan, Tokyo. 1979.- P.159 – 165.
- 2 Мукашев К.М., Тронин Б.А. Дефекты водородного происхождения в сплавах тугоплавких металлов и аннигиляция позитронов // Известия ВУЗов. Серия физика, Томск. – 2010. – С. 55-58.
- 3 Мукашев К.М. Физика медленных позитронов и позитронная спектроскопия. – Алматы, 2009. – 507 с.
- 4 Новоселова А.В. Фазовые диаграммы, их построение и методы исследования. – М.: МГУ, 1987. – 151 с.
- 5 Quillan M. Titanium. – Bettelworth, 1956. – 235 p.
- 6 Гиндин И.А., Лапиашвили Э.С., Леселидзе И.К. и др. Влияние радиационных дефектов на процессы программного упрочнения титана//Реакторное материаловедение.- М.: ЦНИИ Атоминформ., 1978,Т. 2. – С. 317 – 343.
- 7 Ибрагимов Ш.Ш., Реутов В.Ф., Вагин С.П., Ботвин К.В. Радиационные повреждения в Мо, облученном протонами и  $\alpha$ -частицами // Физика иХОМ. 1987, N1. – С.3 – 9.

### References

- 1 Tanigawa S., Hinode K., Owada N., Doyama M. The phenomenological Interpretation of positron lifetime and Trapping effect in metals with the special reference to the state of Hydrogen// Proc. 5th. Int. Conf. of Positron Annihilation. Japan, Tokyo. 1979. P.159 – 165.
- 2 Mukashev K.M., Voronin B.A. Izvestiya VUZov. Seriyafizika, Tomsk.(2010). S. 55-58.(in Russ).
- 3 Mukashev K.M. Fizika medlennykh pozitronov i pozitronnaya spektroskopiya. – Almaty, 2009. 507 s.(in Russ).
- 4 Novoselova A.V. Fazovyie diagrammy, ikh postroyeniye i metody issledovaniya. – M.: MGU, 1987. – 151 s.(in Russ).
- 5 Quillan M. Titanium. – Bettelworth. 1956, – 235 p.
- 6 Gindin I.A., Lapiashvili E.S., Leselidze I.K. i dr. Vliyaniye radiatsionnykh defektov na protsessy programmno uprochneniya titana // Reaktornoye materialovedeniye. – M.: TSNII Atominform., 1978,Т. 2. – S. 317 – 343.(in Russ).
- 7 Ibragimov SH.SH., Reutov V.F., Vagin S.P., Botkin K.V. Radiatsionnyye povrezhdeniya v Mo, obluchennom protonami i  $\alpha$ -chastitsami // Fizika I KHOM. N1. (1987). S.3-9.(in Russ).



Ускенбаева А.М.,  
Шамельханова Н.А.

### **К применению фуллереновой черни в качестве наномодификатора чугунов**

В статье рассмотрена возможность применения наноструктурного углерода в виде фуллереновой черни (ФЧ) в качестве нанодобавки к модификатору чугунов. Рассматриваемое применение ФЧ, содержащей фуллереноподобные структуры, является актуальной задачей в контексте экономии дефицитных материалов и энергоресурсов. Возможность наномодифицирования чугунов добавками ФЧ обосновывается ее высокой реактивной способностью с учетом современных представлений о фуллереновой природе чугунов. Активность углеродных наноструктур присутствующих в расплаве чугуна модифицированного нанодобавками ФЧ определяет модифицирующий эффект, связанный с увеличением степени графитизации, устранением отбела и повышением трибологических свойств отливки. Теоретическое обоснование механизма взаимодействия наноструктурированного углерода, содержащегося в ФЧ и наноразмерных элементов, имеющих в расплаве чугунов (по модели Давыдова С.В.), строится на исследованиях процессов кристаллизации металлических расплавов.

**Ключевые слова:** фуллереновая чернь, наномодифицирование, чугун, кристаллизация.

Uskenbayeva A.V.,  
Shamelkhanova N.A.

### **The application of fullerene black as nanomodifier for cast iron**

In the article is considered the possibility of nanostructured carbon in the form of fullerene black (FB ) as nano-additive to modifier for cast iron. In context of scarce materials and energy saving, given application FB that contains fullerene-like structures is actual task. The possibility of nano-modification of cast iron with FB-additives is substantiated by their reactivity, taking into account modern ideas about fullerene nature of cast iron. Active carbon nanostructures containing in the melt of cast iron, which is modified with FB-nanoadditives, determines modifying effect. Modification is connected with increase of graphitization degree, elimination of cementite phase and increase of tribological properties of the casting. Given model of nucleation of graphite inclusions under the influence of FB-modifier reflects the mechanism of nano modifying of cast iron. Theoretical study of interaction mechanism of nanostructured carbon in the FB and nanoscale elements presenting in molten iron cast (according to Davydov S.V.) is based on the research of crystallization process of metal melts.

**Key words:** fullerene-like, nanomodifier, cast iron, crystallisation.

Өскенбаева А.М.,  
Шамельханова Н.А.

### **Шойындардың наномодификаторы ретінде фуллерен қара-күйелерінің қолдану түралы**

Мақалада, нанокұрылымды көміртекті фуллеренді қара-күйе (ФҚ) түрінде, шойын модификаторындағы нанокоспа ретінде қолдану мүмкіншіліктері қарастырылған. ФҚ қолдануы фуллерентәріздес құрылымдарды. Тапшы материалдар мен энергоресурстардың үнемдеу жағдайында фуллерентәріздес құрылымдары бар болатын фуллеренді қара-күйені (ФҚ) қолдануы өзекті мәселе болып табылады. Шойының наномодификацияландырудың мүмкіндігі ФҚ қоспалардың белсендігімен және шойынның фуллерендік табиғатына байланысты заманауи көзқарастарымен анықталады. ФҚ қоспаларымен модификацияландырылған шойын балқымасында болатын көміртекті нанокұрылымдардың белсенділігі модификациялау эффектісін анықтайды. Келтірілген моделде, ФҚ–модификаторы әсерінен графит кристалдарының пайда болу үрдісі мен шойын наномодификацияландыру механизмі көрсетілген. ФҚ құрамында болатын нанокұрылымды көміртегінің және шойындағы наноөлшемді элементтердің әрекеттесу механизмі арқылы (Давыдова С.В моделі бойынша) метал қортыпалардың кристалдану үрдісіне қарай теориялық негіздеме құрылды.

**Түйін сөздер:** фуллеренді қара-күйе, наномодификациялау, шойын, кристалдану.

## К ПРИМЕНЕНИЮ ФУЛЛЕРЕНОВОЙ ЧЕРНИ В КАЧЕСТВЕ НАНОМОДИФИКАТОРА ЧУГУНОВ

### Введение

Известно, что среди наноматериалов довольно перспективными для ряда применений являются фуллерены. Однако из-за своей дороговизны и вследствие сложности их получения они остаются недостаточно востребованными в широком промышленном масштабе, несмотря на свои полезные свойства. В этой связи, исследование побочных продуктов фуллереновой нанотехнологии – т.н. фуллереновой черни (ФЧ) – является актуальным с точки зрения расширения возможностей эффективного применения более дешевых наноструктурированных материалов.

ФЧ получают разными методами, и их количество достигает до 80% вес. от искомого материала. В состав ФЧ входят аморфный углерод, графитизированные частицы, фуллереноподобные молекулы, графены [1]. Отличительная особенность ФЧ в сравнении с типичной углеродной сажей в том, что углеродные слоистые плоскости ФЧ изогнуты и подобны по природе фуллеренам [2]. Эта кривизна, объясняет наблюдаемую высокую реактивность ФЧ по сравнению с обычной сажей.

На сегодняшний день ФЧ нашли применение в качестве смазки, способствующей образованию износостойких поверхностных слоев материалов пар трения. Об эффекте добавок ФЧ в трибологических целях сообщается в работах [3,4].

ФЧ может быть использован в качестве сорбента и носителя катализатора, так как может взаимодействовать с карбидообразующими металлами и упрочнять их поверхность. В работах химиков по созданию катализаторов и сорбентов хорошо подтверждается увеличенная, по сравнению с фуллеренами, активность ФЧ. В работе [5] отмечается активная роль фуллереноподобных структур в углероде резины, имеющих на 77% выше значения сродства электронов, чем  $C_{60}$ .

Химическая активность ФЧ связывается с неоднородными элементами химии углеродной сажи и химии фуллерена. Вследствие наличия несопряженных двойных связей, реактивная способность ФЧ проявляется во взаимодействии с водородом, адсорбции кислорода, сорбции ароматических соединений. Концентрация несопряженных двойных связей в ФЧ

определяется условиями получения фуллереносодержащей сажи.

Существуют публикации о возможности применении фуллеренов и фуллероидных материалов для модифицирования [6].

Таким образом, применение ФЧ обусловлено, главным образом, ее высокой реактивной способностью.

Цель данного исследования: обосновать возможность применения ФЧ в качестве наномодификатора чугунов с учетом активности наноматериала, а также современных представлений о фуллереновой природе чугунов.

### Результаты исследований и их обсуждение

Развитие идеи возможного наномодифицирования чугунов, приводящего к улучшению структуры и свойств литейного материала, опирается на проведенные авторами экспериментальные исследования качества чугунных отливок при введении новых модификаторов, содержащих ФЧ-добавки.

Теоретическое обоснование механизма взаимодействия наноструктурированного углерода, содержащегося в ФЧ и наноразмерных элементов, имеющих в расплаве чугунов (по модели Давыдова С.В.), строится на исследованиях процессов кристаллизации металлических расплавов.

Согласно теоретическим положениям Гиббса и Фольмера, на которых основывается зарождение кристаллов графитной фазы в чугунах, образование центров кристаллизации (подложек) при затвердевании жидкостей возможно только после переохлаждения относительно равновесной температуры. В переохлажденном расплаве свободная энергия твердой фазы оказывается ниже свободной энергии жидкой фазы, что создает термодинамические условия для возникновения центров кристаллизации. Спонтанное возникновение кристаллов из жидкой фазы становится возможным при значительных переохлаждениях за счет флуктуаций концентраций и свободных энергий твердой и жидкой фаз.

В расплаве модифицированного чугуна появление новых центров кристаллизации в виде агломерата углеродных структур как результат концентрационной флуктуации, связано с наличием обогащенных и обедненных углеродом локальных микрообъемов. Дальнейший рост и равномерное распределение этих центров как новых подложек для кристаллизации определяет благоприятные формы и размеры графитной фазы в металлической матрице, обуславливаю-

щие повышенные механические и эксплуатационные свойства чугуна.

Процессы кристаллизации пластинчатого и шаровидного графита чугунов с учетом структурообразования углерода, т.н. структурной иерархии углеродных структур (кластеры, фуллерены, эндоэдры, наночастицы, фрактальные агрегаты, кристаллы графита) исследованы Давыдовым С.В. [7].

Согласно исследованиям Закирничной М.М. [8], при кристаллизации железо-углеродистой системы образуются фуллерены. Фуллерены переходят в расплав чугунов также в процессе металлургических переделов, способствуя зарождению центров кристаллизации графитной фазы. При этом фуллерены способны образовывать соединения с атомами, молекулами, ионами и другими видами частиц (эндоэдры, экзоэдры).

Из вышеизложенного можно предположить, что при введении ФЧ, углеродные структуры, присутствующие в расплаве чугуна (фуллерены), могут активизироваться фуллереноподобными молекулами ФЧ, имеющих разорванные связи. Поэтому, выступая в качестве модификатора, наноконпоненты ФЧ влияют на структурообразование графита. Важнейшим механизмом является зарождение новых центров кристаллизации. Одновременно имеет место действие адсорбционного механизма, вследствие образования новых поверхностей разделов, на которых формируется графитная фаза. ФЧ как поверхностно-активный элемент, имеет большее, чем графит, кинетическое влияние на поверхности при кристаллизации. Из-за высокой поверхностной активности модификатора проявляются адсорбционные процессы, замедляющие рост кристаллов.

Вообще, для модифицирования чугунов применяют свыше 500 модификаторов и рафинирующих добавок различного типа, с целью улучшения распределения графита, измельчения зерна, устранения отбела и других нежелательных явлений [9]. Причем сильнейшим графитизатором является свободный углерод, но графит как присадка требует более длительного периода активизации, поэтому его нужно вводить в расплав за несколько минут до других модификаторов. Применение ферросилиция совместно с углеродсодержащим модификатором также не столь эффективно из-за сравнительно небольшой плотности (они плохо усваиваются жидким чугуном). Попытки использовать углеродные нанодобавки к основному модификато-

ру серых чугунов [9], показали положительные результаты: снижение феррита в металлической матрице, изменение формы графитных включений на более благоприятную, существенное увеличение прочности (35-50%). Это означает, что применение нанокремниевых добавок в качестве модификаторов имеет серьезную перспективу.

Исходя из вышеприведенного, можно выделить главные факторы, обуславливающие возможность эффективного применения ФЧ в качестве наномодификатора:

а) активность фуллереноподобных молекул ФЧ, способствующая образованию агломератов как потенциальных центров кристаллизации в высокоуглеродистых зонах;

б) фуллереновая природа расплава чугуна, подразумевающая присутствие многообразных форм углеродных структур с образованием из них скоплений;

в) поверхностная активность, приводящая к адсорбции, которая замедляет рост кристаллов.

При моделировании процесса зарождения кристаллов графитных включений под влиянием ФЧ-модификатора, была разработана следующая схема кристаллизации модифицированного ФЧ-добавкой чугуна, учитывающая вышеназванные факторы (рис. 1).

В соответствии с приведенной схемой, рассмотрены следующие стадии процесса кристаллизации:

I – введение нанодобавки ФЧ в комплексе с основным модификатором (ФС75Ва4) в железоуглеродистый расплав;

II – предкристаллизационная стадия;

III – кристаллизация с образованием включений графитной фазы, распределенных в феррито-перлитной матрице чугуна.

На стадии I, **приведены структурные составляющие** модифицирующих веществ, вводимых в расплав чугуна. Комплексный модификатор содержит примесные частицы, перемешанные с наноконпонентами ФЧ, включающей в своем составе аморфный углерод, графитизированные частицы, фуллереноподобные молекулы, графены.

В расплаве чугуна содержатся углеродные иерархические структуры, в соответствии с [7]. Жидкий чугун, представляет собой систему с микрогетерогенностями масштаба 1...10 нм: железоуглеродистые группировки  $(C_mFe)_n$ , где  $m = 12$ ,  $n$  – большое число, быстро возрастающее с повышением концентрации углерода и понижением температуры. Каждая иерархическая структура расплава соответствует критическому состоянию свободной энергии, которая при вне-

сении дополнительной энергии извне будет расходоваться на организацию следующей адаптивной структуры.

На стадии предкристаллизации II, показано взаимодействие углеродных структур в расплаве чугуна с частицами модифицирующего вещества. При этом частицы расплава чугуна еще не сформировали кристаллы новой фазы и находятся в поле сил дальнедействующего притяжения между собой. В результате взаимодействия углерода ФЧ-добавки с приведенными углеродными структурами чугуна наиболее вероятно фрактальное строение критического зародыша графитной фазы. В соответствии с теорией фракталов [8], формирование фрактальных структур осуществляется из кластеров, имеющих размеры от 2 до 10 нм и состоящих из не менее  $10^2 \dots 10^5$  атомов. Кластер невозможно выделить из системы, так как он не имеет поверхности раздела и связан с маточным расплавом. Отсутствие энергетического барьера из-за отсутствия поверхности раздела приводит к самопроизвольному появлению частиц новой фазы размером  $r < r_{кр}$ , не растворяющихся в расплаве. Таким образом, фрактальные структуры характеризуются способностью заполнять окружающее пространство при малом количестве вещества, образуя фрактальные агрегаты и формируя фрактальную основу расплава. Роль фрактальных углеродных кластеров в чугуне, способных удерживать определенное число структурных элементов описана в работе [8]. Такие структуры обладают устойчивостью и их окончательное формирование должно происходить при более низкой температуре. В центре фрактальных углеродных кластеров также могут находиться фуллерены [8].

Структурирование чугуна фрактальными кластерами согласуется и с принципами синергетики, описывающих поведение систем, далеких от равновесия, в точках неустойчивости, связанных с неравновесными переходами и самоорганизацией.

Таким образом, нанодобавки к составу модификатора могут воздействовать на процессы зародышеобразования через активацию углеродных структур в чугуне, вовлекая их в процессы модифицирования, то есть зародышеобразования и одновременно адсорбции их на поверхности появляющихся центров кристаллизации. Адсорбция позволяет сохранить центры, тормозя их растворение и препятствуя росту до сверхкритического размера.

Нанодобавки к модификатору, по всей видимости, влияют не только на углеродные структуры чугуна, активизируя их для образования

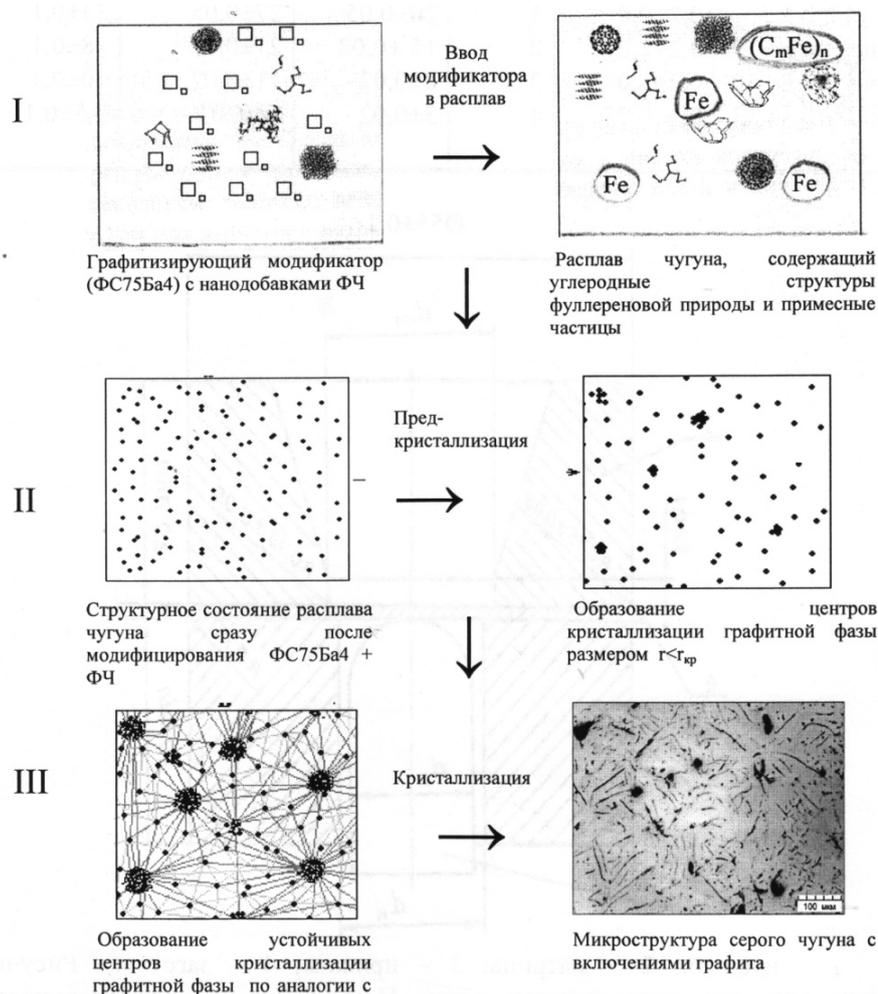
графитной фазы, но и на модифицирующие компоненты (Si, Ca, Ba, Al) **основного модификатора**, способствуя созданию дополнительных гетерогенных центров графитизации.

Схематическое представление процесса кристаллизации при введении ФЧ-добавки основывается на взгляде ученых о неоднородном строении наноматериала, содержащего фуллереноподобные молекулы. Вступая в активное взаимодействие с примесными частицами, а также с имеющимся в расплаве чугуна наноструктурным углеродом, ФЧ способствует образованию новых подложек для кристаллизации графита.

В результате реакционного влияния углерода ФЧ на активность углеродных структур в

чугунном расплаве, включая включения графитной фазы, меняется поверхностная структура образующихся дополнительных центров кристаллизации. Высокая поверхностная активность модификатора приводит к адсорбции, которая замедляет рост кристаллов.

Наши представления о модифицирующем влиянии фуллереноподобных молекул ФЧ, согласуются и с результатами механизма образования центров кристаллизации графита на молекулярном уровне, проведенных в работе [10]. Здесь, в рамках термодинамической модели квазиравновесных систем, было определено, что ими являются полиэдры – идеальные структуры, напоминающие фуллерены.



**Рисунок 1** – Схема кристаллизации модифицированного ФЧ-добавкой чугуна, где □, ° – основной модификатор FC75Ba4, остальное – наноконпоненты ФЧ и чугуна

## Заклучение

Обобщая вышеизложенное, можно резюмировать: ФЧ-добавка, содержащая в своем составе нанокремниевые частицы, при введении в расплав чугуна, под действием термических напряжений и концентрационных флуктуаций активизирует кремниевые структуры чугуна, созда-

вая дополнительный модифицирующий эффект. Теоретические представления о механизмах модифицирования ФЧ-добавкой чугунов позволят обоснованно разрабатывать технологические условия целенаправленного введения наномодификаторов с определением оптимальных режимов, обеспечивающих необходимые степень графитизации и уровень эксплуатационных свойств.

## Литература

- 1 Kushch S.D., Kuyunko N.S. Fullerene Black: Structure, Properties and Possible Applications/Russian Journal of General Chemistry, 2011, vol.81, №2, p.345-353.
- 2 Werner H., Wohlers M., Herein D., Bulbak D., Blöcker J., Schlögl R., Reller A. Fullerene black – Soot or Something New? // Fullerene Science and Technology. – 1993. – Vol. 1. Issue 2. – P.199-219.
- 3 Куш С.Д., Комарова В.И., Комарова А.И. Фуллереновая чернь как эффективная добавка в смазочные материалы // В сб. «Углеродные наноструктуры» – Минск: Институт тепло- и массообмена им. В.И. Лыкова, 2006 – С.277-284.
- 4 Ginzburg, B. Tochilnikov, D. SHiyan, P. Ponimatkin, V. Effect of Fullerene Black Additions on the Tribological Properties of ARmanid PA SV30-1 // Russian Journal of Applied Chemistry – 2011. August.
- 5 Franco Cataldo. The Impact of a Fullerene-like Concept in Carbon Black Science // Carbon. – 2002. – No4. – P.157-162.
- 6 Елецкий А.В., Черногорова О.П. и др. // Российские нанотехнологии. – 2008. – №5-6. – 150с.
- 7 Давыдов С.В. Фуллереновая природа жидкого чугуна – основа технологии наномодифицирования // Труды 7го съезда литейщ. России – Новосибирск: Изд. Дом «Историческое наследие Сибири. -2005. – Т1.– С.101-108.
- 8 Закирничная М.М. Образование фуллеренов в углеродистых сталях и чугунах при кристаллизации и термических воздействиях: автореф. дис. докт. техн. наук / М.М. Закирничная. – Уфа: УГНТУ, 2001. – 48 с.
- 9 Кондратьев В.В., Балановский А.Е., Иванов Н.А., Ершов В.А., Корняков М.В. Оценка влияния состава модификатора с наноструктурными добавками на свойства серого чугуна // Металлург. – 2015. – №5 – С. 48-56
- 10 Левицкий В.В., Дозморов С.В. Кластерный механизм образования центров кристаллизации графита в расплаве чугуна // Литейное производство. – 1988. – №9. – С.6-7.

## References

- 1 S.D. Kushch, N.S. Kuyunko. Russian Journal of General Chemistry. Vol.81, №2, (2011), p.345-353.
- 2 H. Werner, M. Wohlers, D. Herein, D. Bulbak, J. Blöcker, R. Schlögl, A. Reller. Fullerene Science and Technology. Vol. 1. Issue 2. (1993), p.199-219.
- 3 Kushch S.D., Komarova V.I., Komarova A.I. Fullerenovaya chern' kak effektivnaya dobavka v smazochnyye materialy // V sb. «Uglerodnyye nanostruktury» – Minsk: Institut teplo- i massoobmena im. V.I. Lykova, 2006, s.277-284 (in russ.)
- 4 Ginzburg, B. Tochilnikov, D. SHiyan, P. Ponimatkin, V. Russian Journal of Applied Chemistry, 2011. August.
- 5 Franco Cataldo. Carbon 40 (2002), p.157-162.
- 6 Yeletskiy A.V., Chernogorova O.P. i dr. Rossiyskiye nanotekhnologii. – №5-6. 2008 – 150s. (in russ).
- 7 Davydov S.V. / Trudy sed'mogo s'yezda liteyshchikov Rossii / T1. Obshchiye voprosy. Chernyye i tsvetnyye splavy: Novosibirsk 23-27 maya 2005 g. – Novosibirsk: Izd. Dom «Istoricheskoye naslediyе Sibiri, -2005. – S.101-108. (in russ)
- 8 Zakernichnaya M.M. Obrazovaniye fullerenov v uglerodistykh stalyakh i chugunakh pri kristallizatsii i termicheskikh vozdeystviyakh: avtoref. dis...dokt. tekhn. nauk / M.M. Zakirnichnaya. – Ufa: UGNTU, 2001. – 48 s. (in russ)
- 9 Kondrat'yev V.V., Balanovskiy A.Ye., Ivanov N.A., Yershov V.A., Korniyakov M.V. Metallurg, 2015. – №5 – S. 48-56. (in russ).
- 10 Levitskiy V.V., Dozmorov C.B. Klasternyy mekhanizm obrazovaniya tsentrov kristallizatsii grafita v rasplave chuguna // Liteynoye proizvodstvo, 1988.- №9.S.6-7. (in russ).



4-бөлім  
**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.  
АСТРОФИЗИКА**

---

Раздел 4  
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.  
АСТРОФИЗИКА**

---

Section 4  
**THEORETICAL PHYSICS.  
ASTROPHYSICS**

Уразалина А.А.,  
Джунушалиев В.Д.

**Доменные стенки как регулярные решения в ОТО, созданные двумя фантомными скалярными полями**

В статье исследованы регулярные доменные решения в общей теории относительности, создаваемые двумя фантомными скалярными полями. Показано, что данные регулярные решения, имеющие конечную плотность энергии, существуют только при некоторых определенных значениях параметров  $m_1, m_2$ . Решения соответствующих полевых уравнений получены в численном виде как решение нелинейной задачи на собственные значения, где собственными значениями являются параметры  $m_1, m_2$ , а собственными функциями скалярные поля. Получены семейства решений, зависящие от значений одного из скалярных полей в центре доменной стенки. Исследована зависимость параметров системы  $m_1, m_2$  от начальных значений  $\chi_0$ .

**Ключевые слова:** доменная стенка, фантомные скалярные поля, дельта-функция, пространство де Ситтера.

---

Urazalina A.,  
Dzhunushaliev V.

**Domain walls as regular solutions in GR with two phantom scalar fields**

Domain solutions in general relativity created with two phantom scalar fields are investigated. It has been shown that the solutions with finite energy exist for some specific values of the parameters  $m_1, m_2$  only. Corresponding field equations are solved numerically as nonlinear eigenvalue problem where the parameters  $m_1, m_2$  are eigenvalues and scalar fields are eigenfunctions. The family of solutions depending on values of scalar fields at the center of domain mouth is obtained. The dependence of parameters  $m_1, m_2$  on initial values  $\chi_0$  is investigated.

**Key words:** domain solutions, phantom scalar fields, delta-function, de Sitter space.

---

Уразалина А.А.,  
Джунушалиев В.Д.

**ЖСТ-дағы екі фантомдық скалярлық өрістер тудыратын, домендік қабырғалар регулярлық шешімдер ретінде**

Мақалада жалпы салыстырмалылық теориядағы екі фантомдық скалярлық өрістер тудыратын, регулярлық домендік шешімдер қарастырылған. Шектеулі энергиясы бар регулярлық шешімдердің тек  $m_1, m_2$  параметрлерінің кейбір белгілі мәндері кезінде ғана болатындығы көрсетілген. Сәйкес өрістік теңдеулердің шешімдері меншікті мәндерге түзілген сызықсыз теңдеудің шешімі ретінде сандық түрде алынған, мұндағы  $m_1, m_2$  параметрлер меншікті мәндер болып табылады, ал меншікті функциялар – скалярлық өрістер. Домендік қабырға центрінде скалярлық өрістердің бірінің мәндеріне тәуелді болатын шешімдер үйірі алынған. Жүйенің  $m_1, m_2$  параметрлерінің  $\chi_0$  бастапқы мәндерге тәуелділігі зерттелген.

**Түйін сөздер:** домендік шешімдер, фантомдық скалярлық өрістер, дельта-функциясы, де Ситтер кеңістігі.

## ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ КАК РЕГУЛЯРНЫЕ РЕШЕНИЯ В ОТО, СОЗДАННЫЕ ДВУМЯ ФАНТОМНЫМИ СКАЛЯРНЫМИ ПОЛЯМИ

### Введение

В этой работе исследуются регулярные решения в общей теории относительности, где гравитирующей материей являются два фантомных скалярных поля. В [1] были получены сферически симметричные, доменные стенки (плоские) и горловинные решения для такого рода фантомных скалярных полей. В данной работе мы проводим более детальное исследование решений, полученных в [1].

Доменные стенки соответствуют некоторому конкретному типу топологических дефектов, которые возникают, когда вакуум состоит из (энергетически вырожденных) различных компонент.

В частности, решения типа доменных стенок существуют в теориях, где потенциал скалярного поля имеет изолированные минимумы. Тогда доменной стенкой является поверхность, разделяющая различные минимумы скалярного потенциала. В этом случае скалярное поле меняется в пространстве и стремится к одному минимуму в одном направлении и к другому минимуму в противоположенном направлении. Область быстрого изменения скалярного поля соответствует доменной стенке. В приближении тонкой стенки изменение скалярной плотности энергии поля локализуется на поверхности доменной стенки и заменяется дельта-функцией. В случае, когда все поля постоянны с каждой стороны стенки, то есть они находятся в минимумах потенциала, доменные стенки называются вакуумными доменными стенками.

В ранней Вселенной такие доменные структуры могли бы сформироваться посредством механизма Киббла [2, 3], вследствие чего различные регионы горячей Вселенной остыли в разные изолированные минимумы потенциала. Доменные стенки [3] также могут образовываться как границы (истинных) вакуумных пузырьков, созданных при квантовом распаде ложного вакуума [4]. Кроме того, Вселенная может быть рождена вследствие квантового процесса туннелирования из ничего [5-10] в разные домены со стенками между ними.

Вследствие того, что доменная стенка является, протяженным объектом, пространство-время около доменной стенки испытывает сильное влияние этой доменной стенке. Напряжение уменьшает гравитационную массу, а в случае доменной стенки, где напряжение равно плотности энергии и где есть два пространственных направления, связанных с напряжением и только одно временное направление, связанное с плотностью энергии, общая гравитационная масса становится отрицательной.

Впервые решение уравнений Эйнштейна для гравитационного поля, производимого тонкой плоской доменной стенкой, было найдено Виленкиным [11] в линейном приближении. В этом решении, энергия вакуума или космологическая постоянная равна нулю по обеим сторонам стенки. Поскольку линейное приближение для гравитационного поля нельзя применять на больших расстояниях, то это решение не может ничего сказать о глобальной структуре гравитационного поля. Однако, физический смысл этого приближенного решения оставался неясным, поскольку он не соответствует никакому точному статическому решению уравнений Эйнштейна. Было доказано, что и в самом деле, таких решений не существует [12]. На самом деле были найдены точные (тонкостенные) решения [13], в которых метрика зависит от времени; это  $(2+1)$ -мерное пространство де Ситтера, вложенное в пространство-время Минковского. Координатное преобразование показывает, что [13] точное тонкостенное решение Виленкина представляет собой часть ускоренной сферы [14, 15], которая приходит из бесконечности, отражается и уходит обратно на бесконечность.

### Общие уравнения

Уравнения Эйнштейна можно записать в виде

$$R_i^k - \frac{1}{2}\delta_i^k R = 8\pi G T_i^k, \quad (1)$$

где  $R_i^k$  – тензор Риччи;  $R$  – скалярная кривизна;  $i, k = 0, 1, 2, 3$ .

Уравнения для фантомных скалярных полей представлены в виде

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ \sqrt{-g} g^{ik} \frac{\partial(\phi, \chi)}{\partial x^k} \right] = - \frac{\partial V}{\partial(\phi, \chi)}. \quad (2)$$

Мы рассмотрим два взаимодействующих фантомных скалярных поля, имеющих специальный вид потенциальной энергии:

$$V(\phi, \chi) = \frac{\lambda_1}{4} (\phi^2 - m_1^2)^2 + \frac{\lambda_2}{4} (\chi^2 - m_2^2)^2 + \phi^2 \chi^2 - V_0. \quad (3)$$

Здесь  $\phi$  и  $\chi$  два скалярных поля с некоторыми параметрами  $m_1$  и  $m_2$ ,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  являются константами самодействия и  $V_0$  некоторая константа, которая должна быть выбрана при постановке задачи.

Соответствующий тензор энергии-импульса будет выглядеть следующим образом:

$$T_i^k = \varepsilon \left\{ \partial_i \phi \partial^k \phi + \partial_i \chi \partial^k \chi - \delta_i^k \left[ \frac{1}{2} \partial_j \phi \partial^j \phi + \frac{1}{2} \partial_j \chi \partial^j \chi - V(\phi, \chi) \right] \right\} \quad (4)$$

### Плоские решения

Мы будем искать статические решения уравнений (1) и (2) для доменной метрики:

$$ds^2 = a^2(x)(dt^2 - dy^2 - dz^2) - dx^2, \quad (5)$$

где  $a(x)$  является метрической функцией, зависящей только от координаты  $x$ . Эта метрика описывает доменную стенку. Используя (2) - (4) (при  $\varepsilon = -1$ ), мы можем получить  $\binom{x}{x}$  и  $\binom{t}{t}$  компоненты уравнений Эйнштейна (1),

$$3 \left( \frac{a'}{a} \right)^2 = -\frac{1}{2} (\phi'^2 + \chi'^2) + V, \quad (6)$$

$$\frac{a''}{a} - \left( \frac{a'}{a} \right)^2 = \frac{1}{2} (\phi'^2 + \chi'^2). \quad (7)$$

Соответствующие полевые уравнения для скалярных полей, полученные из (2) имеют следующий вид

$$\phi'' + 3 \frac{a'}{a} \phi' = \phi [2\chi^2 + \lambda_1 (\phi^2 - m_1^2)], \quad (8)$$

$$\chi'' + 3 \frac{a'}{a} \chi' = \chi [2\phi^2 + \lambda_2 (\chi^2 - m_2^2)], \quad (9)$$

где штрих означает дифференцирование по  $x$ , и произвольная постоянная  $V_0$  выбирают следующим образом:

$$V_0 = \frac{\lambda_1}{4}(\phi_0^2 - m_1^2)^2 + \frac{\lambda_2}{4}(\chi_0^2 - m_2^2)^2 + \phi_0^2\chi_0^2, \quad (10)$$

с целью обнуления  $a'$  при  $x = 0$ . Уравнения (6) - (9) записаны в следующих безразмерных величинах:

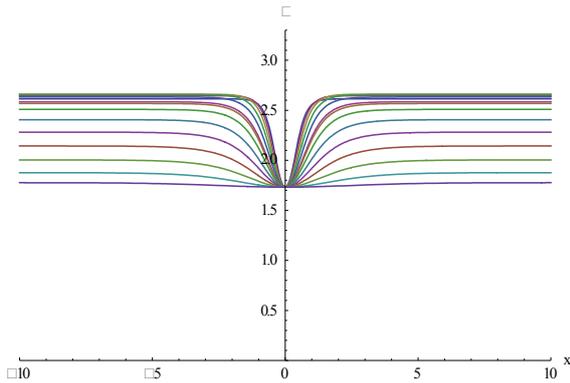
$$\frac{\chi}{\sqrt{8\pi G}}, m_{1,2} \rightarrow \frac{m_{1,2}}{\sqrt{8\pi G}}.$$

Мы решим систему уравнений. (6) – 9) со следующими граничными условиями при  $x = 0$  и  $\chi(0) = \chi_0$ , а  $\chi_0$  задавали значения от 0,1 до 1,3:

$$\begin{aligned} \phi(0) &= \sqrt{3}, & \phi'(0) &= 0, \\ a(0) &= 1.0, & a'(0) &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где условие  $a(0)$  выбирается так, чтобы удовлетворять ограничению (8) при  $x = 0$ ,  $V_0 = V(\phi(0), \chi(0))$  – значение потенциала при  $x = 0$  и постоянных самодействия  $\lambda_1 = 0,1$  и  $\lambda_2 = 1$ .

Затем, используя описанную выше процедуру для получения решения системы (6) - (9), мы получаем результаты, представленные на рис. 1-4. Как видно из рис. 1 и 2,  $\phi \rightarrow m_1$  и  $\chi \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \pm\infty$ . Это соответствует асимптотическому переходу решений в локальный минимум потенциала (1).



**Рисунок 1** – Скалярные поля  $\phi$  в модели доменной стенкой для граничных условий, заданных в уравнении (11). Нижний график соответствует значению  $\chi_0 = 0,1$ , верхний график  $\chi_0 = 1,3$ .

Плотность энергии

$$\varepsilon = T_0^0 = -\frac{1}{2}(\phi'^2 + \chi'^2) + \frac{\lambda_1}{4}(\phi^2 - m_1^2)^2 + \frac{\lambda_2}{4}(\chi^2 - m_2^2)^2 + \phi^2\chi^2 - V_0.$$

Оценим асимптотическое поведение решений. Для этой цели мы будем искать решения уравнений (8) и (9) в виде:

$$\phi = m_1 - \delta\phi, \quad \chi = \delta\chi, \quad (12)$$

где  $\delta\phi, \delta\chi \ll 1$  при  $x \rightarrow \pm\infty$ . Тогда правые части уравнений (8) и (9) выглядят следующим образом:

$$\delta\phi'' + 3\alpha\delta\phi' = 2\lambda_1 m_2^2 \delta\phi, \quad (13)$$

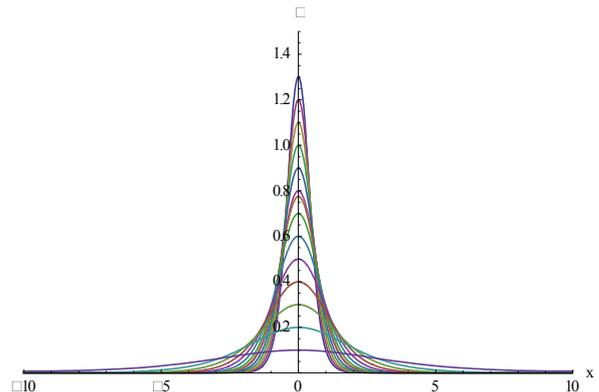
$$\delta\chi'' + 3\alpha\delta\chi' = (2m_1^2 - \lambda_2 m_2^2) \delta\chi. \quad (14)$$

В итоге получим с экспоненциально быстро затухающими решениями

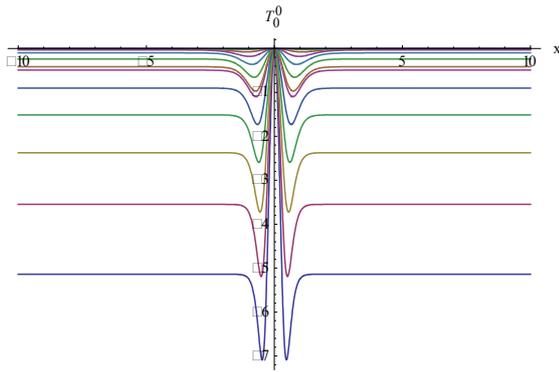
$$\delta\phi \approx C_\phi \exp \left[ -\frac{x}{2} \left( 3\alpha + \sqrt{9\alpha^2 + 8\lambda_1 m_2^2} \right) \right],$$

$$\delta\chi \approx C_\chi \exp \left[ -\frac{x}{2} \left( 3\alpha + \sqrt{9\alpha^2 + 4(2m_1^2 - \lambda_2 m_2^2)} \right) \right],$$

где  $C_\phi, C_\chi$  постоянные интегрирования.



**Рисунок 2** – Скалярные поля  $\chi$  в модели доменной стенкой для граничных условий, заданных в уравнении (11). Нижний график соответствует значению  $\chi_0 = 0,1$ , верхний график  $\chi_0 = 1,3$ .



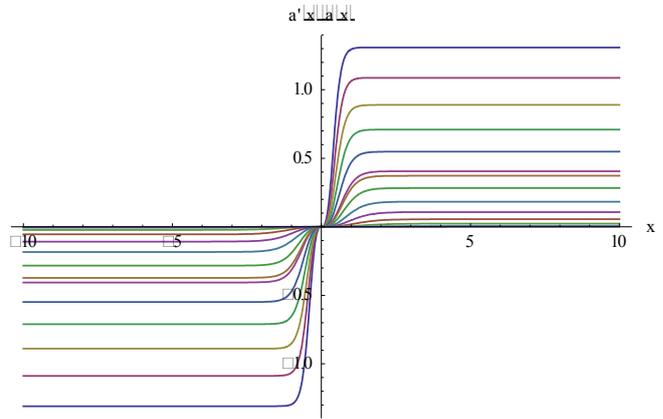
**Рисунок 3** – Графики плотности энергии  $T_0^0(r)$  при разных  $\chi_0$

Теперь мы можем оценить асимптотическое поведение  $a(x)$  из рис. 4. Мы можем видеть из уравнения (7), что правая часть асимптотически стремится к нулю и тогда решение этого уравнения

$$a \approx a_0 e^{\alpha x}, \quad (15)$$

где  $a_0$  и  $\alpha$  константы интегрирования. Это решение соответствует де Ситтеровскому решению.

Итак, мы имеем решения, которые имеют тенденцию асимптотически к локальному минимуму потенциала (3) на  $\phi = m_1$  и  $\chi = 0$ . Таким образом, асимптотически решения переходят в вакуумные, с нулевой плотностью энергии (рис. 3).



**Рисунок 4** – Метрическая функция  $a(x)$  в модели доменной стенкой. Нижний график соответствует значению  $\chi_0 = 1.3$ , верхний график  $\chi_0 = 0.1$ .

**Таблица 1** – Начальные значения  $\chi_0$  и соответствующие значения параметров  $m_1$ ,  $m_2$  для системы (8) и (9) при  $\phi_0 = \sqrt{3}$ .

№	$\chi_0$	$m_1$	$m_2$
1	0.1	1.77738370137	2.4760548119
2	0.2	1.8769082233	2.52356303198
3	0.3	2.00432183092	2.579857099085
4	0.4	2.143597496	2.64382729
5	0.5	2.281382335046	2.71582441
6	0.6	2.4060901536	2.7966059574
7	0.7	2.50880994805	2.886855163443
8	$\sqrt{0.6}$	2.568059516	2.9605752604
9	0.8	2.5847078944	2.98694126928
10	0.9	2.6333872412	3.0970042078
11	1.0	2.6575114351	3.2173381422
12	1.1	2.6606930932	3.3488717892
13	1.2	2.6459244585	3.4936637505
14	1.3	2.6148162394	3.6556162167

### Заключение

Таким образом, в этой статье мы получили семействодоменных решений в общей теории относительности, создаваемые двумя фантом-

ными скалярными полями. Для получения регулярных решений соответствующие полевые уравнения рассматривались как нелинейная задача на собственные значения для параметров  $m_1$ ,  $m_2$  и с собственными функциями  $\phi(x)$ ,

$\chi(x)$ . Полученные решения представлены в виде семейства графиков для функций  $a(x)$ ,  $\phi(x)$ ,  $\chi(x)$ . Для каждой пары собственных значений  $m_1, m_2$  рассчитана плотность энергии доменной стенкой  $T_0^0$  и по полученным данным построена зависимость этой плотности от  $\chi_0$ .

### Литература

- 1 Dzhunushaliev V., Folomeev V. 4D static solutions with interacting phantom fields// Int. J. Mod. Phys.D – 2008. – Vol.17, No. 11, 2125-2142. arXiv:0711.2840 [gr-qc].
- 2 Kibble T.W.B. Some implications of a cosmological phase transition, in: Br'ezin E., Gervais J.L. and Toulouse G., eds., Common Trends in Particle and Condensed Matter Physics: Proceedings of Les Houches Winter Advanced Study Institute, February 1980, 183–199, Published in Physics Reports – 1980. – Vol. 67. – P.183–189.
- 3 Vilenkin A. Cosmic strings and domain walls // Phys. Rep. – 1985. – Vol.121. – P. 263–315.
- 4 Coleman S. 1979, The uses of instantons, in: Zichichi A., ed., The Whys of Subnuclear Physics. Proceedings of the 1977 International School of Subnuclear Physics, Erice, Sicily, July 23–August 10. – 1977. – P.805–916. New York, Plenum Press, also reprinted in: Coleman, S. 1985. Aspects of Symmetry: Selected Erice Lectures, 265–350, Cambridge University Press, Cambridge.
- 5 Vilenkin A. Creation of universes from nothing // Phys. Lett. – 1982. – Vol. 117B. – P.25–28.
- 6 Vilenkin A. Birth of inflationary universes // Phys. Rev.D. – 1983. – Vol. 27. – P.2848–2855.
- 7 Hartle J.B. and Hawking S.W. Wave function of the Universe // Phys. Rev. D. – 1983. – Vol. 28. – P.2960–2975.
- 8 Vilenkin A. Quantum creation of universes // Phys. Rev. D. – 1984. – Vol. 30. – P.509–511.
- 9 Linde A.D. Quantum creation of the inflationary universe // Lett. NuovoCimento. – 1984. – Vol. 39. – P.401–405.
- 10 Gibbons G.W. and Hartle J.B. Real tunneling geometries and the large scale topology of the universe // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol. 42. – P.2458–2468.
- 11 Vilenkin A. Gravitational field of vacuum domain walls and strings // Phys. Rev. D. – 1981. – Vol.23. – P.852–857.
- 12 Dolgov A.D. and Khriplovich I.B. Does a static solution exist for a gravitating planar wall?// Gen. Relativ. Gravit. – 1989. – Vol. 21. – P.13–16.
- 13 Vilenkin A. Gravitational field of vacuum domain walls // Phys. Lett. – Vol.133B. – P. 177–179.
- 14 Iperser J.R. and Sikivie P. 1984, Gravitationally repulsive domain wall // Phys. Rev. D. – 1983. – Vol. 30. – P.712–719.
- 15 Iperser J.R. Repulsive and attractive planar walls in general relativity // Phys. Rev. D. – 1984. – Vol.30. – P.2452–2456.

### References

- 1 Dzhunushaliev V., Folomeev V. 4D static solutions with interacting phantom fields// Int. J. Mod. Phys. D – 2008. – Vol.17, No. 11, 2125-2142. arXiv:0711.2840 [gr-qc].
- 2 Kibble T.W.B. Some implications of a cosmological phase transition, in: Br'ezin E., Gervais J.L. and Toulouse G., eds., Common Trends in Particle and Condensed Matter Physics: Proceedings of Les Houches Winter Advanced Study Institute, February 1980, 183–199, Published in Physics Reports vol. 67, 183–189 (1980).
- 3 Vilenkin A. Cosmic strings and domain walls, Phys. Rep. 1985, 121, 263–315.
- 4 Coleman S. 1979, The uses of instantons, in: Zichichi A., ed., The Whys of Subnuclear Physics. Proceedings of the 1977 International School of Subnuclear Physics, Erice, Sicily, July 23–August 10, 1977, 805–916, New York, Plenum Press, also reprinted in: Coleman, S. 1985. Aspects of Symmetry: Selected Erice Lectures, 265–350, Cambridge University Press, Cambridge.
- 5 Vilenkin A. Creation of universes from nothing, Phys. Lett. 117B, 1982, 25–28.
- 6 Vilenkin A. Birth of inflationary universes, Phys. Rev. D 27, 1983, 2848–2855.
- 7 Hartle J.B. and Hawking S.W. Wave function of the Universe, Phys. Rev. D 28, 1983, 2960–2975.
- 8 Vilenkin A. Quantum creation of universes, Phys. Rev. D 30, 1984, 509–511.
- 9 Linde A.D. Quantum creation of the inflationary universe, Lett. NuovoCimento 39, 1984, 401–405.
- 10 Gibbons G.W. and Hartle J.B. Real tunneling geometries and the large scale topology of the universe, Phys. Rev. D 42, 1990, 2458–2468.
- 11 Vilenkin A. Gravitational field of vacuum domain walls and strings, Phys. Rev. D 23, 1981, 852–857.
- 12 Dolgov A.D. and Khriplovich I.B. Does a static solution exist for a gravitating planar wall?, Gen. Relativ. Gravit. 21, 1989, 13–16.
- 13 Vilenkin A. Gravitational field of vacuum domain walls, Phys. Lett. 133B, 177–179.
- 14 Iperser J.R. and Sikivie P. 1984, Gravitationally repulsive domain wall, Phys. Rev. D 30, 1983, 712–719.
- 15 Iperser J.R. Repulsive and attractive planar walls in general relativity. Phys. Rev. D 30, 1984, 2452–2456.

Дьячков В.В., Бияшева З.М.,  
Комаров А.А., Зарипова Ю.А.,  
Шакиров А.Л., Юшков А.В.,  
Хамдиева О.Х., Сысоев В.А.

**Экспериментальное обнаружение  
четырёхсуточных вариаций эманации радона, вызываемых фазами луны**

Dyachkov V.V., Biyasheva Z.M.,  
Komarov A.A., Zaripova, Y.A.,  
Shakirov A.L., Yushkov A.V.,  
Hamdieva O.H., Sysoev V.A.

**Experimental detection of the four-day variations of radon emanation caused by moon phases**

Дьячков В.В., Бияшева З.М.,  
Комаров А.А., Зарипова Ю.А.,  
Шакиров А.Л., Юшков А.В.,  
Хамдиева О.Х., Сысоев В.А.

**Ай фазаларымен туындатылған  
төрт күндік радон  
эманацияларының вариациясын  
тәжірибелік анықтау**

Впервые были обнаружены и измерены четырехсуточные вариации эманации почвенного радона. По результатам измерений подтверждена, хорошо известная в мировой литературе, закономерность – подчинение объемной активности радона барометрической формуле. Также найдена корреляция сейсмических пиков магнитуды землетрясений с пиками активности радона. В условиях сейсмоопасных зон и, в частности, в горных районах Казахстана, проблема краткосрочного прогнозирования землетрясений и исследования тектонических процессов является весьма актуальной. Однако, по мнению авторов, в настоящее время вопрос о надежном краткосрочном прогнозировании землетрясений все еще остается открытым. Сделан вывод о возможной зависимости корреляции эманации радона не только от землетрясений, но и от «лунных приливов», то есть от поднятий почвы за счет гравитации Луны.

**Ключевые слова:** активность радона, эманация, временные вариации, барометрическая закономерность.

For the first time four diurnal variations of radon emanation from soil were found and measured. By results of measurements it is confirmed, well-known in the world literature, regularity – submission of volume activity of radon to barometric formula. Correlation of seismic peaks of magnitude of earthquakes with peaks of activity of radon is also found. In seismic hazard zones and, in particular, in mountain areas of Kazakhstan, the problem of short-term earthquake prediction and research of tectonic processes are highly relevant. However, according to the authors, the question of short-term earthquake prediction is still open. The conclusion about the possible dependence of the correlation of radon emanation not only earthquakes, but also from "moonquakes" that is, from the uplift of the soil due to gravitation of the moon – "lunar tides" is drawn.

**Key words:** radon activity, emanation, temporary variations, barometric regularity.

Алғаш рет жердегі радонның эманациясының төрт күндік вариациясы анықталды және өлшенді. Өлшеу нәтижелері, әлемдік әдебиеттерде жақсы белгілі, барометрлік формулаға радонның көлемді белсенділігіне бағыну заңдылығын растады. Сонымен бірге, радон белсенділік шыңдарымен магнитуданың жер сілкінулердің сейсмикалық шыңдарының корреляциясы табылды. Сейсмологиялық қауіпті аймақтар шарттарында, Қазақстанның таулы аудандарында, жер сілкінісін қысқа мерзімде болжау және тектоникалық процестерді зерттеу өзекті мәселе болып табылады. Дегенмен, авторлар көзқарасы бойынша, қазіргі уақытта жер сілкінісін қысқа мерзімде анық болжау сұрағы әлі де ашық болып қалды, Жер сілкіністерінен радон эманацияның корреляциясына мүмкін болатын тәуелділігімен қатар, «Айлық көтерілу», яғни Ай гравитациясының есебінен топырақтың көтерілуінен нәтиже жасалынды.

**Түйін сөздер:** радонның белсенділігі, эманациясы, уақытша вариациялар, барометрлік заңдылық.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ЧЕТЫРЕХСУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЙ ЭМАНАЦИИ РАДОНА, ВЫЗЫВАЕМЫХ ФАЗАМИ ЛУНЫ

### Введение

Эманация почвенного радона и особенности вариаций ее временных и пространственных топологий являются прецизионным инструментом для измерений размеров и формы тектонических разломов, обнаружения промышленных химических и несанкционированных подземных ядерных взрывов, идентификации магнитуд естественных землетрясений [1-3]. В основном, до настоящего времени эти особенности использовались лишь с целью поиска предвестников землетрясений [4-8]. В настоящей работе впервые сообщается об обнаружении новых 4-дневных гармонических вариаций эманации почвенного радона. Поиск теоретического объяснения обнаруженного феномена привел авторов статьи к обнаружению корреляции интенсивности эманации (эксхалляции) с фазами Луны.

Впервые существование зависимости между эманацией радона и землетрясениями было четко показано в работе [6], в которой обнаружена связь между изменением атмосферного радона у поверхности Земли в течение дня и локальной сейсмичностью на западе Японии. Исследование связи сейсмоактивности и вариаций эманации радона были показаны во многих мировых литературных источниках [7, 8]. Однако, по мнению авторов, в настоящее время вопрос о надежном краткосрочном прогнозировании землетрясений все еще остается открытым. Это связано с тем, что основная проблема использования вариаций эманации радона как предвестника землетрясений заключается в том, что не всякое значимое изменение в поведении радона сопровождается последующим значимым землетрясением и, наоборот, не всякому значимому землетрясению предшествует соответствующее изменение в поведении эманации радона. Такая проблема, скорее всего, возникает вследствие редкого покрытия сейсмоопасных районов пунктами наблюдения. Таким образом, не всегда удается обнаружить существующие вариации эманации радона как предвестника землетрясения, тем более что искомые предвестники эманации накладываются на известные периодические вариации радона (суточные, сезонные, глобальные).

В условиях сейсмоопасных зон и, в частности, в горных районах Казахстана, проблема краткосрочного прогнозирования землетрясений и исследования тектонических процессов является весьма актуальной. В настоящей работе впервые экспериментально обнаружены, измерены и определены периодические 4-х дневные вариации эманации почвенного радона. Интерпретация обнаруженного феномена в настоящей статье увязана с гравитационным взаимодействием Земли с ближним и дальним космосом, в частности, в сравнении с фазами Луны.

### Методика измерений

Измерения проводились электронной радиометрической аппаратурой – радиометром радона и его дочерних продуктов распада (ДПР) «РАМОН-02А». Он предназначен для автоматического мониторинга содержания эквивалентной равновесной объемной активности (ЭРОА) радона Rn-222 в воздухе жилых и производственных помещений, а также в атмосферном воздухе. Этот прибор производит измерения ЭРОА радона в диапазоне от 4 до  $5 \cdot 10^5$  Бк/м<sup>3</sup>. В нем применяется альфа-спектрометрический метод измерения, а в качестве фильтрующего материала установлена абсорбирующая лента, рассчитанная не менее чем на три тысячи измерений. Один из радиометров был расположен на втором этаже здания, другой – в подвальном помещении. Измерения проводились в течение месяца с периодичностью 2 часа. Параллельно был произведен мониторинг землетрясений за этот же период времени.

### Результаты эксперимента

На рисунке 1 дана зависимость активности радона от времени в масштабе, удобном для изучения суточных вариаций и выявления эффекта «день-ночь». Из рисунка 1 отчетливо виден искомый эффект, который уже достоверно изучен в мировой литературе [1, 3]. Там же даны данные сейсмических наблюдений, из ко-

торых можно сделать некоторые выводы о внесении сейсмичности определенного воздействия на эффекты в эманации – «день-ночь». Магнитуды землетрясений взяты с официального сайта Института Сейсмологии (г. Алматы) [9].

На рисунке 2 представлены те же экспериментальные данные, что и на рисунке 1, только в масштабе, удобном для выявления более долговременных, чем суточные, вариаций. Впервые нам удалось обнаружить 4-х-суточные вариации (рисунок 2).

Из рисунков 1 и 2 отчетливо видна еще одна закономерность, хорошо известная в мировой литературе [1] – подчинение объемной активности радона в открытой атмосфере барометрической закономерности в виде

$$p = p_0 \exp \left[ -Mg \frac{h - h_0}{RT} \right], \quad (1)$$

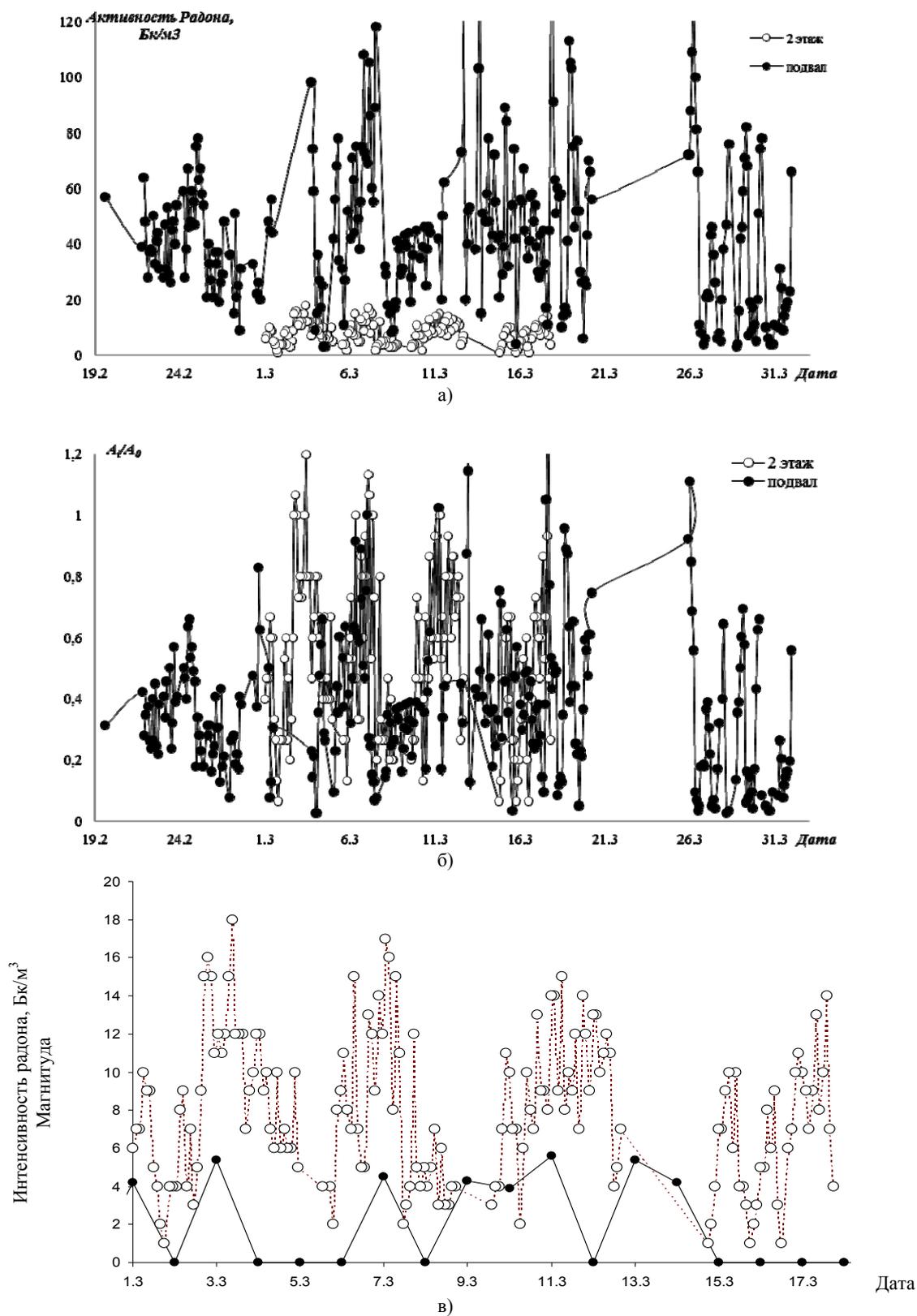
где  $p$  – давление газа в слое, расположенном на высоте  $h$ ,  $p_0$  – давление на нулевом уровне ( $h = h_0$ ),  $M$  – молярная масса газа,  $R$  – газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура. Из барометрической формулы следует, что концентрация молекул  $n$  (или плотность газа) убывает с высотой по тому же закону

$$n = n_0 \exp \left[ -Mg \frac{h - h_0}{RT} \right], \quad (2)$$

где  $M$  – молярная масса газа,  $R$  – газовая постоянная. Из формул (1), (2) следует также экспоненциальный спад активности радона  $A$  с высотой  $h$

$$A = A_0 \exp \left[ -Mg \frac{h - h_0}{RT} \right], \quad (3)$$

где  $A_0$  – активность радона на дневной поверхности. Закономерность (3) отчетливо видна при сравнении ЭРОА подвала и второго этажа (рисунок 1а).



а) в реальном масштабе; б) в относительных единицах для измерений на высотах: – 3м (подвал), + 6 м (2 этаж);  
в) корреляция эманации радона (светлые точки) с магнитудами землетрясений (темные точки)

**Рисунок 1 – Зависимость активности радона от времени:**

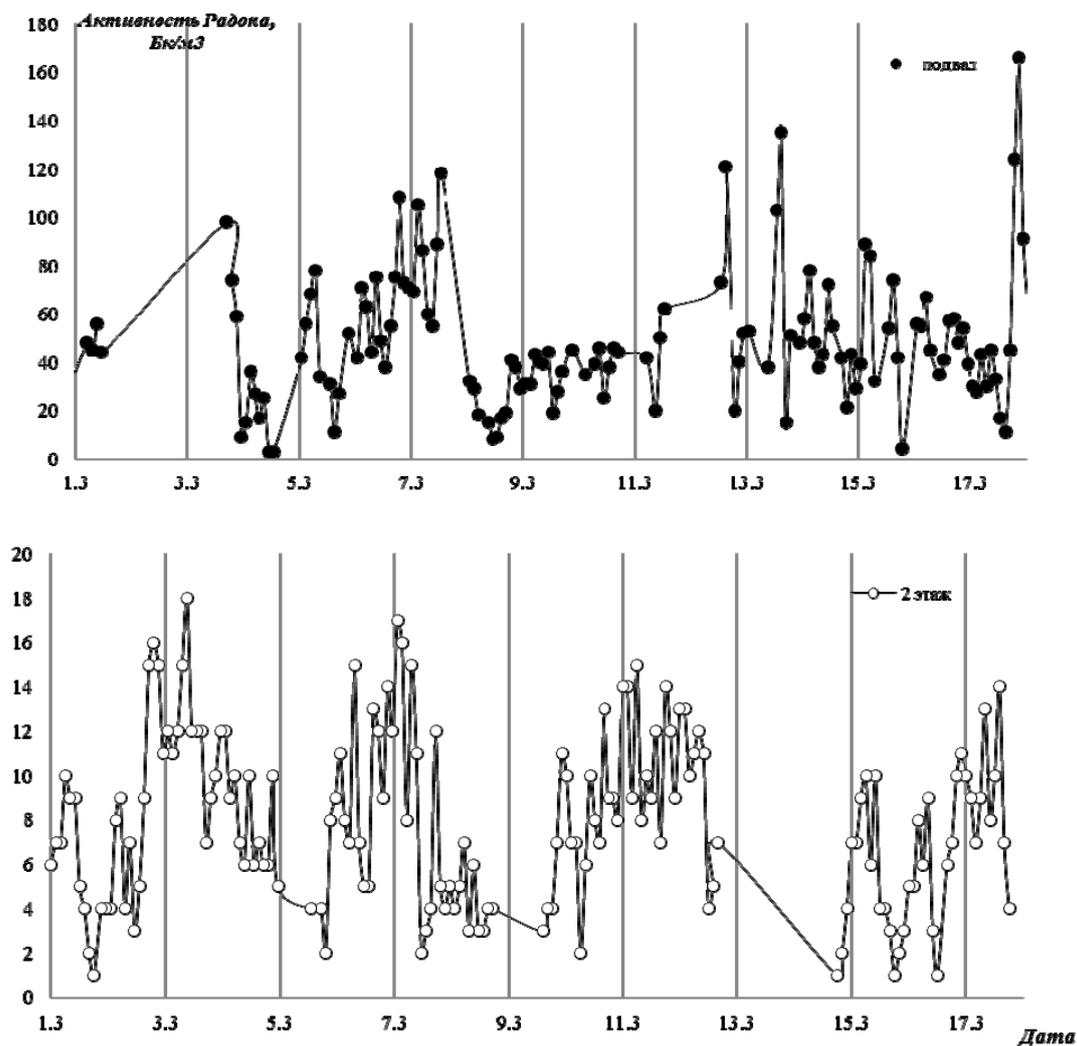
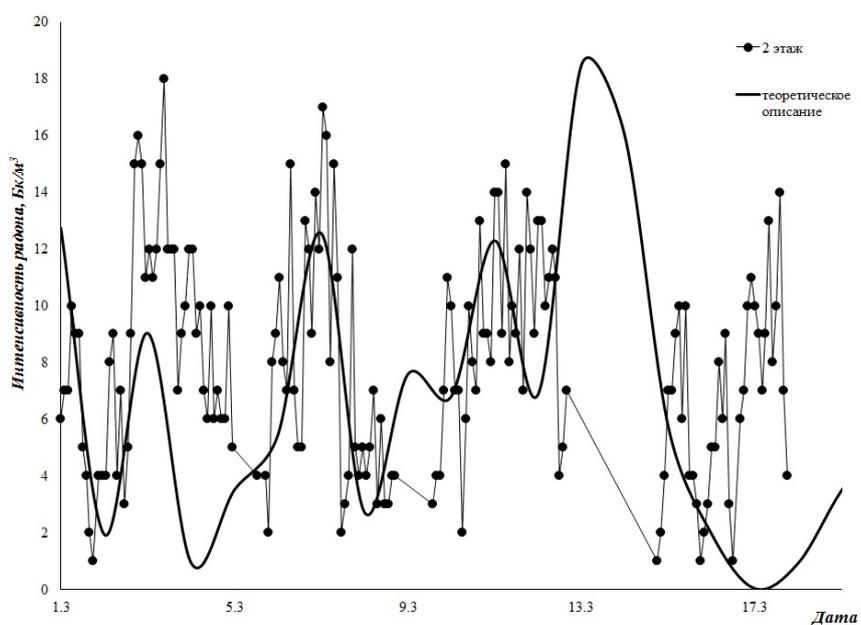


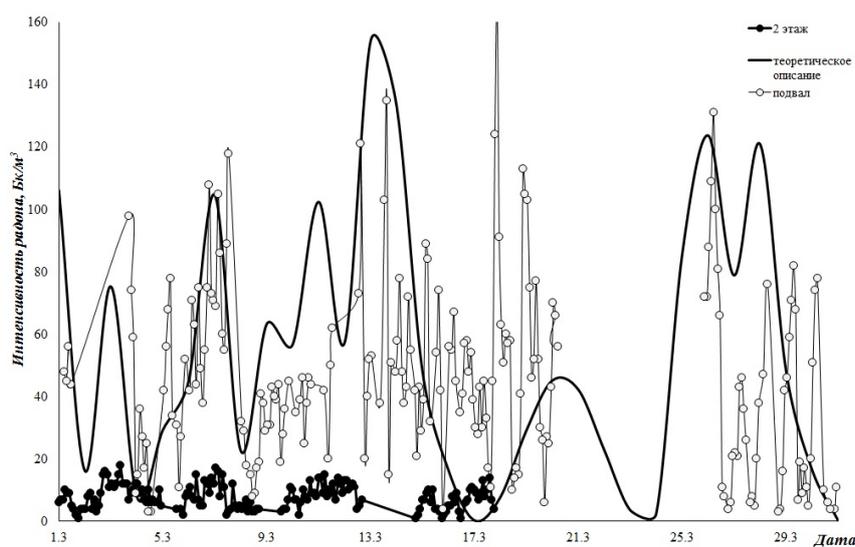
Рисунок 2 – Результаты измерений 4-суточных временных вариаций в период с 1 по 18 марта

На рисунке 3 даны результаты сейсмических наблюдений, из которых напрашивается один любопытный вывод. А именно, обнаруживается корреляция сейсмических пиков с пиками активности радона, которая, в свою очередь, наводит на мысль, что регистрируемые сейсмособы-

тия не являются землетрясениями в обычном понимании их природы, а являются «лунными приливами», то есть поднятиями почвы за счет гравитации Луны, при прохождении Луны над точкой наблюдения.



а)



б)

**Рисунок 3** – Теоретическое описание гравитационного эффекта в эманации и эксхалляции активности радона при прохождении Луны над точкой наблюдения в геометриях – 1) над точкой наблюдения и в точке антипода (сизигийные приливы); 2) точка расположения Луны перпендикулярна оси «Земля – Солнца» (квадратурные приливы): а) высота наблюдения +6 метров; б) высота наблюдения – 3 метра

### Теория вариаций эманации

Релятивистские уравнения эволюционного движения пробного гравитирующего тела ( $m$ ) в

поле центрального вращающегося гравитационного тела ( $m_0$ ) в представлении векторных элементов  $\vec{M}$  (момент импульса) и  $\vec{A}$  (вектор Лапласа) с учетом приливного потенциала имеют вид

$$\dot{\vec{M}} = \vec{M}_{rel} + \vec{M}_{tid} + \vec{M}_{rel+tid} = (M_{rel} + M_{tid})\vec{e}_M + [(\vec{\Omega}_{rel} + \vec{\Omega}_{tid} + \vec{\Omega}_{rel+tid}) \times \vec{M}], \quad \vec{e}_M = \frac{\vec{M}}{M} \quad (4)$$

$$\dot{\vec{A}} = \dot{\vec{A}}_{rel} + \dot{\vec{A}}_{tid} + \dot{\vec{A}}_{rel+tid} = (\dot{A}_{rel} + \dot{A}_{tid})\vec{e}_A + [(\vec{\Omega}_{rel} + \vec{\Omega}_{tid} + \vec{\Omega}_{rel+tid}) \times \vec{A}], \quad \vec{e}_M = \frac{\dot{\vec{A}}}{A} \quad (5)$$

Гравитационный потенциал центрального поля обычно записывается как

$$U = \frac{\gamma m_o}{r} + U_{tid}, \quad (6)$$

где выражение для внешнего приливного потенциала  $U_{tid}$  центрального вращающегося тела в произвольной точке пространства

$$U_{tid} = \frac{\gamma m_o}{R_o} \sum_{n=2} \left(\frac{R_o}{r}\right)^{n+1} \left(\frac{R_o}{r'}\right)^{n+1} k_n P_n(\cos \varepsilon), \quad (7)$$

где  $R_o$  – радиус центрального тела в приближении его сферичности;  $r$  – радиальная координата радиуса – вектора  $\vec{r}$  пробного тела;  $r'$  – радиальная координата радиуса – вектора  $\vec{r}'$ , определяющего величину приливного потенциала;  $\varepsilon$  – угол между  $\vec{r}$  и осью симметрии центрального тела в текущий момент времени;  $k_n$  – безразмерный коэффициент (число Лява), зависящий от физических свойств центрального тела (для системы Земля – Луна  $k_n \sim 10^{-1}$ ).

Специально разработанная нами программа вычисляет, как односуточные вариации, образуемые разностью давления «почвы-воздух» в результате нагрева почвы в течение дня и ее остывания в течение ночи, так и многосуточные вариации, возникающие в следствие гравитационных взаимодействий Земли с ближним и дальним космосом. Отдельное приложение программы учитывает, что на суточные вариации («день-ночь») накладываются дополнительные экстремумы, по-видимому, связанные с особенностями погодных условий (дождь, жара, влажность, снежный покров и т.п.).

Спецпрограмма рассчитывает гравитационное влияние движения Луны, вызывающее приливные и отливные эффекты в почве. За счет этого почвенный радон, закупоренный в порах почвы, вырывается в свободную атмосферу. Из рисунка 2 отчетливо видна модуляция суточных

вариаций 4-х-суточными вариациями. На рисунке 3 представлена временная топология эманации и эксхалации радона, вызванная суммарным воздействием всех, указанных выше, факторов.

### Заключение

На рисунке 4 дана зависимость регистрируемой амплитуды временной топологии активности радона в максимумах соответствующих спектров от магнитуды коррелированных по времени землетрясений. Видно, что хаотический фон активности радона от нуля до 3-х баллов коррелированных землетрясений сменяется на линейную закономерность для больших магнитуд (рисунок 4). Это вселяет надежду найти предвестники средних и больших землетрясений по эманации радона.

Для этого необходимо найти механизмы более ускоренного движения эманации из больших глубин литосферы в приповерхностный слой атмосферы, чем обычная диффузия радона по различным грунтам. Нами последовательно проверяется идея найти такой ускоренный механизм на тектоническом разломе, а еще лучше – на пересечении глобальных или региональных тектонических разломов, таких которые указаны на рисунке 5.

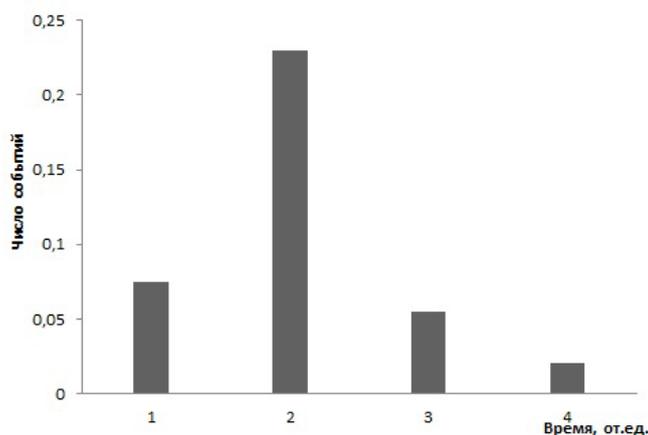


Рисунок 4 – Линейная зависимость эманации активности радона от магнитуды землетрясения

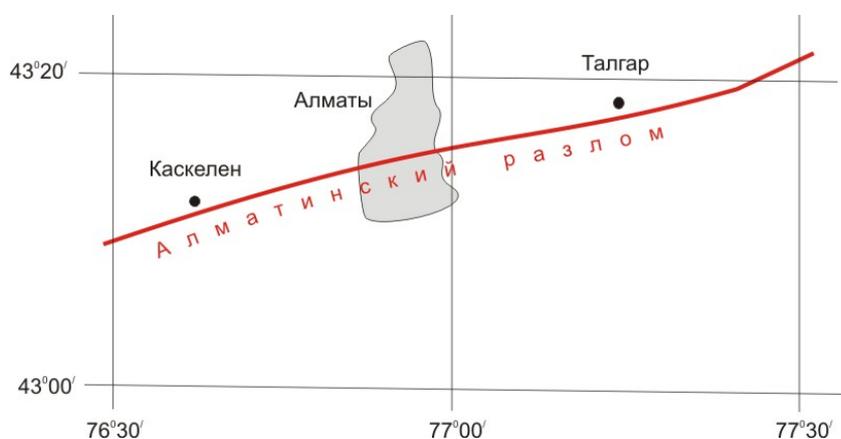


Рисунок 5 – Карта-схема тектонических разломов Алматинской области

На рисунке 5 дана карта-схема тектонических разломов, проходящих по территории г. Алматы и Алматинской области. Движение литосферных плит в какой-то момент их внутреннего движения может совпасть с фазами Луны или Солнца, которые могут действовать как точки бифуркации на момент сильной подвижки литосферной плиты. Тогда известные вариации

могут изменить свою форму и послужить предвестниками землетрясений.

*Статья подготовлена в рамках грантового финансирования научных исследований по теме: «Исследование радоновой опасности населения путем измерений вертикальной, горизонтальной и временной топологии эманации и ее аккумулярования в биологических объектах».*

#### Литература

- 1 Севостьянов В.Н. Проблема радонобезопасности в Казахстане. – Алматы: КазгосИНТИ, 2004. – 212 с.
- 2 Севостьянов В.Н., Абеленцев В.В. Техника радонометрии и ее приложения. – Алматы: НК НТИ, 2010. – 66 с.
- 3 Такибаев Ж.С., Юшков А.В., Севостьянов В.Н., Потребеников Г.К., Канашевич В.И. и др. Обнаружение явления техногенной микросейсмической стимуляции эманации радона из земной коры // Вестник КазГУ. Серия экологическая. – 2000. – №1-2(6-7). – С.6-13.
- 4 Косянчук О.Н. Возможность использования динамики эксхалляции радона как надежного индикатора сейсмической активности // Молодой учёный. — 2011. —Т.1, №11. — С. 53-55.
- 5 Войтов Г.И., Попов Е.А. Геохимический прогноз землетрясений. // Природа. – 1989. – №12. – Р.60-64.
- 6 Okada S. Time variation of the atmospheric radon content near ground surface with relation to some geophysical phenomena, University of Kyoto // Memoir of College of Science. – 1956. – Vol. 28. – P. 99-115.

7 Outkin V.I., Yurkov A.K., Kridashev S.V. Dynamics of radon concentration in soil for predicting earthquakes. – Proc. Third Eurosymposium on Protection against radon, Liege, 10-11 May 2001. – P.137-141.

8 Heiko Woith, Asaf Pekdeger, Georg Matthes, Wolfgang Enge. Spatial and temporal variations of radon in ground air and ground water within the Mudurnu Valley, NW-Turkey : a contribution to the Turkish-German Joint Project on Earthquake Research (Scientific Technical Report; 96/06)

9 <http://some.kz/index.php?p=card&outlang=1&oid=9>

#### References

1 Sevostyanov V.N. Problema radonobezопасnosti v Kazahstane. – Almaty: KazgosINTI, 2004. – 212 s.

2 Sevostyanov V.N., Abelenov V.V. Tehnika radonometrii i ee prilozheniya. – Almaty: NC NTI, 2010. – 66 s.

3 Takibaev Zh.S., Yushkov A.V., Sevostyanov V.N., Potrebenikov G.K., Kanashevich V.I. i dr. Obnaruzhenie yavleniya tehnoгенной mikroсеismicheckoy stimulyacii emanacii radona iz zemnoy kory // Vestnik KazGU. Seriya ekologich. – 2000. – №1-2(6-7). – S.6-13.

4 Kosyanchuk O. N. Vozmozhnost ispolzovaniya dinamiki ekshalyacii radona kak nadezhnogo indikatora seismicheckoy aktivnosti // Molodoy uchenyy. — 2011. — T.1, №11. — S. 53-55.

5 Voytov G.I., Popov E.A. Geohimicheskiy prognoz zemletryaseniy. Priroda. 1989. №12.S60-64.

6 Okade S. Time variation of the atmospheric radon content near ground surface with relation to some geophysical phenomena, University of Kyoto // Memoir of College of Science. – 1956. – Vol. 28. – P. 99-115.

7 Outkin V.I., Yurkov A.K., Kridashev S.V. Dynamics of radon concentration in soil for predicting earthquakes. – Proc. Third Eurosymposium on Protection against radon, Liege, 10-11 May 2001. – P.137-141.

8 Heiko Woith, Asaf Pekdeger, Georg Matthes, Wolfgang Enge. Spatial and temporal variations of radon in ground air and ground water within the Mudurnu Valley, NW-Turkey : a contribution to the Turkish-German Joint Project on Earthquake Research (Scientific Technical Report; 96/06)

9 <http://some.kz/index.php?p=card&outlang=1&oid=9>.

## МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

### 1-бөлім      Раздел 1 Плазма физикасы      Физика плазмы

<i>Рамазанов Т.С., Молдабеков Ж.А., Габдуллин М.Т.</i> Эффективные потенциалы взаимодействия частиц неидеальной двухтемпературной плотной плазмы.....	4
<i>Усенов Е.А., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Данияров Т.Т., Рамазанов Т.С.</i> Электрические и оптические свойства диэлектрического барьерного разряда.....	12
<i>Zhukeshov A.M., Pak S.P., Gabdullina A.T., Amrenova A.U., Shigayeva G.G.</i> Structure and microhardness of iron alloys after pulse plasma flows processing.....	18

### 2-бөлім      Раздел 2 Жылу физикасы және      Теплофизика и теориялық жылу техникасы      теоретическая теплотехника

<i>Аскарова А., Болегенова С., Гороховский М., Туякбаев А., Оспанова Ш., Нугыманова А., Манабаева Р.</i> Компьютерное моделирование процессов дисперсии и горения жидких топлив при высокой турбулентности.....	28
<i>Аскарова А.С., Болегенова С.А., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Ергалиева А.Б., Габитова З.Х., Боранбаева А.Е.</i> Исследование характеристик теплообмена при горении пылеугольного факела в топочной камере котла БКЗ-160 Алматинской ТЭЦ-3 .....	36
<i>Молдабекова М.С., Әсембаева М.К., Мукамеденқызы В., Абдулаева Ә.Б.</i> Құрамында пропаны болатын үшкомпонентті газ қоспасындағы механикалық тепе-теңдіктің орнықсыздығын Стефан-Максвелл әдісімен зерттеу .....	44
<i>Нұрмаханов Н., Қалахмет А.Б., Иқласова С., Әсембаева М.Қ.</i> Н <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> +CH <sub>4</sub> газ жүйесіндегі метанның эффективтік диффузия коэффициентінің температуралық және концентрациялық тәуелділігі .....	50
<i>Төлеуов Ғ., Есім Н.Б., Зейнегабиден Б.К., Байғалиқызы Б.</i> Шекаралық қабатының кіші бастапқы қалыңдығы бар ағыншаға эсер етуін зерттеу .....	56
<i>Исатаев М.С., Есеналиева А., Омаралина А., Молдабекова Д., Сейдулла Ж.К.</i> О характерной частоте пульсаций скорости в конце начального участка струи .....	62
<i>Исатаев М.С., Омаралина А., Есеналиева А., Молдабекова Д., Шалбаева Ж.</i> Влияния интенсивности турбулентности набегающего потока на теплоотдачу круглого цилиндра в канале .....	66
<i>Төлеуов Ғ., Қалқанова М., Сейдулла Ж.Қ.</i> Осесимметриялық ағынның бастапқы және соңғы бөліктеріне ағыстың периодтық құрылымның әсері .....	70

### 3-бөлім      Раздел 3 Конденсирленген күй физикасы және      Физика конденсированного состояния материалтану проблемалары      и проблемы материаловедения

<i>Өтепов Е.Б., Баст Ю., Беркинбаева А.С., Мадижанова А.Т., Нұрғалиев А.Қ.</i> Темір негізіндегі нанокұрылымды жабындысымен қорытпалардың диссипативті қасиеттерін зерттеу.....	76
<i>Наривский А.Э., Яр-Мухамедова Г.Ш.</i> Влияние легирующих элементов и структурной гетерогенности стали AISI 321 на селективное растворение металлов из питтингов.....	86
<i>Мукашев К.М., Яр-Мухамедова Г.Ш., Мурадов А.Д.</i> Радиационная повреждаемость сплавов Ti-Ge и аннигиляция позитронов.....	98

---

*Ускенбаева А.М., Шамельханова Н.А.*

К применению фуллереновой черни в качестве наномодификатора чугунов..... 106

**4-бөлім      Раздел 4**  
**Теориялық физика.      Теоретическая физика.**  
**Астрофизика      Астрофизика**

*Уразалина А.А., Джунушалиев В.Д.*

Доменные стенки как регулярные решения в ОТО, созданные двумя фантомными скалярными полями..... 114

*Дьячков В.В., Бияшева З.М., Комаров А.А., Зарипова Ю.А., Шакиров А.Л., Юшков А.В., Хамдиева О.Х., Сысоев В.А.*

Экспериментальное обнаружение четырехсуточных вариаций эманации радона, вызываемых фазами луны ..... 120

---

## CONTENTS

### Section 1 Plasma Physics

<i>Ramazanov T.S., Moldabekov Zh.A., Gabdullin M.T.</i> The effective potentials of interactions of a non-ideal non-isothermal dense plasma.....	4
<i>Usenov Y.A., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Daniyarov T.T., Ramazanov T.S.</i> Investigation of electrical and optical properties of dielectric barrier discharge.....	12
<i>Zhukeshov A.M., Pak S.P., Gabdullina A.T., Amrenova A.U., Shigayeva G.G.</i> Structure and micro hardness of iron alloys after pulse plasma flows processing.....	18

### Section 2 Thermal physics and theoretical thermal engineering

<i>Askarova A., Bolegenova S., Gorokhovski M., Tuyakbaev A., Ospanova Sh., Nugymanova A., Manabayeva P.</i> Computer simulation of dispersion and combustion processes of liquid fuels at high turbulence.....	28
<i>Askarova A., Bolegenova S.A., Bolegenova S., Maximov V., Yergaliyeva A., Gabitova Z., Boranbaeva A.</i> Investigation of heat transfer characteristics when burning the coal-dust torch in the combustion chamber of the boiler BKZ-160 Almaty CHP-3.....	36
<i>Moldabekova M.S., Asembayeva M.K., Mukamedenkyzy V., Abdulayeva A.B.</i> The study of instability of mechanical equilibrium in three-component gas mixture containing propane by the method of Stefan-Maxwell .....	44
<i>Nurmahanov N., Kaliakhmet A.B., Iklasova S., Asembayeva M.K.</i> Temperature and concentration dependence of the effective diffusion coefficient of methane in the gas system H <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> +CH <sub>4</sub> .....	50
<i>Toleyov G., Esim N., Zeinegabiden B., Baigalikyzy B.</i> The study on the jets with small initial boundary layer thickness.....	56
<i>Isatayev M.S., Esenalieva A., Omaralina A., Moldabekova D., Sejdulla Zh.K.</i> The characteristic pulse frequency velocity at the end of the initial section jet.....	60
<i>Isatayev M.S., Omaralina A., Esenalieva A., Moldabekova D., Shalbaeva Zh.</i> Influence of intensity of free-stream turbulence on heat transfer from circular cylinder in a channel.....	66
<i>Toleuov G., Kalkanova M., Sejdulla Zh.K.</i> Effect of periodic structures on the course of the initial and final sections axisymmetric jet.....	70

### Section 3 Condensed matter physics and materials science problems

<i>Uteпов E.B., Bast J., Berkinbayeva A.S., Madizhanova A.T., Nurgaliyev A.K.</i> Research of dissipative properties of alloys on the basis of iron with a nanostructural covering.....	76
<i>Narivskiy A.E., Yar-Mukhamedova G.Sh.</i> Influence alloying elements and steel AISI 321 structural heterogeneity on the selective dissolution of metals from pitting .....	86
<i>Mukhashev K.M., Yar-Mukhamedova G.S., Muradov A.D.</i> Radiation damage alloys Ti-Ge and positron annihilation.....	98
<i>Uskenbayeva A.V., Shamelkhanova N.A.</i> The application of fullerene black as nanomodifier for cast iron .....	106

---

**Section 4**  
**Theoretical Physics. Astrophysics**

*Urazalina A., Dzhunushaliev V.*  
Domain wall as regular solutions in GR with two phantom scalar fields ..... 114

*Dyachkov V.V., Biyasheva Z.M., Komarov A.A., Zaripova, Y.A., Shakirov A.L., Yushkov A.V., Hamdieva O.H., Sysoev V.A.*  
Experimental detection of the four-day variations of radon emanation caused by moon phases ..... 120