

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

№2 (57)

Алматы
«Қазақ университеті»
2016



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (57)

ISSN 1563-034X
Индекс 75877; 25877



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

Куәлік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

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)



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

Гүльмира Шаккозова

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген:

Айгүл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші

Мөлдір Өміртақызы

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Moldir.Omirtaikyzy@kaznu.kz

ИБ №9403

Басуға 25.04.2016 жылы қол қойылды.

Пішімі 60x84 ¹/₈. Көлемі 9,8 б.т. Офсетті қағаз.

Сандық басылыс. Тапсырыс №1460. 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
**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

Раздел 1
**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

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

Аскарова А.С.,
Болегенова С.А.,
Максимов В.Ю.,
Алдиярова А.Н.

**3D-моделирование процессов
образования вредных
компонентов при сжигании
пылеугольной пыли в объеме
топочной камеры котла БКЗ-75
Шахтинской ТЭЦ**

Исследование направлено на изучение образования вредных компонентов при сжигании пылеугольной пыли в объеме топочной камеры котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ. На основе численного решения системы уравнений конвективного теплопереноса, с учетом кинетики химических реакций, двухфазности течения, нелинейных эффектов конвективного и радиационного теплообмена и методов трехмерного моделирования, необходимо выявить формирования угарного газа СО по всему объему топочной камеры, в ее основных сечениях и на выходе из нее. Результаты исследований будут использованы для выработки рекомендаций по оптимизации существующих технологий сжигания низкосортного угольного топлива казахстанских месторождений, с целью повышения эффективности процессов при сжигании топлива в реальных энергетических установках с максимально эффективным получением энергии и минимальным вредным воздействием на окружающую среду.

Ключевые слова: 3D-моделирование, геометрическое моделирование, моделирование процессов, твердое топливо, теплообмен, топочные устройства, физическая модель, вредные пылегазовые компоненты.

Askarova A.S.,
Bolegenova S.A.,
Maximov V.V.,
Aitbaeva A.N.

**3D-modeling of the formation
of harmful components the
combustion of pulverized
coal dust in the volume of the
combustion chamber of the
boiler BKZ-75 Shakhtinskaya
CHP**

The study aims to examine the formation of harmful components during the combustion of pulverized coal dust in the volume of the combustion chamber of the boiler BKZ-75 Shakhtinskaya CHP. Based on the numerical solution of the system of equations of convective heat and mass transfer, taking into account the kinetics of chemical reactions, two-phase flow, nonlinear effects of convection and radiation heat transfer methods and three-dimensional modeling, it is necessary to identify the formation of carbon monoxide gas throughout the volume of the combustion chamber, in its main sections and at the exit. The research results will be used to generate recommendations for optimization of existing technologies for burning low-grade coal fuel to Kazakhstani fields, with the aim of improving process efficiency by burning fuel in real power plants with the most efficient energy and minimal harmful impact on the environment.

Key words: the 3D-modeling, geometrical modeling, modeling of processes, solid fuel, heat mass exchange, furnace devices, physical model, harmful dust and gas components.

Асқарова Ә.С.,
Бөлегенова С.Ә.,
Максимов В.Ю.,
Алдиярова Ә.Н.

**Шахтинск ЖЭО-ның БКЗ-75
қазандығындағы жану
камерасының көлемінде
шаңкөмірлі отынды жаққан
кезде зиянды компоненттердің
түзілу процесін 3D- модельдеу**

Зерттеу жұмысы Шахтинск ЖЭО-ның БКЗ-75 қазандығындағы жану камерасының көлемінде шаңкөмірлі отынды жаққан кезде зиянды компоненттердің түзілуін зерттеуге бағыталған. Химиялық реакциялар кинетикасын, ағыстың екіфазалығын, конвективті және радиациялық жылуалмасудың, үш өлшемді модельдеу әдістерінің бейсызықтық әсерлерін ескере отырып, конвективті жылуалмасуында теңдеулері жүйесін сандық есептеу негізінде жану камерасының толық көлемі бойынша, оның негізгі кескіндеріндегі және одан шығысындағы СО түншықтырғыш газының түзілуін анықтау қажет. Зерттеу нәтижелері қоршаған ортаға зиянды әсерін барынша төмендете отырып, энергияны алудың максимал тиімділігін, шынайы энергетикалық қондырғыларда отынды жағу кезіндегі процестер тиімділігін арттыру мақсатында қазақстандық кен орындарының төменгі сұрыпты көмір отындарын жағуда қолданылатын технологияларды оңтайландыру бойынша ұсыныстарды әзірлеуде қолданыс табады.

Түйін сөздер: 3D – модельдеу, геометриялық модельдеу, процестерді модельдеу, қатты отын, жылу масса алмасу, жану қондырғылары, физикалық модель.

**3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ
ОБРАЗОВАНИЯ
ВРЕДНЫХ
КОМПОНЕНТОВ
ПРИ СЖИГАНИИ
ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ
ПЫЛИ В ОБЪЕМЕ
ТОПОЧНОЙ
КАМЕРЫ КОТЛА БКЗ-75
ШАХТИНСКОЙ ТЭЦ**

Введение

Многие теории и модели горения базируются на упрощенном химическом механизме, сводящем все химические процессы в пламени к одной реакции с эффективными кинетическими параметрами. Горение представляет собой процесс быстрого и полного окисления горючего вещества (уголь) кислородом, происходящий при высокой температуре и сопровождающийся выделением тепла. В топках котельных установок используются самый распространенный в природе окислитель – атмосферный воздух, 21% по объему или 23,2% по массе которого составляет кислород.

Основной является стадия горения коксового остатка, интенсивность которой определяет интенсивность сжигания топлива. Теплота сгорания коксового остатка составляет основную часть теплоты сгорания горючей массы, а стадия его сгорания является наиболее длительной из всех стадий и может занимать до 90% всего времени, необходимого для горения угля. На особенности процесса горения влияет ряд факторов: конструкция топки, концентрация кислорода воздуха, подаваемого для горения, давление, при котором происходит горение.

Детальное моделирование всех протекающих реакций (включая все промежуточные реакции) из-за больших вычислительных затрат или отсутствия информации обо всех промежуточных реакциях возможно только в простых случаях, как, например, при сгорании окиси углерода. Для процессов, моделируемых в данной работе, используется упрощенная модель, которая учитывает только реакции ключевых компонент. Использование в проекте модели интегральной реакции основано на том, что большинство химических реакций протекает в несколько этапов (ступеней), причем самый медленный этап реакции определяет скорость всей реакции [1-3].

Множество многоступенчатых реакций можно моделировать с помощью закономерностей одноступенчатых реакций, а кинетические данные при этом определяются самым медленным этапом реакции. Модель сжигания угольной пыли, используемая исполнителями, учитывает интегральные реакции окисления компонент топлива до стабильных конечных продуктов

реакции. При этом промежуточные реакции, образование и изменение неустойчивых промежуточных продуктов не учитываются [2].

Образование вредных веществ и уменьшение их выброса можно моделировать лишь с помощью реакционно-кинетических моделей, справедливых для широкого интервала температур и концентраций. Основой реакционно-кинетической модели является соответствующий механизм реакции, включающий в себя описание молекулярного протекания реакции между компонентами с учетом неустойчивых промежуточных продуктов [4-8].

Моделирование формирования угарного газа CO

Угарный газ CO формируется в результате неполного сгорания углеродсодержащих топлив. Ок-

сид углерода представляет собой продукт реакции горения летучих и выгорания коксового остатка, образование которого зависит от температуры и размера частиц. Оксид углерода из обоих источников сгорает совместно в виде гомогенной газофазной реакции. В общем случае CO может достаточно легко преобразоваться в CO₂. Однако, CO будет формироваться в больших количествах если существует недостаток кислорода, необходимого для полного сгорания, если температурный диапазон недостаточен для полного реагирования CO до CO₂, и если время нахождения в зоне горения с соответствующей температурой и достаточными содержанием кислородом для полного сгорания недостаточно [8-11].

В результате вычислительных экспериментов получены поля концентрации CO, образующегося при сжигании низкосортного энергетического топлива (рисунок 1-3).

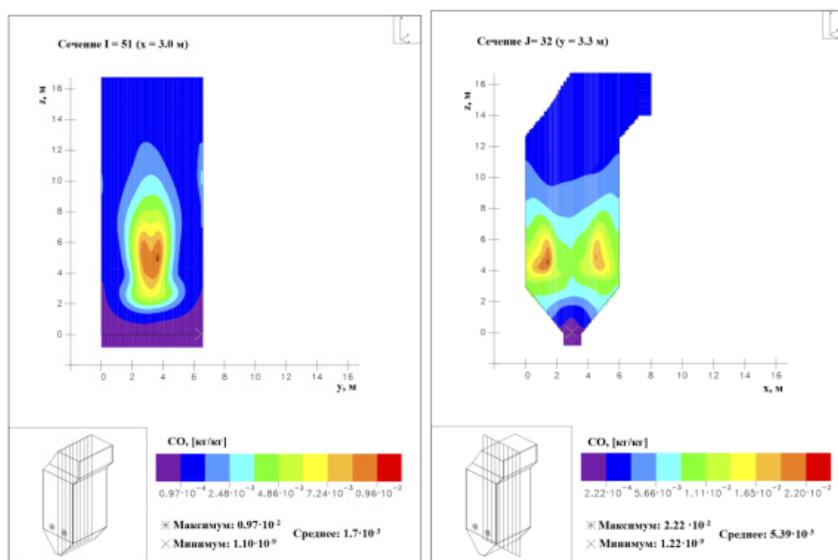


Рисунок 1 – Распределение концентрации окиси углерода CO в центральных продольных сечениях топочной камеры котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ

Анализ рисунков 1-3 показывает, что максимальные значения концентрации окиси углерода CO принимает в центральном сечении области расположения горелочных устройств, поскольку здесь наблюдается область высоких температур, имеется большая концентрация углерода топлива и кислорода окислителя. В ре-

зультате, в области горелок концентрация CO принимает значение равное $4.7 \cdot 10^{-3}$ кг/кг. По мере продвижения к выходу из камеры сгорания концентрация CO падает, в виду того, что уменьшается концентрация углерода и кислорода, а благодаря химическим реакциям CO, вступая в реакцию с кислородом окисляется и образует CO₂.

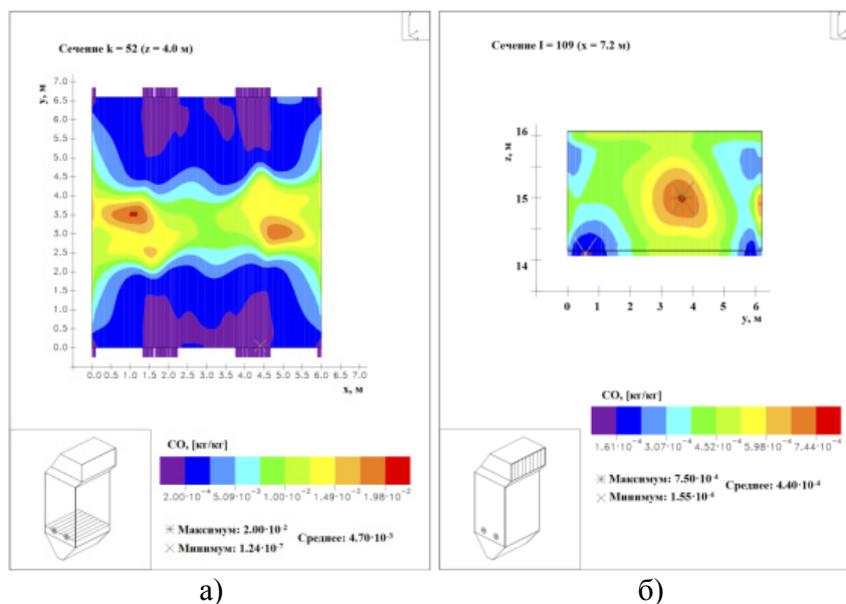


Рисунок 2 – Распределение концентрации окиси углерода CO в сечениях: а) установки горелочных устройств; б) на выходе из топочной камеры

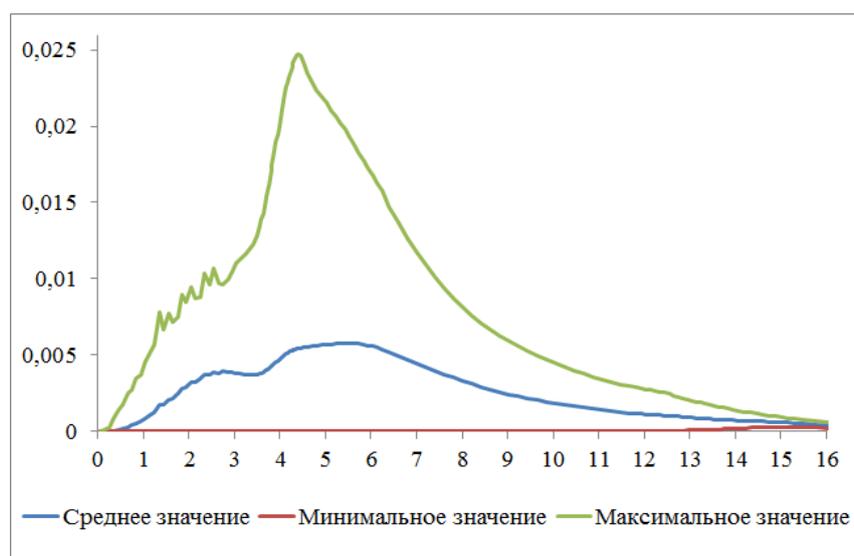


Рисунок 3 – Распределение концентрации окиси углерода CO по высоте камеры сгорания

Заключение

Создана база данных для моделирования, в которой содержатся геометрические данные исследуемого объекта, начальные и граничные условия для моделирования процесса горения, свойства и характеристики топлива и окислителя.

Разработан пакет компьютерных программ для 3D компьютерного моделирования процес-

сов теплопереноса в высокотемпературных средах и предложена новая методика вычислительных экспериментов. Проведены вычислительные эксперименты по моделированию процессов сжигания пылеугольного топлива в топочных камерах котла.

По итогам вычислительных экспериментов для котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ можно заключить:

Максимальные значения концентрации окиси углерода СО принимает в центральном сечении области расположения горелочных устройств, поскольку здесь наблюдается область высоких

температур, имеется большая концентрация углерода топлива и кислорода окислителя. В результате, в области горелок концентрация СО принимает значение равное $4.7 \cdot 10^{-3}$ кг/кг.

Литература

- 1 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Lavrisheva E.I., Loktionova I.V. Numerical Modelling of Furnace Processes At The Combustion of High- Ash Ekibastuz Coal // Thermophysics and aeromechanics. – Vol. 9, №4, 2002. – P. 559-569.
- 2 Askarova A.S., Messerle V.E., Loktionova I.V., 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 // Thermal Engineering.– Vol. 50, №8, 2003. – P. 633-638.
- 3 Аскарова А.С. Тепломассоперенос при сжигании твердого топлива в промышленных котлах на примере Павлодарской ТЭЦ // Теплофизика и аэромеханика, Новосибирск, СО РАН. – 2000. – Т. 7, №2. – С. 293-300.
- 4 Askarova A.S., Lavrishcheva E., Loktionova I.V. The modeling of physical-chemical technological process in the fire chambers equipped by swirl burners // Materials of the 16th Int. Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 2004. – Prague, 2004. – P.978-979.
- 5 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bekmuhamet A., Maximov V.Yu. Mathematical simulation of pulverized coal in combustion chamber // Procedia Engineering. – ISSN 1877-7058. – Vol. 42, 2012. – P. 1259-1265.
- 6 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bekmuhamet A., Maximov V.Yu., Ospanova Sh.S. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Procedia Engineering. – ISSN 1877-7058. – Vol. 42, 2012. – P. 1250-12-59.
- 7 Askarova, A., Karpenko, E., Lavrishcheva, Ye., Messerle, V., Ustimenko, A. Plasma-supported coal combustion in boiler furnace // IEEE Transactions on Plasma Science. – Vol. 35, Issue 6, 2007. – P. 1607-1616.
- 8 Smoot L.D. Pulverized Coal Diffusion Flames: A perspective through the modeling // Works of 18th Symposium on Combustion. – Oxford, 1981. – P. 1185-1202.
- 9 Бухман С.В., Вулис Л.А. О температуре, скорости и времени сгорания угольных пылинок // Труды Института энергетики АН Каз. ССР. – Алма-Ата: Изд. АН КазССР, 1958.– С. 61-76.
- 10 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Maximov V.Yu., Beketayeva M.T. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP // International Journal of Mechanics. – ISSN: 1998-4448. – Vol. 7, Issue 3, 2013. – P. 343-352.
- 11 Askarova A.S., Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Beketayeva M.T., Maximov Yu.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. – ISSN: 1998-4448. – Vol. 8, 2014. – P. 112-122.

References

- 1 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Lavrisheva E.I., Loktionova I.V. Numerical Modelling of Furnace Processes At The Combustion of High- Ash Ekibastuz Coal // Thermophysics and aeromechanics. – Vol. 9, №4, 2002. – P. 559-569.
- 2 Askarova A.S., Messerle V.E., Loktionova I.V., Ustimenko A.B. 3D Modeling of the Two-Stage Combustion of Ekibastuz Coal in the Furnace Chamber of a RK-39 Boiler at the Ermakovo District Power Station // Thermal Engineering.– Vol. 50, №8, 2003. – P. 633-638.
- 3 Askarova A.S. Teplomassoperenos pri szhiganii tverdogo topliva v promyshlennykh kotlah na primere Pavlodarskoj TJeC // Teplofizika i aeromehanika, Novosibirsk, SO RAN. – 2000. – Т. 7, №2. – С. 293-300.
- 4 Askarova A.S., Lavrishcheva E., Loktionova I.V. The modeling of physical-chemical technological process in the fire chambers equipped by swirl burners // Materials of the 16th Int. Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 2004. – Prague, 2004. – R.978-979.
- 5 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bekmuhamet A., Maximov V.Yu. Mathematical simulation of pulverized coal in combustion chamber // Procedia Engineering. – ISSN 1877-7058. – Vol. 42, 2012. – P. 1259-1265.
- 6 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bekmuhamet A., Maximov V.Yu., Ospanova Sh.S. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Procedia Engineering. – ISSN 1877-7058. – Vol. 42, 2012. – P. 1250-12-59.

- 7 Askarova, A., Karpenko, E., Lavrishcheva, Ye., Messerle, V., Ustimenko, A. Plasma-supported coal combustion in boiler furnace // IEEE Transactions on Plasma Science. – Vol. 35, Issue 6, 2007. – P. 1607-1616.
- 8 Smoot L.D. Pulverized Coal Diffusion Flames: A perspective through the modeling // Works of 18th Symposium on Combustion. – Oxford, 1981. – R. 1185-1202.
- 9 Buhman S.V., Vulis J.I.A. O temperature, skorosti i vremeni sgoranija ugol'nyh pylinok // Trudy Instituta jenergetiki AN Kaz. SSR. – Alma-Ata: Izd. AN KazSSR, 1958. – S. 61-76.
- 10 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Maximov V.Yu., Beketayeva M.T. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP // International Journal of Mechanics. – ISSN: 1998-4448. – Vol. 7, Issue 3, 2013. – R. 343-352.
- 11 Askarova A.S., Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Beketayeva M.T., Maximov Yu.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. – ISSN: 1998-4448. – Vol. 8, 2014. – P. 112-122.

Калиахмет А.Б.,
Асембаева М.К.,
Нурмаханов Н., Ерикова Г.Е.

**Расчет эффективных
коэффициентов диффузии
компонентов
для двух природных
углеводородных газовых
смесей в воздухе в интервале
температур 273-1000 К**

Kaliakhmet A.B.,
Asembaeva M.K.,
Nurmahanov N., Erikova G.E.

**Calculation of the effective
diffusion coefficient of
components for two natural
hydrocarbon gas mixture in air in
the temperature range 273-1000 K**

Калиахмет А.Б.,
Асембаева М.К.,
Нурмаханов Н., Ерикова Г.Е.

**273-1000 К температура
аралығында ауадағы
екі табиғи көмірсутекті газ
қоспалары үшін эффективті
диффузия коэффициенттерін
есептеу**

Проведен расчет диффузионных процессов для некоторых природных углеводородных газовых смесей в воздухе в интервале температур 273-1000 К и $P = 0,101$ МПа. Определены эффективные коэффициенты диффузии (ЭКД) и матричные коэффициенты многокомпонентной диффузии. Показаны преимущества применения эффективных коэффициентов при описании массопереноса. Рассчитаны температурные зависимости эффективных коэффициентов диффузии для двух, трехкомпонентных газовых систем. В публикациях, связанных с определением температурных зависимостей газов в многокомпонентных смесях, неоднократно отмечалось, что влияние концентрации компонента весьма слабо отражается на показателе степени температурной зависимости компонента. Вычисленные коэффициенты могут быть использованы в качестве справочных данных.

Ключевые слова: диффузия, ЭКД, углеводородные газовые смеси, бароэффект, массоперенос.

The calculation of diffusion processes for some natural hydrocarbon gas mixtures in the air at the temperature range of 273-1000 K and $P = 0.101$ Mpa. The effective diffusion coefficients (ECD) and the matrix of multicomponent diffusion coefficients. The advantages of the use of effective mass transfer coefficients in the description. The temperature dependences of the effective diffusion coefficients for two, three – component gas systems. The publications related to the determination of the temperature dependence of gas in multicomponent mixtures, repeatedly noted that the effect of the concentration of the component is very poorly reflected in the exponent of the temperature dependence of the component. The calculated coefficients can be used as reference data.

Key words: diffusion, EDC, hydrocarbon gas mixture, thermal effect, mass transfer.

$P = 0,101$ МПа кезінде 273-1000 К температура аралығында ауадағы кейбір табиғи екі көмірсутекті газ қоспаларындағы диффузиялық процесстерге есептеу жүргізілді. Көпкомпонентті диффузияның эффективті диффузия коэффициенттері (ЭКД) мен диффузиялық масса тасымалдаудың матрицалық коэффициенттері (МКМД) анықталды. Масса алмасуды сипаттаудағы ЭДК артықшылықтары көрсетілді. Екі және үш компонентті газ қоспалары үшін ЭДК-нің температурадан тәуелділігі анықталды. Осыған дейінгі басылымдарда көпкомпонентті газ қоспасындағы температуралық тәуелділікті анықтауда, концентрациялық компоненттердің температуралық тәуелділігінің көрсеткіштік дәрежесіне әсері әршанада аз екендігі бірнеше рет анықталған. Есептеу нәтижелері анықтамалық мәндер ретінде қолданылуы мүмкін.

Түйін сөздер: диффузия, ЭДК, көмірсутекті газ қоспасы, бароэффект, масса тасымалдау.

**РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ
КОЭФФИЦИЕНТОВ
ДИФФУЗИИ
КОМПОНЕНТОВ
ДЛЯ ДВУХПРИРОДНЫХ
УГЛЕВОДОРОДНЫХ
ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ
В ВОЗДУХ
В ИНТЕРВАЛЕ
ТЕМПЕРАТУР 273-1000 К**

Введение

В многочисленных исследованиях процессов переноса (диффузия, вязкость и теплопроводность) можно всегда проследить их взаимосвязь и влияние друг на друга, но данная монография будет ограничена описанием только одного из этих явлений – переноса массы вещества или диффузии. Под диффузией понимают самопроизвольное проникновение одного вещества в другое. Диффузия играет большую роль во многих процессах, распространенных в природе и технике.

Как природное явление, диффузию начали изучать с момента признания того факта, что все тела в окружающем нас мире состоят из молекул и атомов, которые, находясь в постоянном движении, взаимодействуют между собой, проникая друг в друга. Первые опубликованные научные работы по массопереносу относятся к началу XIX века – это работы Грегзма, Фика, позже Максвелла, Больцмана. В частности, Максвеллом и Больцманом была заложена основа молекулярно-кинетической теории, которая к настоящему времени достигла значительных успехов. Параллельно для описания процессов переноса многие ученые начинают привлекать термодинамическую и гидродинамическую теории.

На сегодняшний день физический механизм диффузионного процесса в двойной (бинарной) системе хорошо изучен, поэтому мы не будем уделять ему особого внимания, а остановимся на рассмотрении диффузии в многокомпонентных газовых смесях.

Метод ЭКД

В настоящее время в большинстве случаев для расчета и экспериментальной проверки диффузии в многокомпонентных смесях газов применяется метод ЭКД [1].

При использовании ЭКД предполагается, что многокомпонентный массоперенос можно описать обычным законом Фика с некоторым эффективным коэффициентом, который в случае двух компонентов будет тождественно равен коэффициенту взаимной бинарной диффузии [1,2]. Формально это утверж-

дение для i -го компонента \vec{j}_i – компонентной смеси газов записывается в виде первого закона Фика

$$\vec{j}_i = -D_i^{\text{эф}} \nabla c_i, \quad (1)$$

ЭКД приведенные в данной работе, были рассчитаны применительно к двухколбовому методу с использованием программы [3], разработанной на языке программирования BorlandDelphi, в диапазоне температур 273-1000 К.

Температурные зависимости ЭКД компонентов определялись в диффундирующих системах: 1. Air-0,9637CH₄+0,0022 C₂H₆+0,0003 C₃H₈+0,0001n – C₄H₁₀+0,0049 CO₂+0,0288 N₂; 2. Air+0,850 CH₄+0,033 C₂H₆+0,012 C₃H₈+0,005n – C₄H₁₀+0,001 CO₂+0,099 N₂ и представлялись в виде полуэмпирических формул в виде степенной зависимости ЭКД компонентов от температуры

$$D_{ii}^{\text{эф}} = D_{oi}^{\text{эф}} (T/T_0)^{n_i} \quad (2)$$

где n_i – показатель степени, а $D_{oi}^{\text{эф}}$ – ЭКД i -го компонента при различных температурах.

В литературе приводится ряд записей выражений для ЭКД. Мы будем использовать выражение из [4-9], которое легко проверяется в диффузионных экспериментах.

$$D_i^{\text{эф}} = D_{ii}^* + \sum_{j=1}^{k-1} D_{ij}^* \frac{dc_j}{dc_i}, \quad (3)$$

где D_{ii}^* , $D_{ij}^* = f(D_{ij}^*, y_p, y_j)$ – главные и перекрестные «практические» коэффициенты диффузии (ПКД) или матричные коэффициенты многокомпонентной диффузии (МКМД); dc_j / dc_i – отношение, связывающее изменение концентрации j -го компонента с изменением концентрации i -го компонента; D_{ij} – КВД пары газов i и j ; y_p , y_j – мольные доли компонентов i и j .

Выражение (3) в локальных величинах сложно для применения, поэтому его упрощают, заменяя его интегральным (усредненным по всему диффузионному слою) ЭКД i -го компонента $\bar{D}_i^{\text{эф}}$ компонентной смеси. Величины D_{ii}^* , D_{ij}^* рассчитываются для усредненных (среднее арифметическое) мольных долей, а отношение градиентов заменяют отношением разностей концентраций компонентов между точками θ и L на границах диффузионного слоя

$$\bar{D}_i^{\text{эф}} = \bar{D}_{ii}^* + \sum_{j=1}^{k-1} \bar{D}_{ij}^* \left(\frac{c_j^L - c_j^0}{c_i^L - c_i^0} \right) \quad (4)$$

Из (4) следует, что в зависимости от распределения компонентов внутри системы зависит знак ЭКД, который может быть как положительный, так и отрицательный.

Численный эксперимент

В данной работе через численный эксперимент была исследована диффузия двух природных углеводородных газовых смесей в воздух при $T = 273-1000$ К, и $P = 0,101$ МПа. Состав и концентрации компонентов в смесях были взяты из справочного пособия [10]. При этом выбор того или иного газового месторождения не был связан с классификацией предложенной в [11], а обуславливался только концентрацией основного газа – метана. Этот диапазон составлял от минимальных его значений в смеси до максимальных. В расчетах учитывались все компоненты, хотя многие из газов присутствовали в виде «следов». (В понятие «следовой» концентрации вкладывается следующий смысл: когда молекулы данного газа не испытывают соударений между собой, а сталкиваются только с молекулами других газов. В количественном отношении (смотря, какие газы в смеси) – это может достигать до 5-7 %). ниже перечислены газовые месторождения, приведен их состав и концентрации компонентов в мольных долях (отметим, что в дальнейшем для удобства будут использоваться не химические символы газов, а их цифровая нумерация, приведенная после них):

I. Вой-Вожское. Исследуемая система: Air(1) – 0,850 CH₄(2) + 0,033 C₂H₆(3) + 0,012 C₃H₈(4) + 0,005 n-C₄H₁₀(5) + 0,001 CO₂(6) + 0,099 N₂(7);

II. Комсомольское. Исследуемая система: Air(1) – 0,9637 CH₄(2) + 0,0022 C₂H₆(3) + 0,0003 C₃H₈(4) + 0,0001 n-C₄H₁₀(5) + 0,0049 CO₂(6) + 0,0288 N₂(7).

Так как диффузионный процесс в двухколбовом аппарате является нестационарным, то естественно представляет интерес поведение коэффициентов диффузии компонентов в системах с течением времени. В качестве примера такая зависимость представлена на рис. 1 для системы Air(1) – 0,850 CH₄(2) + 0,033 C₂H₆(3) + 0,012 C₃H₈(4) + 0,005 n-C₄H₁₀(5) + 0,001 CO₂(6) + 0,099 N₂(7).

Как видно из рис. 1, ЭКД газов за интервал времени в 200 минут практически не изменились, хотя изменение концентраций в колбах аппарата достигло значений близких к равновесным. Такое поведение газов вполне объяснимо

тем, что их КВД в воздух отличаются незначительно. Аналогичное поведение компонентов было получено и для всех других исследованных систем.

Ниже приведены вычисленные значения ЭКД и МКМД для двух систем природных газов. Для проведения расчетов были необходимы КВД пар газов, входящих в системы. Вычисления КВД проводились согласно теории Чепмена-Энскога с использованием потенциала Леннарда-Джонса [12] при $T = 273-1000$ К, $P = 0,101$ МПа. К сожалению, экспериментальных данных очень мало, поэтому нами использовались только расчетные значения (при желании читатель может сопоставить эти результаты с экспериментом, если таковой он имеет). Значения КВД следующие:

I) $D(1,2) = 0.217$; $D(1,3) = 0.144$; $D(2,3) = 0.151$; $D(1,4) = 0.111$; $D(2,4) = 0.121$; $D(3,4) =$

0.077 ; $D(1,5) = 0.079$; $D(2,5) = 0.105$; $D(3,5) = 0.066$; $D(4,5) = 0.050$; $D(1,6) = 0.151$; $D(2,6) = 0.165$; $D(3,6) = 0.104$; $D(4,6) = 0.079$; $D(5,6) = 0.067$; $D(1,7) = 0.203$; $D(2,7) = 0.217$; $D(3,7) = 0.144$; $D(4,7) = 0.112$; $D(5,7) = 0.096$; $D(6,7) = 0.151$ см²/с.

II) $D(1,2) = 0.045$; $D(1,3) = 0.030$; $D(2,3) = 0.034$; $D(1,4) = 0.024$; $D(2,4) = 0.027$; $D(3,4) = 0.018$; $D(1,5) = 0.021$; $D(2,5) = 0.024$; $D(3,5) = 0.016$; $D(4,5) = 0.012$; $D(1,6) = 0.033$; $D(2,6) = 0.036$; $D(3,6) = 0.024$; $D(4,6) = 0.018$; $D(5,6) = 0.016$; $D(1,7) = 0.041$; $D(2,7) = 0.045$; $D(3,7) = 0.030$; $D(4,7) = 0.024$; $D(5,7) = 0.021$; $D(6,7) = 0.032$ см²/с.

Также воздух полагался, как один компонент. Это вполне оправдано, если считать, что концентрации кислорода и азота не подвергаются сильным изменениям [12].

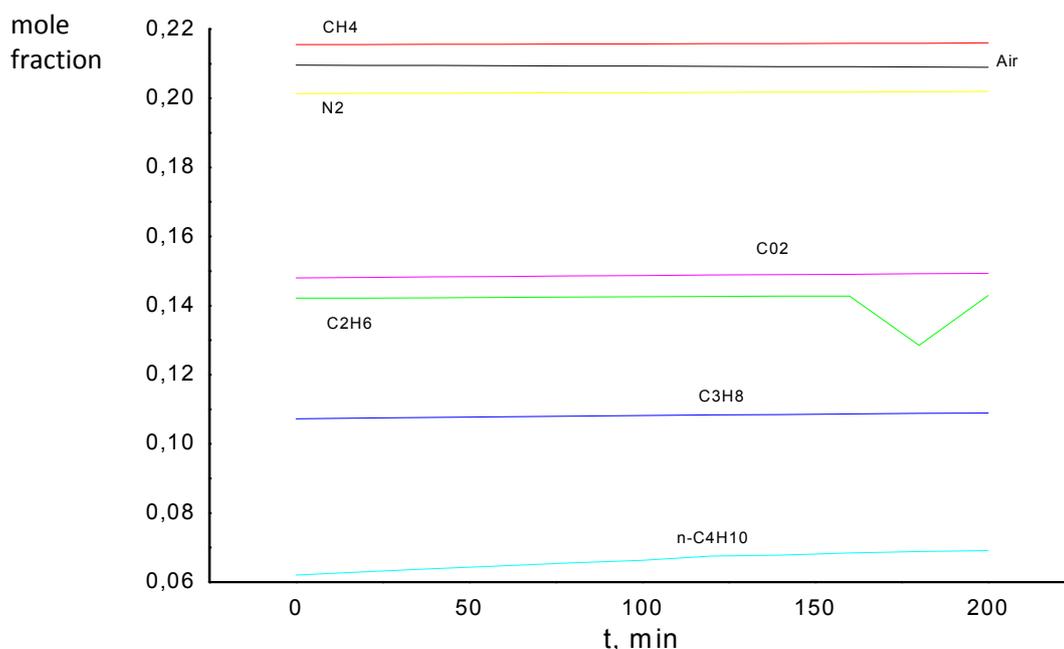


Рисунок 1 – Изменение ЭКД компонентов с течением времени в системе $\text{Air}(1) - 0,850 \text{ CH}_4(2) + 0,033 \text{ C}_2\text{H}_6(3) + 0,012 \text{ C}_3\text{H}_8(4) + 0,005 \text{ n-C}_4\text{H}_{10}(5) + 0,001 \text{ CO}_2(6) + 0,099 \text{ N}_2(7)$ при $T = 273$ К, $P = 0,101$ МПа

Ниже приведены вычисленные значения ЭКД и МКМД для начального распределения концентраций компонентов пяти систем природных газов при $T = 273-1000$ К, $P = 0,101$ МПа.

ЭКД компонентов системы I: 1 – 0,850; 2 – 0,033; 3 – 0,012; 4 – 0,005; 5 – 0,001; 6 – 0,099 см²/с.

МКМД системы I для независимых потоков и градиентов (первые шесть компонентов):

$D(1,1) = 0,20547$; $D(1,2) = -0,00709$; $D(1,3) = 0,02961$; $D(1,4) = 0,04704$; $D(1,5) = 0,06965$; $D(1,6) = 0,02666$;

$D(2,1) = 0,00005$; $D(2,2) = 0,21375$; $D(2,3) = 0,02687$; $D(2,4) = 0,03825$; $D(2,5) = 0,04010$; $D(2,6) = 0,02072$;

$D(3,1) = 0,00000$; $D(3,2) = -0,00017$; $D(3,3) = 0,14564$; $D(3,4) = 0,00163$; $D(3,5) = 0,00173$; $D(3,6) = 0,00098$;

$D(4,1) = 0,00001$; $D(4,2) = -0,00010$; $D(4,3) = 0,00039$; $D(4,4) = 0,11385$; $D(4,5) = 0,00066$; $D(4,6) = 0,00039$;

$D(5,1) = 0,00010$; $D(5,2) = -0,00005$; $D(5,3) = 0,00016$; $D(5,4) = 0,00026$; $D(5,5) = 0,08856$; $D(5,6) = 0,00016$;

$D(6,1) = 0,00000$; $D(6,2) = -0,00001$; $D(6,3) = 0,00003$; $D(6,4) = 0,00005$; $D(6,5) = 0,00006$; $D(6,6) = 0,15408 \text{ см}^2/\text{с}$.

Ниже приведены вычисленные значения ЭКД и МКМД для начального распределения концентраций компонентов двух систем природных газов при $T = 773,0 \text{ К}$, $P = 0,101 \text{ МПа}$.

ЭКД компонентов системы II: 1 – 0,9637; 2 – 0,0022; 3 – 0,0003; 4 – 0,0001; 5 – 0,0049; 6 – 0,0288 $\text{см}^2/\text{с}$.

МКМД системы II для независимых потоков и градиентов (первые шесть компонентов):

$D(1,1) = 0,04278$; $D(1,2) = -0,00209$; $D(1,3) = 0,00585$; $D(1,4) = 0,00899$; $D(1,5) = 0,01067$; $D(1,6) = 0,00415$;

$D(2,1) = 0,00000$; $D(2,2) = 0,04495$; $D(2,3) = 0,00495$; $D(2,4) = 0,00814$; $D(2,5) = 0,00941$; $D(2,6) = 0,00413$;

$D(3,1) = 0,00000$; $D(3,2) = -0,00001$; $D(3,3)$

$= 0,03178$; $D(3,4) = 0,00002$; $D(3,5) = 0,00002$; $D(3,6) = 0,00001$;

$D(4,1) = 0,00000$; $D(4,2) = 0,00000$; $D(4,3) = 0,00000$; $D(4,4) = 0,02532$; $D(4,5) = 0,00000$; $D(4,6) = 0,00000$;

$D(5,1) = 0,00000$; $D(5,2) = 0,00000$; $D(5,3) = 0,00000$; $D(5,4) = 0,00000$; $D(5,5) = 0,02232$; $D(5,6) = 0,00000$;

$D(6,1) = 0,00000$; $D(6,2) = -0,00001$; $D(6,3) = 0,00003$; $D(6,4) = 0,00005$; $D(6,5) = 0,00006$; $D(6,6) = 0,03434 \text{ см}^2/\text{с}$.

Как видно из приведенных данных, диффузионный процесс во второй газовой смеси можно описать, используя 5 ЭКД или 16 МКМД, а для третьей системы 7 ЭКД или 36 МКМД. Отсюда можно сделать вывод, что диффузию в этих системах по числу необходимых коэффициентов гораздо легче и проще описать, используя ЭКД, чем МКМД.

Заключение

Таким образом, вычисленные коэффициенты диффузии (ЭКД и МКМД) для двух природных многокомпонентных газовых систем могут служить в качестве справочной информации при описании массообменных процессов их компонентов в воздухе. Так как диффузионный процесс в двухколбовом аппарате является нестационарным, то естественно представляет интерес поведение коэффициентов диффузии компонентов в системах с течением времени. В качестве примера такая зависимость представлена в таблице 1 для Вой-Вожское месторождения (система I).

Литература

- 1 Новосад З.И., Косов Н.Д. Эффективные коэффициенты диффузии трехкомпонентных смесей гелия, аргона и углекислого газа // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, № 11. – С. 2368-2375.
- 2 Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса: Пер. с англ. - М.: Химия, 1974. - 688 с.
- 3 Жаврин Ю.И., Жаврин В.Ю., Косов В.Н. и др. Расчет многокомпонентного массопереноса в двухколбовом аппарате с применением языка программирования DELPHI // Вестник КазНУ, сер. физическая. – 2006. №2(22). – С 73-79.
- 4 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.
- 5 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.
- 6 Тирский Г.А. Вычисление эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном диссоциированном многокомпонентном пограничном слое // ПММ. – 1969, Вып. 1. – С. 180-182.
- 7 Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Описание нестационарной диффузии в многокомпонентных газовых смесях методом эффективных коэффициентов // ЖФХ. – 1975. – Т. 49, № 3. – С. 706-709.
- 8 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 // Теплообмен в жидкостях и газах. – Алма-Ата, 1982. – С. 3.

- 9 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.
- 10 Селезнев В.Д., Смирнов В.Г. Диффузия трехкомпонентной смеси газов в системе двух колб // ЖТФ. 1981. – Т. 51. – №4. – Р. 795-800.
- 11 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.
- 12 Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Асембаева М.К., Поярков И.В., Федоренко О.В. Влияние концентрации на температурные зависимости эффективных коэффициентов диффузии // Известия НАН РК, сер. физ.-мат. – 2011. – № 3 (277). – С. 41-47.

References

- 1 Novosad Z.I., Kosov N.D. // ZhTF. 40, № 11.(1970). 2368-2375. (in russ).
- 2 R. Byrd, Stuart V., E. Lightfoot Yavlenieperenosа with angl.- M.: Chemistry, 1974. 688 p.(in Russ).
- 3 Zhavrin Y.I., Zhavrin V.Y., Kosov V.N. and others. // Vestnik KazNU, ser. fizicheskaya. 2(22). (2006). 73-79.(in russ).
- 4 Aytkozhaev A.Z., Zhavrin Y.I., Kosov N.D., Kurmakaev F.Z. (Vodorod + ammiak) – azot. Водород – (azot + ammiak). Vodorod – azot – metan – ammiak – argon. Effectivnyie koefficientyi diffuzii v diapazone davlenii 0,2 ... 1,0 MPapri temperature 298 K // Tablicy RCD zaregistrirrovani vo Vsesoiuznom nauchno-issledovatel'skom centre po materialam I veshstvam Gosstandarta 28 aprelya 1992 g. pod № GSSSD. 429-92 p.(in russ).
- 5 Zhavrin Y.I., Kosov V.N., Kulzhanov D.U. and others// IFZh. 74(2).(2001).133-136.
- 6 G.A. Tirkii// PMM. 1. (1969). 180-182.(in russ).
- 7 Zhavrin Y.I., Kosov N.D., Novosad Z.I. // ZhFH. 49(3). (1975).706-709 p.(in russ).
- 8 Zhavrin Y.I., Kosov N.D., Belov S.M., Semidotskaya N.I. // Teplomassaperenos v zhidkostiyah I gazah. –Alma-Ata, 1982. – P.3.(in russ).
- 9 Bychkov A.G., Zhavrin Y.I. Temperature dependence of effective diffusion coefficients of some mixtures under isothermal and non-isothermal conditions// NIETF Kaz.un-t. – Alma-Ata, 1993. – 10 с. Деп. В КазНИИКИ. 15.01.93. № 3985. Ка-93.(in russ).
- 10 Seleznev V.D., Smirnov V.G. // ZhTF. 51(4).(1981). 795-800.(inruss).
- 11 Kosov N.D., Solonitsyn B.P. // Teploizicheskie svoistva veshstv Imaterialov. – М.: Izd-vo Standartov. 17. (1982). 4-24. (inruss).
- 12 Zhavrin Y.I., Kosov V.N., Asembaeva M.K., Poyarkov I.V., Fedorenko O.V. // Izvestiya NANRK, ser. fiz.-mat. № 3 (277). (2011). 41-47 (inruss).

Исатаев М.С.,
Сүйінжанова Ұ.П.,
Исмаилов А.Х., Сейдулла Ж.Қ.,
Ильясова Г.О.

Конустік беттік ағыншаның жылуалмасуы

Конус бойымен таралатын бірігетін және айырылысатын турбуленттік жартылай шектелген ағыншалардағы жылуалмасу коэффициенттерінің конустың ашылу бұрышына, көлденең қисық параметріне және Рейнольдс санына тигізетін әсерін эксперименталдық түрде зерттеу. Жұмыстың нәтижесінде жергілікті жылу беру коэффициентін зерттеу эксперименттері конустың ашылым $\omega = 15,0^\circ$; $90,0^\circ$ бұрыштарында өткізілді. Ұзару параметрі $\lambda = 2,04$; $4,77$ және $9,85$ құраған тік бұрышты шыға беріс кесіндісі бар соплодан ағатын ауаның малынған ағыншалары зерттелді. Эксперименттер барысында қабырғаға жақын жергілікті жылу беру коэффициентінің көлденең қисықтың параметріне, конустың ашылу бұрышына, ағынның ағу бағытына, бастапқы және соңғы Рейнольдс санына әсері байқалды. Графиктерді салыстыра келе жергілікті жылу беру коэффициенті айырылысатын конуста биіктігі $\omega = 15,0^\circ$ калибрі $10-14$ аралығында алдымен өсіп, кейіннен соплодан бөлектеп, бірқалыпты кемітіні байқалды.

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

Isatayev M.S.,
Cuinzhanova U.P.,
Ismailov A.H., Sejdulla Zh.K.,
Ilyasova G.O.

Heat transfer conewall jet

The purpose of this work to investigate experimentally the effect of the Reynolds number, the parameter of the transverse curvature of the cone and the opening angle on local heat transfer coefficients in the divergent and convergent turbulent semi-infinite jet, spreading over the surface of the cone. Experimental study of heat transfer coefficient were carried out at the local angles of the cone opening $\omega = 15,00$; $90,00$. Studied jet parameters resulting from the nozzle with a protruding rectangular segment with the parameters elongation $\lambda = 2,04$; $4,77$ and $9,85$. During the experiments were considered the influence of the local heat transfer coefficient near the wall on the setting of the transverse curvature in the direction of the jet on the initial and final number of Reynolds. The results showed that in the diverging jet ($\omega = 15,00$) at a height between $10-14$ caliber growth is observed in the beginning, and then a uniform decrease local heat transfer coefficient.

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.,
Сүйінжанова У.П.,
Исмаилов А.Х., Сейдулла Ж.Қ.,
Ильясова Г.

Теплообмен конической пристенной струи

Цель данной работы экспериментально исследовать влияния числа Рейнольдса, параметра поперечной кривизны и угла раскрытия конуса на местные коэффициенты теплообмена в расходящейся и сходящейся турбулентной полуограниченной струе, распространяющейся по поверхности конуса. Экспериментальные исследования коэффициента местной теплоотдачи проводились при углах раскрытия конуса $\omega = 15,0^\circ$; $90,0^\circ$. Исследованы параметры струи вытекающей из сопла с выступающим прямоугольным отрезком при параметрах удлинения $\lambda = 2,04$; $4,77$ и $9,85$. Во время экспериментов были рассмотрены влияния местного коэффициента теплообмена вблизи стенки на параметр поперечной кривизны, на направление струи, на начальное и конечное число Рейнольдса. Результаты показали, что в расходящейся струе ($\omega = 15,0^\circ$) на высоте между $10-14$ калибрами наблюдается в начале рост, а затем равномерное уменьшение коэффициента местной теплоотдачи.

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

КОНУСТИК БЕТТІК АҒЫНШАНЫҢ ЖЫЛУАЛМАСУЫ

Кіріспе

Әдетте қабырға маңындағы ағыншаларды теориялық есептеу кезінде ағыншаның сыртқы шекара қабатында және қабырға маңында жылдамдық профилдері беріледі. Өрістердің орташа жылдамдықта өлшенген нәтижелері мен жартылай шектелген және радиалдық ағыншалардың бастапқы, өтпелі және негізгі бөліктегі ағыстарының пульсациялық түрде, ағынша ағысының бағытын, конус бұрышын, Рейнольдс санын және ағыншаның жылуалмасуын көрсетеді. Құрылғылар, осындай типті ағыншалардың динамикалық, жылулық және пульсациялық сипаттарын өлшеу ерекшеліктеріне қарай отырып, жиналды. Құрылғылар заманауи аэродинамикалық эксперименттің барлық талаптарына жауап береді және келесі сипаттарға ие балады:

- 1) соплодан шыға берісте ағынша жылдамдығының 3-тен 40м/с дейінгі және ағынша температурасының бөлме температурасынан 60°C дейінгі ақырын өзгеру мүмкіндігі.
- 2) арнайы қабылданған шараларға байланысты вибротұрақтылығы.
- 3) турбуленттілік және ламинарлы деңгейі мен сопло кесіндісіндегі тік бұрыш профиліне жақын жылдамдық пен температура деңгейінің төмендігі.

Эксперименттік нәтижелер

Қысым мен жылдамдықтың орташа мәндерін өлшеу-еркін ағыншадағы статикалық қысым қоршаған орта қысымынан ерекшеленбейтіні белгілі. Ағыншадағы статикалық қысым қоршаған орта қысымынан жақын орналасқан шеттік пластиналар арасына жалпақ ағыншаның таралуы кезінде айқын ерекшеленуі мүмкін.

Сондықтан шеттік пластиналар арасындағы үлкен арақашықтық кезіндегі еркін үш өлшемді және жазық ағыншадағы өлшеулер кезінде жылдамдық өлшемдері, кіре беріс тесігінің диаметрі 0,5мм және сыртқы диаметрі 0,8 мм дөңгелек кесіндінің толық қарқыны бар, Пито түтікшесі арқылы жүргізілді. Соплоның шыға беріс кесіндісіне жақын және шеттік қабырғаларға

жақын шекті қабаттардағы өлшемдер үшін, тот баспайтын темірлі жұқа қабатты түтікшеден жасалған тар мұрыншасы бар, Пито микро-түтікшесі қолданылды. Микро-түтікше қабырғасының қалыңдығы 0,05 мм-ге тең. Түтікше мұрыншасының ішкі өлшемдері 0,20 мм. \times 1,10 мм. Өлшеу кезінде аэродинамикалық және жылу физикалық эксперименттерде қолданылатын инструменттер, приборлар, аппаратуралар және өлшеу әдістері қолданылғандықтан біз тек біздің қондырғының ерекшеліктерімен ғана байланысты қателік нәтижелерін келтіру меншектелеміз.

Берілген есепке аналитикалық болжам жасай отырып, мынадай нәтиже аламыз: көлденең қисық параметріне бірдей әсер ете отыра, конустың бұрышы мен ағыншаның ағысының бағытының заңдылықтары аэродинамика мен жылуалмасуда толығымен зерттелмеген. Бұл жұмыстарда ағыншаның жазық пластинада, цилиндрде және айырылысатын конуста ағуы, бәріне ортақ шешім болатын заңдылықты талап етеді.

Практикада бірігетін жартылай шектелген ағыншалардың аэродинамикасы мен жылуалмасуын зерттеуге материалдар жоқ. Ағатын жазықтық геометриясының әсері ағыншаның ағысының турбуленттік бағыты мен құйындық құрылымда өте нашар зерттелген. Бұдан мынадай нәтижелер туады:

1. Көлденең қисықтың параметрін, конус бұрышын және ағынша ағысы бағытының динамикалық сипаттамасын түбегейлі зерттейтін, әрі жылуалмасудың бастапқы, өтпелі және негізгі бөліктерінің жартылай шектелген ағыншасын конустық, радиалдық жазықтық бойымен таралуын үлкен диапазонда аты өзгеретін параметрлер мен бастапқы Рейнольдс санын зерттейтін эксперименттік қондырғы жасау керек.

2. Ағыншаның бастапқы қалыңдығына әсерін, бұрыштық ашылым мен ағынша бағытының шекаралық шартта қалыптасуына, жылдамдық пульсациясына, жиілігіне және бастапқы, өтпелі және негізгі бөліктеріне айырылысатын және бірігетін ағыншалардың интенсивті дискретті құйындарда пайда болуы жайлы толық сапалық және сандық нәтижелер алу.

3. Акустикалық өріске әсер ете отыра, турбуленттіктің пайда болу мүмкіндігін зерттеу.

4. Көлденең қисықтың параметрін, конус бұрышын және ағынша ағыс бағытын конустық және радиалдық ағыншада үлкен диапазонда параметр қисығы $SR=b/R$, Рейнольдс санын және конус бұрышын жылуалмасу заңдылықтарына сүйене отырып зерттеу.

5. Берілген эксперименталдық нәтижелерге байланысты жартылай эмпирикалық формулалар есептеулерін қолдана отырып, аэродинамика мен жылуалмасудың сипаттамаларын, көлденең қисыққа әсерін, ашылу бұрышын және ағынша ағысының бағытын практикада қолдана білу.

Сонымен қатар, барлық қабырғаға жуық ағыншаның алдыңғы зерттеулерінен жазық ағыншалы жылу алмасу қарқыны қима бойынша қисық сызықты беттегі қабырғаға жуық ағыншаның максималды жылдамдығының мәнімен анықталатындығы көрсетілді. Жылу берілу-дің ұлғаюы немесе азаюы туралы Re_{mx} санының бірдей мән қабылдаған кезде ғана қарастыруға болады.

Тегіс конустың бірқалыпты қызатындығынан туатын техникалық қиыншылықтар, ағыншалардың барлық конус бойымен орналасқан жылулық өлшеуді сипаттайтын тәжірибелерін ең аз беттікте жасатқызды. Биіктік бұрышы $\omega=15^\circ$ жұмыстық конус, жылу өткізгіштік коэффициенті төмен ағаштан жасалынады. Конусты қыздыру үшін, оның негіз орамдарын диаметрі 0,3 мм болатын лакталған мыс сыммен периметр бойымен бойлай орады. Бұлардан абсолюттік қабаттардың биіктігі 0,05 мм қамтиды. Конустың бетін бойлай константалы мыс термопараларын, қыздырғыш орам қабаттарының астында қалатындай орналастырған. Термопара бекітілімдері мен қыздырғыштың аралығына екеуінің арасында ешқандай байланыс болмайтындай жіңішке конденсаторланған қағаз орналастырылған. Термопаралардың орналасу жиілігі ағыншаның бастапқы және өтпелі бөлігінде 5 мм болса, ал негізгі бөлігінде 10 мм қамтиды.

Радиалдық жартылай шектелген ағыншаның жылуалмасуын зерттеу үшін жұмыстық дене ретінде қағаз уындыларынан кесілген плитканы диаметрі 620 мм және қалыңдығы 20 мм болатын дөңгелек диск қолданылды. Жұмыс зонасындағы температура диск бетінде орналасқан, көбіне бастапқы және өтпелі бөліктерінде, ал кейде негізгі бөлікте, радиалдық бағытта мыс-константалы термопаралармен өлшенді. Қыздырғыш элементі ретінде өлшемі 0,1x200x570 мм болатын нихромдық таспа жолағы диск бетіне тығыз бекітіліп, конденсаторланған қағаз арқылы термопаралар бөліктерінің үстіне қойылды.

Жергілікті жылу беру коэффициентін зерттеу эксперименттері конустың ашылым $\omega=15,00$;

90,00 бұрыштарында өткізілді. Бұл жағдайда ағын конустың негізгі бөлігінен төбесіне қарай, сол сияқты төбесінен негізгі бөлігіне тараған. Эксперименттер барысында қабырғаға жақын жергілікті жылу беру коэффициентінің көлденең қисықтың параметріне, конустың ашылу бұрышына, ағынның ағу бағытына, бастапқы және соңғы Рейнольдс санына әсері байқалды.

Жазық қабырғаға жақын ағыншалардың ең алғашқы зерттеулерінде, U_0 жылдамдықпен пластинаның турбуленттік біртекті ағысындағы жылу алмасуға ұқсас, ол үшін мына формула алынды.

$$Nu_x = 0,306 Re_x^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (1)$$

Жазық ауа ағыншаларына жылу алмасы нәтижелері мынандай тәуелділікке жалпыланады.

$$Nu_x = 0,038 Re_{mx}^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (2)$$

мұнда:

$$Re_{mx} = \frac{U_m \cdot x}{\vartheta}, \quad Nu_x = \frac{a \cdot x}{\lambda}, \quad Re_x = \frac{U_0 \cdot x}{\vartheta} \quad (3)$$

U_m – соплодан x арақашықтықтағы ағыншаның максималды жылдамдығы; $\vartheta = \frac{\mu}{\rho}$ – кинетикалық тұтқырлық; λ – ағыстың жылу өт-

кізгіштігі; a – пластинадан жылу берілу коэффициенті.

(1) және (2) формулалардан қабырға жақын ағыншалардағы жылу берілу қарқыны $U_m = U_0$ -ға тең болғандағы біртекті ағыстағы жылу берілу қарқынынан 23% -ке артық. Ол қабырғаға жақын шекаралық қабаттарындағы біртекті ағыспен салыстырғандағы ағыншалы ағысқа турбуленттік жоғары деңгейінің әсерімен көрсетілген.

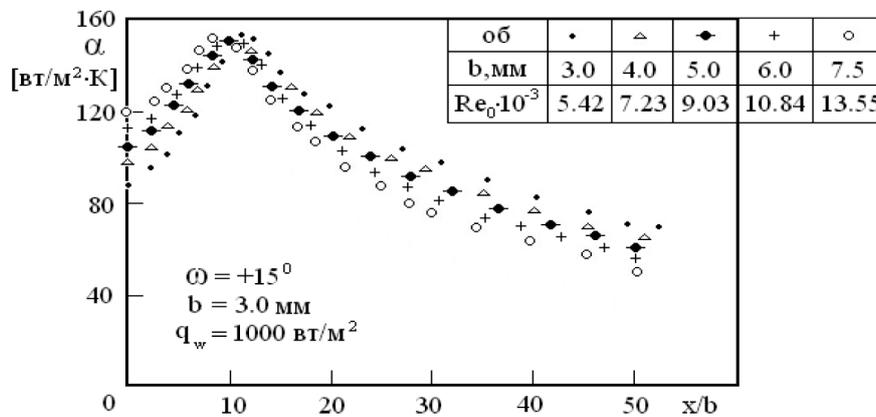
[1] жұмысында біртекті ағыспен ағуы кезіндегі пластина жылу алмасуына сыртқы ағыстың турбуленттілігінің әсерін ескеру үшін (3) формуланың оң жақ бөлігіндегі көбейткіш түріндегі түзетулер келтірілген:

$$1 + 0.41 \cdot th(0.2Tu) \quad (4)$$

Жылдамдық максимумы сызығының бойында $Tu \approx 20\%$ турбуленттік деңгейінің мәнін ескеріп отырғандағы, жазық қабырғаға жақын ағыншаның жылу алмасуын мына формула жақсы бейнелейді:

$$Nu_x = 0,038 Re_{mx}^{0,8} \cdot Pr^{0,4} [1 + 0.41 \cdot th(0.2 \cdot Tu)] \quad (5)$$

Жергілікті жылуалмасу коэффициентінің өлшеу нәтижелері 1-суретте көрсетілген.



1-сурет – Айырылысатын конустық ағыншадағы жергілікті жылуалмасу коэффициенті

Ағынның басталуында қыздырылу аймағының болмағандығынан, динамикалық және жылулық шекаралық қабаттар SR және ω параметрлеріне қарамастан бірдей қалыптаса бастады.

Графикте көрсетілгендей x координатасы соплонның бөлігінен конусты айнала, оның пайда болуына дейін өседі. Жергілікті жылу

берілу коэффициенті келесі формула бойынша өрнектеледі:

$$\alpha = \frac{\vartheta_w}{T_w - T_f} = \frac{J \cdot U}{S(T_w - T_f)} [BT / m^2 \cdot K], \quad (6)$$

мұндағы ϑ_w – бірлік уақыт ішінде қыздырылған беттен бөлінетін жылу мөлшері, J – ток күші, U –

нихромды лента шеттеріндегі кернеу, S – жылу жүретін бет ауданы.

Алынған нәтижелердің басқа авторлардың мәліметтерімен салыстыру мақсатында және оларға жалпылық сипатын беру үшін эксперименттік мәліметтер келесі критерийлермен өңделді: $Nu_x = \frac{\alpha * x}{\lambda}$ – Нуссельт саны, (мұндағы x – бойлық координатасы, λ – ауаның жылу өт-кізгіштігі,) $Re_{mx} = \frac{U_m * x}{\vartheta}$ – Рейнольдс саны: (U_m – ағыншаның максималды жылдамдығы, x -бойлық координатасы, ϑ – тұтқырлықтың кинематикалық коэффициенті).

Қорытынды

Жергілікті жылу беру коэффициенті айырылысатын конуста биіктігі $\omega=15,00$ калибрі

10-14 аралығында алдымен өсіп, кейіннен соплодан бөлектеп, бірқалыпты кемиді. жергілікті жылу беру коэффициентін зерттеу эксперименттері конустың ашылым $\omega=15,00$; $90,00$ бұ-рыштарында өткізіледі. Бұл жағдайда ағын конустың негізгі бөлігінен төбесіне қарай, сол сияқты төбесінен негізгі бөлігіне таралады. Эксперименттер барысында қабырғаға жақын жергілікті жылу беру коэффициентінің көлденең қисықтың параметріне, конустың ашылу бұрышына, ағынның ағу бағытына, бастапқы және соңғы Рейнольдс санына әсері байқалады. Графиктерді салыстыра келе жергілікті жылу беру коэффициенті айырылысатын конуста биіктігі $\omega=15,00$ калибрі 10-14 аралығында алдымен өсіп, кейіннен соплодан бөлек-теп, бірқалыпты кемитіні байқалады.

Әдебиеттер

- 1 Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.

References

- 1 Zhukauskas A.A. Konvektivnyj perenos v teploobmennikah. – М.: Nauka, 1982. – 472 (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 криоматрица критические явления мономер полиагрегат пылевая плазма радиальные функции распределения структура то заряды плазма то заряды плазма толькынык 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

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

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

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

Здесь вы можете скачать полные электронные версии статей.

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

**Измерение аэродинамических
характеристик потока вблизи
поверхности тела**

Исследование аэродинамики плохо обтекаемых тел в потоках жидкостей и газов является одним из основных вопросов промышленной аэродинамики. К числу таких задач можно отнести и изучение поперечного обтекания стесненным потоком круглого цилиндра. Целью данной работы является исследование влияния числа Рейнольдса на закономерности течения в кормовой области цилиндра. Исследования проводились в интервале чисел $2 < Re < 2 \cdot 10^5$ и $0,7 < Pr < 550$. Проведенные эксперименты показали, что существенное влияние на аэродинамику при обтекании круглого цилиндра оказывает степень загромождения. При этом изменяются не только количественные характеристики, но и имеются ряд качественных изменений в режиме обтекания. Например, установлены две разновидности течения в следе за телом: первая характеризуется существованием периодических срывов вихрей при $q = 0,385$ и $10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$ вторая – отсутствием периодичности, т.е. наличием беспорядочных вихревых течений при $q = 0,629$. При переходе течения в следе от периодического к аperiodическому длина зоны осредненного циркуляционного течения изменяется от $l/d = 1,5$ до $3,0$.

Ключевые слова: струя, аэродинамика, пограничный слой, поток, турбулентное течение, вихрь, идеальная жидкость.

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

**Measurement of aerodynamic
characteristics fluxes near the
surface of the body**

Research of aerodynamics of bluff bodies in the flow of liquids and gases is one of the major issues of industrial aerodynamics. These problems can be attributed to the study of cross-flow constrained the flow of a circular cylinder. The objectives of this work investigation of the effect of the Reynolds number on the flow patterns in the aft area of the cylinder. The studies were conducted in the range of numbers $2 < Re < 2 \cdot 10^5$ and $0,7 < Pr < 550$. Experiments have shown that a significant impact on the aerodynamics of the flow around a circular cylinder has a degree of blockage. This changes not only the quantitative characteristics, but there are a number of qualitative changes in the flow regime. For example, set two kinds of flow in the wake of the body: the first is characterized by the existence of periodic vortex shedding at $q = 0,385$ and $10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$ second - the lack of periodicity, ie, the presence of chaotic vortex flows at $q = 0,629$. When changing flow in the wake of the periodic to aperiodic length averaged circulation flow zone varies from $l/d = 1,5$ to $3,0$.

Key words: jet, aerodynamics, interface, stream, turbulent flow, whirlwind, ideal liquid.

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

**Дененің бетіне жақын ағынның
аэродинамикалық
сипаттамаларын зерттеу**

Аэродинамиканы зерттегенде орай ағатын денелердің сұйықтықтың және газдың тасқындарында бір индустриялық аэродинамиканың негізгі сұрақтарынан болып табылады. Домалақ цилиндрдың көлденең орай ағатын ағыншаның зерттеуін осындай мақсаттың санына апару болады. Бұл жұмыстың мақсаты цилиндрдің сырт жағындағы ағыс заңдылығына Рейнльдс санының әсерін зерттеу. Санның ара қашықтар $2 < Re < 2 \cdot 10^5$ және $0,7 < Pr < 550$ зерттеу жүргізілді. Эксперименттер дөңгелек цилиндр айналасында ағынының аэродинамикасын елеулі әсері қоршау дәрежесі бар екенін көрсетті. Бұл сандық сипаттамалары ғана емес, өзгереді, бірақ ағыны режимінде сапалы өзгерістер бар. Мысалы, дененің ізімен ағынының екі түрін орнатыңыз: бірінші $q = 0,385$ және $10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$ кезінде қанға мерзімді құйынды болуымен сипатталады - кезеңділігі болмауы, яғни, ретсіз құйынды болуы $q = 0,629$ кезінде ағады. Тізбегіндегі ұзындығы мерзімді ізімен ағынын өзгерткен кезде айналымы ағыны аймағы $l/d = 1,5$ -ден $3,0$ -ге дейін өзгереді, орташа.

Түйін сөздер: ағынша, аэродинамика, шекаралық қабат, ағын, турбуленттік ағыс, құйындық, идеал сұйық.

**ИЗМЕРЕНИЕ АЭРО-
ДИНАМИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК
ПОТОКА ВБЛИЗИ
ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА****Распределение давления**

Рассмотрим экспериментальные результаты измерений распределения давления по поверхности круглого цилиндра при различных загромождениях. При каждом загромождении проводилось несколько измерений в зависимости от числа Рейнольдса. Измерения были проведены как с изменением диаметра цилиндра, так и при изменении ширины канала. Всего было проведено свыше 70 серий измерений. Приведены только некоторые данные, дающие ясное представление о зависимости распределения.

В лобовой точке цилиндра благодаря полному торможению набегающего потока $\bar{P}=1$. С удалением от этой точки коэффициент давления постепенно уменьшается и в области миделевого сечения наблюдается максимальное по абсолютной величине отрицательное давление. Положение минимума давления смещается от 70° до 90° при увеличении загромождения от 0 до $\sim 0,8$. За точкой минимума наблюдается некоторый рост давления до точки отрыва пограничного слоя, после которой оно остается постоянным. Точка отрыва пограничного слоя смещается от положения $\theta_{omp}=82^{\circ}$ при нулевом загромождении вниз по потоку до $\theta_{omp}=100^{\circ}$ при $\theta \geq 0,6$.

Таким образом, при докризисном режиме увеличение загромождения потока до $\theta \approx 0,9$ приводит к улучшению обтекания цилиндра и область безотрывного обтекания охватывает около 60% поверхности тела. Как установлено, распределение коэффициента давления практически не зависит от изменений числа Рейнольдса в пределах от $15 \cdot 10^3$ до $15 \cdot 10^4$. Изменение геометрических размеров цилиндра и канала также не влияет на распределение давления при одном и том же загромождении [1].

В указанной области чисел Re и q не был обнаружен сверхкризисный режим обтекания цилиндра. Так как установка не позволяла получить более высокие значения числа Re , для получения сверхкризисного режима обтекания цилиндра производилась искусственная турбулизация набегающего потока.

Распределение коэффициента давления при обтекании цилиндра потоком с повышенным уровнем турбулентности для двух загромождений 0,385 и 0,629. Для удобства сравнения в обоих случаях измерения проделаны при одних и тех же значениях числа Re (одинаковые цифры соответствуют одному значению Re).

Как известно, наступление сверхкризисного режима связано с качественной перестройкой течения в кормовой области тела, благодаря которому точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по направлению течения и происходит резкое увеличение давления в кормовой области тела. Изменение уровня турбулентности набегающего потока до 4,7% привело сверхкризисному режиму обтекания при значении числа $Re=235000$. Данные соответствуют докризисному режиму обтекания. Однако, трудно получить данные при одних и тех же значениях числа Re и уровня турбулентности. Поэтому было бы желательно ввести некоторый параметр, характеризующий однозначно влияние уровня турбулентности и числа Рейнольдса на закономерности обтекания цилиндра. Обработка результатов опытов показала, что таким параметром может служить произведение $\varepsilon' \cdot Re$ (где $\varepsilon' = \sqrt{U'^2}/U_\infty$), которое можно рассматривать как турбулентное число Рейнольдса: $Re_{Tu} = \sqrt{U'^2}/\nu$. Именно от этого параметра зависит положение точки отрыва пограничного слоя, и, следовательно, наступление кризисного режима обтекания. Анализ зависимости положения точки отрыва от параметра Re_{Tu} показал, что при некотором значении этого параметра положение точки отрыва резко смещается от $\theta \approx 100^\circ$ до $\theta \approx 140^\circ$, которое свидетельствует о наступлении кризисного режима обтекания.

За критическое значение турбулентного числа Рейнольдса примем условно его значение Re_{Tu}^* при котором $\theta_{отр} = 120^\circ$. А также $Re_{Tu}^* = 1060$ при $q=0,385$ и $Re_{Tu}^* = 1000$ при $q=0,629$. Приближенно можно считать, что критическое значение турбулентного числа Рейнольдса $Re_{Tu}^* = 1000$ и не зависит от загромождения канала до $q \leq 0,6$.

Зная уровень турбулентности потока, можно определить значение числа Рейнольдса, при котором наступает кризис обтекания, по зависимости

$$Re_{кр} \approx \frac{1000}{\varepsilon'} \quad (1)$$

Теперь вернемся к распределению давления при наличии решетки. В передней части цилиндра экспериментальные значения хорошо совпадают с расчетными значениями. Принимая минимальное значение в области $\theta \approx 80-85^\circ$, коэффициент давления затем растет до $130-140^\circ$, а дальше остается постоянным. В области $\theta \approx 100^\circ$ наблюдается перегиб, который характеризует переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Таким образом при больших загромождениях в условиях кризисного режима обтекания примерно 80% поверхности тела омывается внешним безотрывным потоком.

После отрыва пограничного слоя от поверхности цилиндра в его кормовой части наблюдается постоянство коэффициента давления.

Также приведена зависимость среднего значения коэффициента давления в области циркуляционной зоны за цилиндром (или значение \bar{P} при $\theta=180^\circ$) от величины загромождения. Как видно с ростом загромождения растет и величина разрежения, особенно сильно при больших значениях q .

Коэффициент сопротивления

В исследуемой нами области чисел Рейнольдса $10^4 \div 2 \cdot 10^5$ по обтеканию цилиндра потоком воздуха в безграничном потоке значение коэффициента сопротивления $c_x \approx 1,2$. Однако, при обтекании тела в ограниченном потоке значение c_x изменяется и она становится функцией от загромождения.

Исходя из распределения давления по поверхности, были вычислены сопротивления цилиндра по формуле

$$c_x = \Delta\theta \sum_i \bar{P}_i \cos\theta_i, \quad (2)$$

где $\Delta\theta = 0,0873$ рад. соответствует измерениям через 5° по поверхности тела. При этом силами трения можно пренебречь, так как доля их весьма мала по сравнению с силами сопротивления давления для плохо обтекаемых тел. Как видно, с ростом загромождения коэффициент сопротивления цилиндра возрастает при $q < 0,5$ слабо, а при $q > 0,5$ весьма резко. Увеличение коэффициента сопротивления цилиндра в основном обусловлено понижением давления в кормовой области тела по сравнению с давлением невоз-

мушенного течения при больших загромождениях.

Нам приведены изменения коэффициента сопротивления давления при переходе режима обтекания от докритического к сверхкритическому для двух загромождений в зависимости от $Re_{Tu}c_x$ уменьшается начиная с некоторого значения Re_{Tu} , которое соответствует наступлению кризисного режима.

Для учета влияния загромождения при обтекании тел в канале в первом приближении можно рекомендовать в качестве характерной скорости потока скорость в наименьшем проходном сечении канала вместо средней скорости набегающего потока. Тогда формула, учитывающая влияние загромождения на коэффициент сопротивления, будет иметь вид:

$$c_x = c_{x_0} \frac{1}{(1-q)^2}, \quad (3)$$

где c_{x_0} – коэффициент сопротивления при обтекании безграничным потоком. Кривая соответствующая этой формуле, расходится с экспериментальными данными и может быть использована только для грубых расчетов.

Данные опытов хорошо описываются эмпирической формулой

$$c_x = c_{x_0} \left[1 + 0,717 \frac{q}{(1-q)^2} \right] \quad (4)$$

справедливой для значений $0 \leq q \leq 0,9$ и $10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$.

Турбулентная структура потока

Изучение структуры течения вблизи поверхности цилиндра было осуществлено термоанемометрическим методом исследования. Располагая нить насадки на 0,3 мм от поверхности цилиндра, измеряли среднюю скорость, интенсивность и частотный спектр турбулентных пульсаций скорости по периметру тела. Пульсации скорости отнесены к скорости набегающего потока. Большие пульсации скорости наблюдаются в областях малых значений скорости, т.е. в области отрыва пограничного слоя, где интенсивность турбулентности достигает ~60%. Кроме того, вся кормовая область характеризуется большими пульсациями. Значи-

тельность этого эффекта становится более заметной, если пульсации скорости отнести местной скорости потока.

Излучение распределения энергетического спектра частот привело к более глубокому анализу микроструктуры потока в циркуляционной области круглого цилиндра. Приведены изменения спектров частот по поверхности круглого цилиндра, где их нижняя линия соответствует нулевому уровню. Здесь квадратный корень от плотности спектральной функции $(F(w))^{1/2}$ и частота пульсаций скорости в логарифмическом масштабе. По спектральной функции $(F(w))^{1/2}$ было подсчитано локальное значение средней частоты колебаний потока по формуле:

$$w_{cp} = \frac{\sum_0^n (\sqrt{F(w_i)})^2 w_i \cdot \Delta w_i}{\sum_0^n (\sqrt{F(w_i)})^2 \cdot \Delta w_i}, \quad (5)$$

где Δw_i – полоса пропускания фильтра, а w_i – его резонансная частота.

Изменения средней частоты пульсаций по контуру тела при $U_\infty=5$ м/с, и при $U_\infty=20$ м/с. Отсюда видно, что с ростом загромождения потока средняя частота пульсаций увеличивается. Большие значения средней частоты приходятся на участок поверхности тела $105 < \theta < 130^\circ$. Необходимо подчеркнуть, что амплитуда изменения средней частоты по контуру тела при малых загромождениях незначительная по сравнению с амплитудой частоты при больших загромождениях. Зная местную скорость и среднюю частоту колебания, можно определить масштаб турбулентности. Масштаб турбулентности уменьшается с ростом загромождения потока. Если его значение при больших загромождениях составляет для задней критической точки ($\theta=180^\circ$) 7 мм, то при малом загромождении он равняется ~40мм. Область $105 < \theta < 130^\circ$ обладает мелкомасштабной турбулентностью, что протяженность ее по контуру увеличивается с ростом загромождения.

Таким образом, в исследуемой нами области чисел Рейнольдса и при вышеуказанных значениях загромождений в кормовой области тела наблюдаются пульсации скорости со средней частотой, изменяющейся от 20 до 1000 Гц. Большие изменения частоты происходят, в основном, в интервале $105 < \theta < 130^\circ$ по поверхности тела, для которой характерна мелкомасштабная

турбулентность. В области задней критической точки цилиндра при малых загромождениях имеет место ярко выраженная крупномасштабная турбулентность, достигающая размеров вихрей, срывающихся с поверхности тела.

Сравнение показывает, что средняя частота турбулентных пульсаций в кормовой области цилиндра вблизи $\theta \sim 180^\circ$ примерно в два раза выше частоты срыва периодических вихрей за телом при одной и той же скорости набегающего потока для $q=0,385$.

По-видимому это различие объясняется тем, что в кормовой области тела термоанемометр регистрирует вихри, сходящиеся с двух сторон тела. Следовательно, по средней частоте турбулентных пульсаций и масштабам турбулентности можно приблизительно судить о частоте и размерах срывающихся с поверхности тела вихрей.

Распределение скорости

Распределение скорости по периметру круглого цилиндра было получено различными методами. Значения скорости, измеренные термоанемометрами при расположении нити насадка на расстоянии 0,3 мм от поверхности цилиндра. Следует считать, что значения скорости представлены по абсолютной величине, так как термоанемометр не позволяет опреде-

лить направление потока. Поэтому необходимо учесть, что в области после точки срыва пограничного слоя скорости отрицательны из-за обратных направленных токов жидкости по отношению к направлению внешнего потока (что подтверждается результатам измерения с помощью трубки Пито). Можно заметить смещение точки отрыва пограничного слоя вниз по течению с ростом степени загромождения (рисунок 1).

С целью более глубокого изучения изменения скорости вблизи поверхности тела были поставлены опыты с Т-образной трубкой Пито. На рисунках 1-а и 1-б приведено распределение скоростей по сечениям пограничного слоя на поверхности цилиндра. Минимальное расстояние между поверхностью тела и центром трубки составляет 0,5 мм, так как внешний диаметр трубки 1 мм, а внутренний 0,3 мм. Поэтому измерения производились по существу по внешней части пограничного слоя. Измерения проведены при загромождениях $q=0,385$ и $0,629$ при скорости $U_\infty=20$ м/с. На рисунке указана линия нулевой скорости ($U=0$). Как видно из рисунков распределение скорости в сечениях до отрыва пограничного слоя более равномерное. С наступлением отрыва вблизи поверхности тела появляются частицы жидкости, движущиеся в обратном направлении по отношению к внешнему потоку.

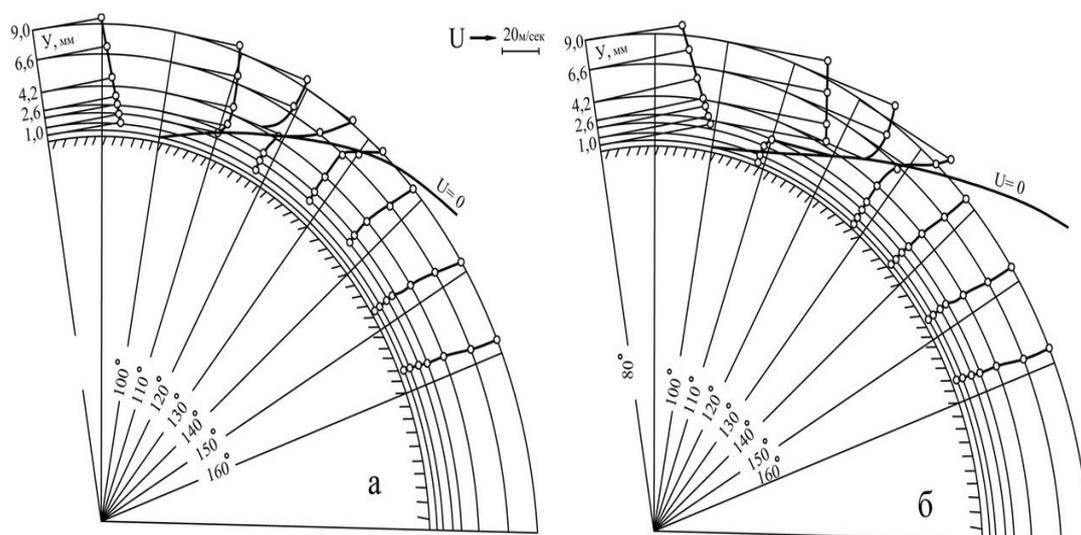


Рисунок 1 – Распределение средней скорости по поверхности цилиндра, измеренное Т – образной трубкой Пито: а) $q=0,385$; б) $q=0,629$

Необходимо подчеркнуть, что касательная к поверхности цилиндра скорость обратных токов жидкости при малых загромождениях ($q < 0,5$) больше, чем при значительных загромождениях ($q > 0,5$). На рисунке 1 приведены такие значения

скорости, подсчитанные по распределению давления для передней половины цилиндра. Как видно оба метода дают одинаковые значения скорости на передней половине цилиндра вне пограничного слоя.

Литература

1 Джунхан С. Влияние турбулентности и градиента давления набегающего потока на профиль скоростей в пограничном слое на плоской пластине и на теплопередачу (русский перевод). – 1991. – Том 89. – С. 97-121.

References

1 Dzhunhan S. Vlijanie turbulentnosti i gradienta davlenija nabegajushhego potoka na profil' skorostej v pograničnom sloe na ploskoj plastine i na teploperedachu (russkij perevod). // 89. (1991). 97-121.

Толеуов Г., Сейтжаппарова А.,
Жетибай Г., Серикова А.,
Рустемова С., Есеналина К.

**Проблемы измерения
температуры и температурного
поля при исследовании
свободных струй**

Проведены исследования трехмерных турбулентных струй, исходя из особенностей измерения динамических, тепловых характеристик струи. Скорость потока изменялась в пределах $6 \div 15$ м/с. Температура потока варьировалась от комнатной до 60° С. Предварительные измерения показали, что формы поперечных профилей по обеим осям симметрии сопла близка к равномерному распределению, имеются лишь небольшие неравномерности в областях, соответствующих отводу тепла от внешних сторон сопла. По этой причине внешние стороны прямоугольных сопел по возможности теплоизолировались от окружающей среды с тем, чтобы до минимума свести отклонение от прямоугольной формы поперечных профилей температуры на срезе сопла. В процессе экспериментов осуществлялась корректировка данных путем построения градуировочной кривой для вычисления значений температуры. Перемещение записывающего устройства самописца по координате y было проградуировано относительно показаний ртутного термометра. Исследования аэродинамики и процессов теплопереноса трехмерных турбулентных струй проводились в широком диапазоне геометрических параметров сопла, начальной скорости истечения и параметров управляющего воздействия.

Ключевые слова: свободная струя, турбулентность, сопло, распределение температуры, градуировка.

Toleuov G., Seitzhapparova A.,
Zhetibay G., Serikova A.,
Rustemova S., Esenalina K.

**Problems of measurement of
temperature and temperature
field in the study of free jets**

The experimental setup allowed to conduct research of three-dimensional turbulent jets, based on the characteristics measurement dynamic, thermal characteristics jets. A flow rate varied between the limits $6 \div 15$ m/s. A flow temperature varied from room temperature to 60° C. Preliminary measurements have shown that the shape of the transverse profiles in both axes of symmetry of the nozzle close to a uniform distribution, there are only small areas rather irregularly in the corresponding heat dissipation from the outer sides of the nozzle. For this reason, the outer sides of the rectangular nozzles possible heat insulated from the environment. It is necessary to reduce to a minimum deviation from the rectangular shape by cross sections of temperature at the nozzle exit. In the course of the experiments carried out data correction by constructing a calibration curve to calculate the values of temperature. Moving the recorder on the y coordinate was relatively calibrate mercury thermometer readings. Studies aerodynamics and heat transfer processes three-dimensional turbulent jets performed in a wide range of geometric parameters of the nozzle, and a flow rate of the initial parameters of the control action.

Key words: free jet, turbulence, nozzle, temperature distribution, grading.

Төлеуов Г., Сейтжаппарова А.,
Жетібай Г., Серікова А.,
Рүстемова С., Есеналина К.

**Еркін ағыншаларды зерттеу
кезіндегі температураны және
температуралық өрісті өлшеу
проблемалары**

Ағыншаның динамикалық және жылулық сипаттамаларын өлшеудің ерекшеліктерін ескере отырып, үшөлшемді турбуленттік ағыншалар зерттелді. Ағынның жылдамдығы $6 \div 15$ м/с шектерінде өзгеріп отырды. Ағынның температурасы комнаталықтан 60° С-қа дейін вариацияланды. Алдын-ала өлшеулер соплоның екі симметрия өстері бойынша жылдамдықтың көлденең профилдерінің формалары бірқалыпты таралуға жақын екендігін көрсетті, тек соплоның сыртқы беттерінен жылудың кетуіне байланысты облыстарда аздаған біркелкіліксіздіктер байқалды. Осы себепті аталған сыртқы беттер қоршаған ортадан жылуоқшауланды, нәтижесінде профилдегі біркелкіліксіздіктер минимумға келтірілді. Эксперимент кезінде температура мәндерін есептеу үшін градуировкалық қисықты тұрғызу жолымен берілгендерді корректировкалау жүргізілді. Өздігінен жазатын қондырғының жазу тетігінің орын ауыстыруы y координатасы бойынша сынап термометрінің көрсетуімен салыстырғанда градуирленді. Үшөлшемді турбуленттік ағыншаның аэродинамикасын және жылу тасымалын зерттеу, соплоның геометриялық параметрлерінің, ағынның бастапқы жылдамдығының кең диапозондарында жүргізілді.

Түйін сөздер: еркін ағынша, турбуленттік, сопло, температураның таралуы, градуирлеу.

**ПРОБЛЕМЫ
ИЗМЕРЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРЫ И
ТЕМПЕРАТУРНОГО
ПОЛЯ ПРИ
ИССЛЕДОВАНИИ
СВОБОДНЫХ СТРУЙ**

Введение

В последние годы, в различных устройствах, применяемых в энергетике, вентиляционной технике, реактивной технике и т.д., начались использоваться турбулентные струи, вытекающие из отверстия прямоугольного, эллиптического или какого-либо иного сечения, имеющего больше чем один характерный размер [1-4]. Для трехмерных струй, обладающих повышенной чувствительностью к внешним воздействиям не достаточно изучались проблемы, касающихся теплопереноса таких струй. Это обстоятельство послужило основанием для постановки задачи экспериментального исследования.

Экспериментальная установка

Экспериментальные установки позволяли провести исследование трехмерных турбулентных струй, исходя из особенностей измерения динамических, тепловых характеристик струи.

Эксперименты проводились на установке (рисунок 1), где воздух от вентилятора 1 поступал через виброгасящий переход 2 в успокоительную камеру 3, затем через сетки 4 и 5 истекал из сопла 6 с прямоугольной формой выходного сечения.

Корневая часть струи располагалась в рабочей части теневого прибора ИАБ-451, оборудованного так, что можно было наблюдать теневую мгновенную картину течения.

Воздействие на струю осуществлялось с помощью динамика 7 мощностью 50 Вт, размещенного в успокоительной камере фронтально к выходному сечению струи.

Для измерения средней скорости и динамического давления применялись трубка Пито 8 и микроманометр 9 марки ММН-240.

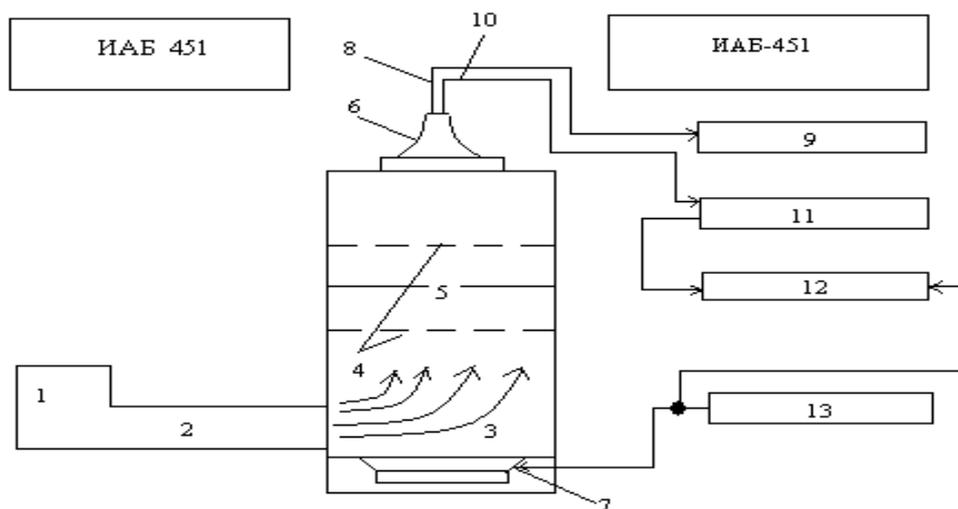
Во время эксперимента с помощью двух координатных самописцев, оборудованных дополнительными устройствами производили запись динамических и тепловых характеристик в виде пространственных распределений.

Для формирования трехмерных струй использовались сменные сопла (рисунок 2) с различными удлинениями. Удлинением сопла называют отношение длинной стороны к короткой

стороне b на срезе сопла ($\lambda=a/b$). Прямоугольные сопла имели одинаковую высоту 90 мм, со степенями поджатия $c \approx 10$, причем значения площадей среза выхода для всех сопел были примерно одинаковы и равно велики по площади круглому соплу, диаметр которого составлял бы

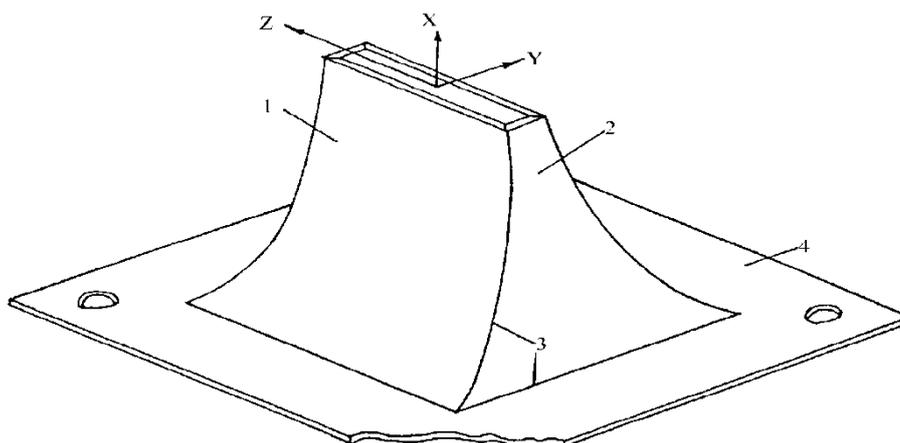
$d_{кр.} = 22,57$ мм. В соответствии с этим эффективный диаметр каждого прямоугольного сопла $d_э$ был приблизительно таким же, как диаметр круглого сопла. Здесь $d_э = 2\sqrt{ab/\pi}$.

В опытах использовались сопла с удлинением $\lambda = 2,66; 11,00$.



1 – вентилятор; 2 – виброгасящий переход; 3 – успокоительная камера;
4 – выравнивающие сетки; 5 – нагреваемая сетка; 6 – сопло; 7 – динамик;
8 – трубка Пито; 9 – микроанометр; 10 – датчик термоанемометра; 11 – система термоанемометрического блока типа СТМ-02; 12 – блок фазовой выборки; 13 – звуковой генератор.

Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки



1, 2 – стороны сопла; 3 – линии припайки; 4 – основание сопла.

Рисунок 2 – Конструкция сопла с прямоугольным выходным сечением

Экспериментальное исследование теплопереноса в трехмерных струях проводилось на той же экспериментальной установке, которая описана выше. Воздух, поступающий в успокоительную камеру через выравнивающие сетки, истекал из прямоугольного сопла. Струя при этом нагревалась с помощью нагревателя, смонтированного во входном сечении сопла. Схема его устройства представлена на рисунке 3.

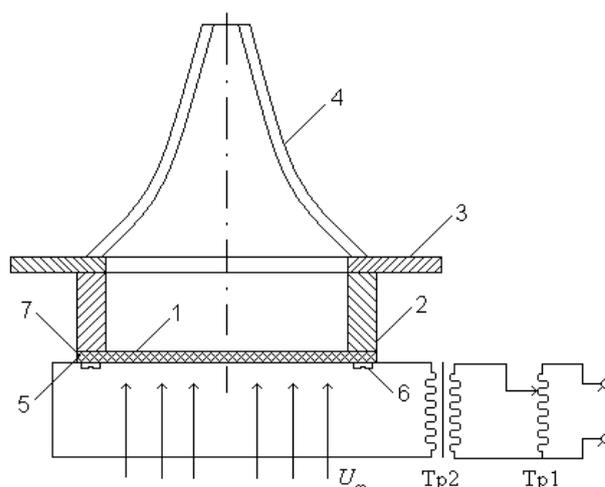
При получении равномерного профиля температуры в выходном сечении струи возникли определенные трудности технического характера. Они были преодолены, во-первых, выбором мелко ячеистой никелевой сетки, во-вторых, близким расположением друг другу контактных зажимов (5). При этом эти зажимы вместе с контактным слоем из олова (7) плотно прижимались к текстолитовой державке с помощью крепежных болтов (6). Тем самым устранялся нежелательный дополнительный нагрев в месте контакта.

Скорость потока изменялась в пределах $6 \div 15$ м/с. Температура потока варьировалась от комнатной до 60°C .

Схема экспериментальной установки (рисунок 4) для измерения распределения температуры содержит следующие составные части: медь-константовую термопару, цифровой вольтметр универсальный В7-21, двухкоординатный самописец ПДП4-002.

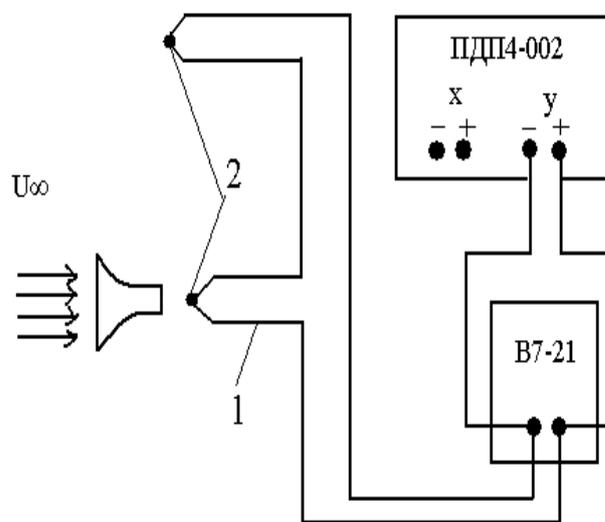
Для измерения распределения температуры струи использовалась медь-константовая термопара, «горячий» спай которой размещался в потоке, а другой, так называемый «холодный» спай, находился при комнатной температуре. ЭДС термопары измерялась цифровым вольтметром В7-21. Сигнал от термопары подавался также на двухкоординатный самописец ПДП4-002, где производились непрерывные записи изменения температуры вдоль оси струи и в поперечных сечениях.

Начальные условия истечения струи при исследовании теплопереноса поддерживались такими же, как в аэродинамических исследованиях. Температура внешней среды и струи у выхода сопла поддерживалась постоянной и контролировалась ртутным термометром с ценой деления $0,1^{\circ}\text{C}$.



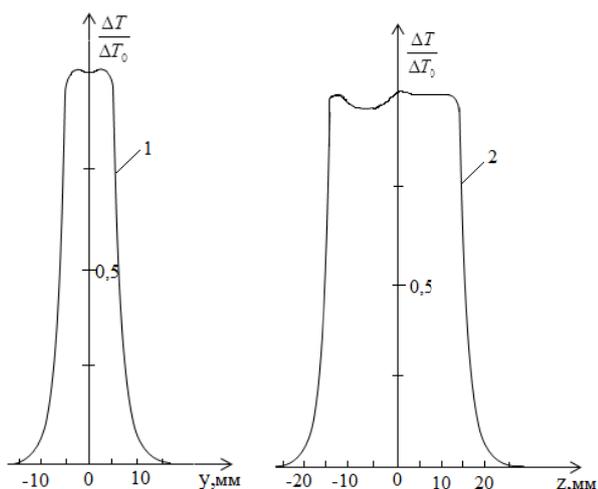
1 – нагреваемая сетка; 2 – текстолитовая державка; 3 – приспособление для закрепления сопла к успокоительной камере; 4 – сопло; 5 – контактный зажим; 6 – болт; 7 – контактный слой олова; Тр1-ЛАТР; Тр2-трансформатор тока.

Рисунок 3 – Экспериментальная установка для нагрева струи



1 – термопара; 2 – спай термопары.

Рисунок 4 – Схема установки для измерения температуры



1 – вдоль оси, параллельной короткой стороне сопла;
2 – вдоль оси, параллельной длинной стороне сопла.

Рисунок 5 – Распределение температуры на срезе сопла для $\lambda=2,66$

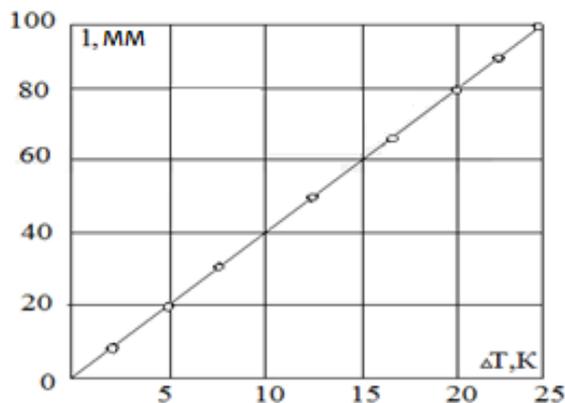
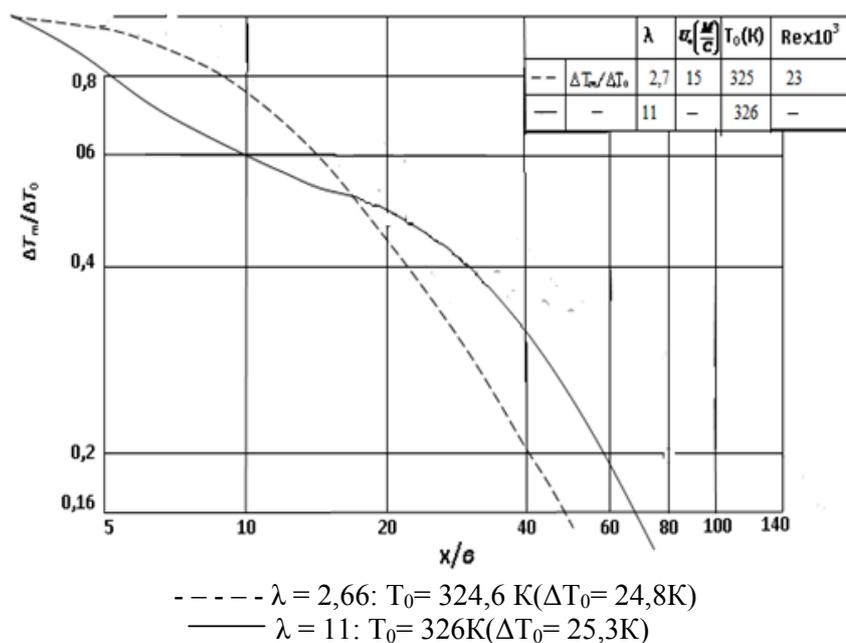


Рисунок 6 – Градуировка термопары в виде зависимости значений перемещения записывающего устройства от показаний ртутного термометра



----- $\lambda = 2,66: T_0 = 324,6 \text{ K} (\Delta T_0 = 24,8 \text{ K})$
 ————— $\lambda = 11: T_0 = 326 \text{ K} (\Delta T_0 = 25,3 \text{ K})$

Рисунок 7 – Распределение избыточной температуры по оси трехмерной струи при различных значениях параметра λ при начальной скорости $U_0 = 15 \text{ м/с}$.

Результаты измерений

Предварительные измерения показали (рисунок 5), что формы поперечных профилей по обеим осям симметрии сопла близка к равномерному распределению, имеются лишь небольшие неравномерности в областях, соответствующих отводу тепла от внешних сторон сопла. По

этой причине внешние стороны прямоугольных сопел по возможности теплоизолировались от окружающей среды с тем, чтобы до минимума свести отклонение от прямоугольной формы поперечных профилей температуры на срезе сопла.

В процессе экспериментов осуществлялась корректировка данных путем построения градуировочной кривой (рисунок 6) для вычис-

ления значений температуры. Перемещение записывающего устройства самописца по координате y было проградуировано относительно показаний ртутного термометра.

Исследования аэродинамики и процессов теплопереноса трехмерных турбулентных струй

проводились в широком диапазоне геометрических параметров сопла, начальной скорости истечения и параметров управляющего воздействия. В качестве примера на рисунке 7 приведено распределение температуры вдоль оси неизотермической струи при $\lambda=2,66$ и 11.

Литература

- 1 Sfeier A.A The velocity and temperature fields of rectangular jets // Int. J. Heat and Mass Transfer. 19, №11. (1976). 1298-1297.
- 2 Абрамович Г.Н., Гиршович Н.А., Крашенинников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй. Изд. 2-ое перераб. и доп. / Под ред. Абрамовича Г.Н. – М., 1984. – 720 с.
- 3 Faghani, E.; Maddahian, R.; Faghani, P.; Farhanieh, B. Numerical investigation of turbulent free jet flows issuing from rectangular nozzles: the influence of small aspect ratio // Archive of applied mechanics. – 2010. – Vol.80 (7). – P. 727-745.
- 4 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall. Coherent Streamwise Vortex Structures in the Near-Field of the Three-Dimensional Wall Jet // J. Fluids Eng. – 2013. – Vol.135(6). – P. 120-126.

References

- 1 Sfeier A.A The velocity and temperature fields of rectangular jets // Int. J. Heat and Mass Transfer. 19, №11. (1976). 1298-1297.
- 2 Abramovich G.N., Girshovich G.A., Krashennnikov S.Ju. idrugie. Teoriya turbulentnyh struj. Izd. 2-oe pererab. idop. / Pod red. G.N. Abramovicha. – M., 1984. – 720 s. (in russ).
- 3 Faghani, E.; Maddahian, R.; Faghani, P.; Farhanieh, B. Numerical investigation of turbulent free jet flows issuing from rectangular nozzles: the influence of small aspect ratio // Archive of applied mechanics. 80 (7). (2010). 727-745.
- 4 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall. Coherent Streamwise Vortex Structures in the Near-Field of the Three-Dimensional Wall Jet // J. Fluids Eng. 135 (6). (2013). 120-126.

Аскарова А.А.,
Болегенова С.А.,
Максимов В.Ю.,
Алдиярова А.Н.

**Исследование процессов
сжигания угольной пыли
с учетом угла наклона
вихревых горелочных
устройств**

Исследование направлено на изучение тепловых процессов, обусловленных сжиганием пылеугольного топлива в камере сгорания промышленного котла действующей ТЭЦ. Необходимо получить новые результаты теоретического исследования, математического и компьютерного моделирования процессов турбулентного теплопереноса при сжигании пылеугольного топлива в топочной камере котла БКЗ-75. На основе численного решения системы уравнений конвективного теплопереноса, с учетом кинетики химических реакций, двухфазности течения, нелинейных эффектов конвективного и радиационного теплообмена и методов трехмерного моделирования, необходимо выявить концентрационные характеристики по всему объему топочной камеры, в ее основных сечениях и на выходе из нее; определение влияния закрутки пылеугольного потока в топочной камере котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ.

Ключевые слова: компоновка камеры сгорания, вихревые горелочные устройства, физико-технологический процесс.

Askarova A.S.,
Bolegenova S.A.,
Maximov V.V.,
Aitbaeva A.N.

**The study of combustion
processes of coal dust taking into
account the inclination angle of
vortex burners**

The study aims to examine thermal processes, caused by burning of pulverized coal in the combustion chamber of an industrial boiler existing CHP. It is necessary to receive new results of theoretical research, mathematical and computer modeling of processes of a turbulent heatmass transfer when burning coal-dust fuel in the furnace chambers of a copper of BKZ-75. On the basis of the numerical decision of system of the equations of a convective heatmass transfer, taking into account kinetics of chemical reactions, two-staging of a current, nonlinear effects of convective and radiation heat exchange and methods of three-dimensional modeling, it is necessary to reveal concentration characteristics on all volume of the furnace camera, in its main sections and at the exit from it; definition of influence to twist of a coal-dust stream in the furnace chamber of the boiler BKZ-75CHP Shakhtinskaya combined heat and power plant.

Key words: configuration of the combustion chamber, swirl burner, physico-technological process.

Асқарова Ә.С.,
Бөлегенова С.Ә.,
Максимов В.Ю.,
Алдиярова Ә.Н.

**Оттық құрылғылардың
құйынды көлбеу
бұрышын ескере отырып
шаңтозаңды көмірдің жану
процесін зерттеу**

Зерттеу жұмыстары қазіргі ЖЭО-ның өнеркәсіптік қазандығының жану камерасында шаңтозаңды отынды жағумен шартталған жылу процестерін зерттеуге бағытталған. БКЗ-75 қазандығының жану камерасында шаңтозаңды отынды жағу кезіндегі турбулентті жылумассатасымалдау процестерін теориялық зерттеу, математикалық модельдеу және компьютерлік модельдеудің жаңа нәтижелерін алу керек. Химиялық реакциялар кинетикасын, ағыстың екіфазалығын, конвективті және радиациялық жылуалмасудың, үш өлшемді модельдеу әдістерінің бейсызықтық әсерлерін ескере отырып, конвективті жылумассатасымалдау теңдеулері жүйесін сандық есептеу негізінде жану камерасының толық көлемі бойынша, оның негізгі кескіндеріндегі және шығысындағы шоғырлану сипаттамаларын анықтау; Шахтинск ЖЭО БКЗ-75 қазандығының жану камерасындағы шаңтозаңды ағыстың бұралуының әсерін анықтау қажет.

Түйін сөздер: жану камерасының құраушылары, құйынды жанарғылық құрылғылар, физика-технологиялық процестер.

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ
СЖИГАНИЯ УГОЛЬНОЙ
ПЫЛИ С УЧЕТОМ УГЛА
НАКЛОНА ВИХРЕВЫХ
ГОРЕЛОЧНЫХ
УСТРОЙСТВ**

Введение

В настоящее время в мире складывается новая структура экономических взаимоотношений, основанная на качестве формирования выгодных связей со странами – обладателями энергетических ресурсов. В этой связи страны, имеющие необходимые ресурсы и способные разрабатывать перспективные планы их использования, получают неоспоримые конкурентные преимущества. В свою очередь интеграция Казахстана в мировой экономике обуславливает устойчивые тенденции роста цен на энергетические и материальные ресурсы.

Поэтому для теплоэнергетики и других смежных с ней отраслей промышленности задача снижения затрат на получение требуемой продукции является первостепенной. В связи с этим, становится актуальным вопрос выбора, эксплуатации, а в первую очередь, создания новых, высокоэффективных энерго- и ресурсосберегающих технологий энергетических процессов. Для этого необходима реализация целого комплекса мероприятий, важнейшим из которых является применение наиболее точных методик расчета теплоэнергетических процессов.

При освоении новых энергетических блоков, использующих пылеугольное топливо, исследования топочных процессов с целью их усовершенствования чрезвычайно затруднено. Для повышения надежности и улучшения качества проектирования большую актуальность приобретает разработка методов комплексного расчета топочных устройств с учетом аэродинамики топочной камеры, воспламенения, теплообмена и механизмов выгорания пылеугольного факела.

Экспериментальные исследования, проводимые на натуральных промышленных объектах, дают ценные сведения о работе энергетического объекта в целом, но при этом возможность исследовать влияние отдельных факторов на формирование и развитие топочных процессов отсутствует. Значительно больше возможностей открывают исследования, проводимые на стендовых установках. В работах, выполненных на таком оборудовании, была получена взаимосвязь между процессами горения, массо – и теплообмена в топочных камерах. Кроме того,

изучалось поведение минеральной части топлива и исследованы шлакующие свойства золы.

В настоящий момент единственным средством в реализации комплексного исследования процессов сжигания пылеугольного топлива в топочных камерах котлов промышленных объектов (ТЭС, ТЭЦ, и др.) являются численные методы и вычислительный эксперимент с использованием методов трехмерного моделирования и привлечением современного компьютерного оборудования вычислительной техники и пакета программ. Преимущество 3D-моделирования в том, что учитывается наибольшее количество явлений и факторов, влияющих на протекание реальных процессов.

При проведении вычислительного эксперимента для построения физико-технических моделей используются модельные представления о механизме реально протекающих процессов в топочных камерах энергетических объектов. Методологические принципы для создания таких моделей основаны на понимании протекания технологических процессов (стадии горения пылеугольного топлива, образование вредных пылегазовых выбросов, золы и т.д.). Такие процессы основаны на знании закономерностей, так называемых «элементарных процессов: аэродинамики, массо – и теплопереноса, химической кинетики, процессов фазовых переходов, нелинейных эффектов конвективного и радиационного теплообмена, диффузионных процессов и т.д.

Таким образом, сказанное выше говорит об актуальности поставленной задачи, а использование современных технологий численного метода исследования и методики трехмерного моделирования позволило провести комплексное исследование тепловых процессов и аэродинамических характеристик топочной камеры котла действующего казахстанского энергетического объекта.

На основе уравнений пограничного слоя для многокомпонентных химически реагирующих течений проведено исследование диффузионного пламени, образующегося при горении вдуваемого топлива у вертикальной пористой пластины. Найдено распределение концентраций топлива и окислителя, температуры и других параметров внутри пограничного слоя при естественной и смешанной конвекции.

В диффузионном горении, как утверждают авторы, произведение концентраций реагентов

в каждой точке равно нулю и имеется поверхность раздела, где концентрации всех реагентов равняются нулю. В соответствии с этим на этой поверхности появляются пики и асимметрия в профилях вероятности концентраций и температуры. Показано, что в этом случае задача может быть сведена к проблеме перемешивания пассивной смеси.

Для математического описания двухфазного течения монодисперсной газовой смеси авторы используют Эйлеров двухскоростной и двухтемпературный подход. В представленной работе, авторами были использованы нестационарные уравнения движения (Навье-Стокса), энергии и переноса концентраций компонентов для обеих фаз, которые замыкаются к-ε моделью турбулентности, модифицированной для учета влияния дисперсной фазы. Уравнения математической модели авторы решают по конечно-разностному алгоритму SIMPLEC с постоянным шагом по времени, модифицированным для учета переменной плотности и источников члена межфазного массообмена в уравнении неразрывности.

При сгорании твердого топлива в пылевидном состоянии в топочной камере происходят турбулентные процессы переноса тепла, массы реагирующих компонентов и продуктов их взаимодействия. Такие процессы описываются уравнениями, основанными на законах сохранения массы и импульса. Для реагирующих потоков, в которых происходят процессы теплопередачи и химические реакции необходимо дополнительно решать уравнение сохранения энергии и добавлять уравнение сохранения компонентов смеси или уравнения сохранения для фракций смеси и их изменений. Турбулентность описывается транспортными уравнениями для турбулентных характеристик.

Для создания трехмерного моделирования сжигания пылеугольного топлива в топочных камерах паровых котлов энергетических установок был использован стартовый компьютерный пакет программ FLOREAN [1]. Этот стартовый пакет программ был адаптирован к поставленной задаче о сжигании высокозольного казахстанского угля в топочной камере ТЭЦ РК (котел БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ).

Это позволило рассчитать концентрационные процессы сжигания карагандинского угля марки КР-200 по всему топочному пространству и на выходе из него.

Исследование концентрационных характеристик камеры сгорания котла БКЗ-75

Результаты вычислительных экспериментов с использованием прямооточных щелевых горелок были взяты из работы [1]. При проведении сравнительного анализа были исследованы основные закономерности распределения аэродинамических, концентрационных характеристик во всем объеме камеры сгорания котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ.

Проведен сравнительный анализ компоновки горелочных устройств для случая, когда установлены прямооточные горелки, и случая, когда установлены вихревые горелки с углом

закрутки 30 градусов. Кроме того в используемых горелках угол наклона к оси камеры сгорания составляет также 30 градусов.

При проведении вычислительных экспериментов, на начальном этапе необходимо построить геометрию исследуемого объекта, а также получить его конечно-разностную сетку (рисунок 1). Кроме того, в используемом программном комплексе нужно создать исходные файлы, в которых содержатся физические и геометрические данные исследуемого процесса, а также начальные и граничные условия для моделирования процесса теплопереноса в турбулентных высокотемпературных потоках.

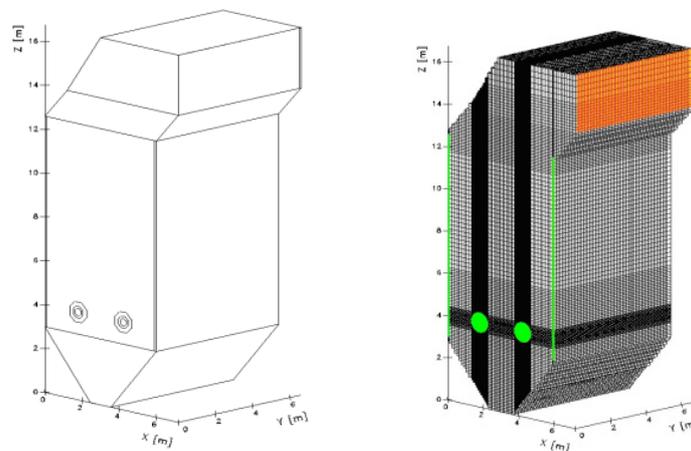


Рисунок 1 – Геометрия и конечно-разностная сетка топочной камеры котла БКЗ 75 Шахтинской ТЭЦ

К настоящему времени в результате многих исследований [2-4] среди многочисленных цепочек возможных реакций общепризнанны три механизма образования оксидов азота: тепловое окисление азота воздуха; окисление азота воздуха с участием реакций пиролиза углеводородов (образование так называемых «быстрых» оксидов азота); окисление азота, содержащегося в топливе (топливные оксиды азота).

На рисунках 2-5 представлены распределения концентраций оксида азота (NO) в различных сечениях камеры сгорания.

Анализ рисунков 2-5 показывает, что зоной максимального образования оксида азота, NO, является область высоких температур и интенсивного вихревого течения. Для исследуемой топочной камеры такая область находится в зоне

расположения вихревых горелочных устройств на высоте $z=4.0$ м. Интенсивное перемешивание топлива и окислителя, создаваемое турбулентными потоками впрыскиваемой аэросмеси вблизи горелок, а также высокая температура в ядре факела ($\sim 1200^\circ\text{C}$), создают благоприятные условия для образования оксидов азота. В этой области концентрация NO достигает максимальных значений для случая использования вихревых горелочных устройств 2195 мг/м^3 .

Максимальные значения концентраций окиси азота (NO) обусловлены наличием топлива, в котором содержание азота равно 1.21% и, подаваемого в зону горения, воздуха, с процентным содержанием в нем азота, равным 79%. Однако, в исследуемом случае горение угольной пыли происходит при температуре $< 1500^\circ\text{C}$,

поэтому основным источником образования NO будет азот, содержащийся в топливе [5]. В таком случае образование окиси азота из азота топлива

имеет особенности, связанные с присущими твердому топливу физическими стадиями горения.

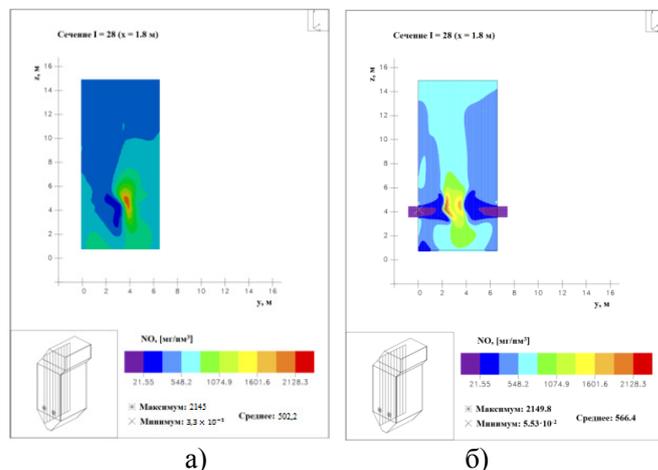


Рисунок 2 – Распределение концентрации NO в продольных сечениях при использовании: а) вихревых горелок; б) прямоточных щелевых горелок

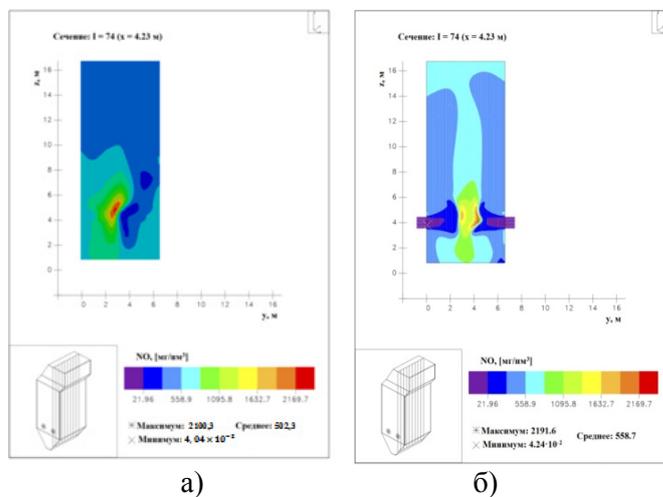


Рисунок 3 – Распределение концентрации NO в продольных сечениях: а) вихревых горелок; б) прямоточных щелевых горелок

Одна часть азота топлива выделяется с летучими веществами и преобразуется в окись азота в процессе горения летучих, а другая часть остается в коксовых частицах и преобразуется в окись азота в процессе выгорания частиц коксового остатка. Соотношение оксидов азота, образующихся при горении летучих и коксового остатка, зависит от марки топлива, в частности от выхода летучих и энергии активации процесса их возгонки [6-9].

Как видно из рисунков б, по мере прохождения пылеугольного факела к выходу из топочной камеры, наблюдается равномерное снижение концентрации NO, поскольку эта область содержит в себе меньше кислорода и компонент топлива. Кроме того, в случае использования вихревых горелочных устройств, монотонно снижается и температура по высоте топочной камеры, в результате чего уменьшается скорость образования оксида азота.

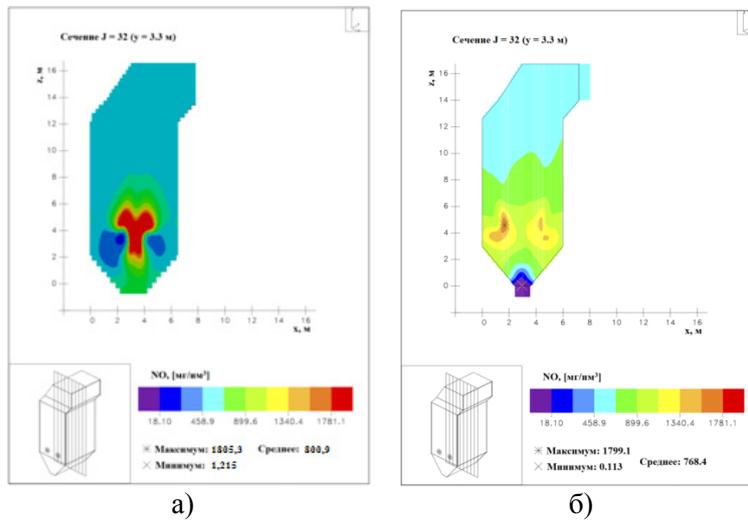


Рисунок 4 – Распределение концентрации NO в центральных продольных сечениях: а) вихревых горелок; б) прямооточных щелевых горелок

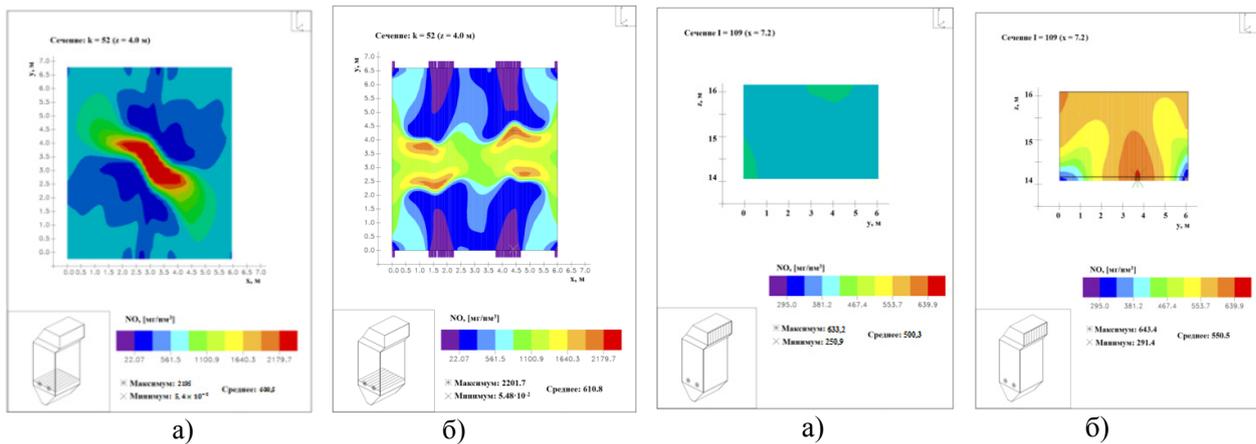


Рисунок 5 – Распределение концентрации NO в сечениях установки горелочных устройств: а) вихревой горелки; б) прямооточной щелевой горелки

Рисунок 6 – Распределение концентрации NO в поперечных сечениях на выходе из топочной камеры при использовании: а) вихревых горелок; б) прямооточных щелевых горелок

На выходе из топочной камеры среднее значение концентрации оксида азота NO при использовании вихревых горелочных устройств составляет $500,3 \text{ мг/м}^3$, что на 50 мг/м^3 меньше, чем при использовании прямооточных щелевых горелок.

Заключение

По результатам исследований можно сформулировать следующие выводы: химические реакции с наибольшим выделением тепла наблюдаются в области подачи топлива и окислителя, т.е. вблизи установки горелочных устройств.

Именно в этой области смесеобразование горючего вещества и кислорода воздуха достигает максимального уровня, благодаря интенсивному перемешиванию, посредством турбулентных пульсаций и вихревого характера течения. Это в свою очередь способствует увеличению скорости химической реакции окисления углерода с выделением максимального количества энергии ($Q_{\text{chem}}=3470 \text{ кВт/м}^3$) в двух исследуемых случаях. По мере продвижения пылеугольного потока к выходу, интенсивность протекания химических реакций ослабевает, и на выходе энергия химических реакций составляет всего 15.64

kW/m^3 , по сравнению с 3470 kW/m^3 в области пояса горелок для двух исследуемых случаев. Это отражает реальную картину процессов теплообмена, происходящих при сжигании пылеугольного топлива в топочных камерах.

Зоной максимального образования оксида азота NO , является область высоких температур

и интенсивного вихревого течения. Для исследуемой топочной камеры такая область находится в зоне расположения вихревых горелочных устройств на высоте $z=4.0\text{м}$.

Значение концентрации вредных веществ на выходе из топочной камеры соответствуют нормам ПДК, принятых в теплоэнергетике.

Литература

- 1 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.
- 2 Askarova A.S., Messerle V.E., Ustimenko A.B., Bolegenova S.A., Maksimov V.Yu. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Thermophysics and aeromechanics. – 2014. – Vol 21, issue 6. – P. 747-754.
- 3 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.Y., Bekmukhamet A., Beketayeva M.T., Gabitova ZK., etc. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High temperature. – 2015. – Vol. 5, issue 5. – P. 751-757.
- 4 Askarova A.S., Messerle V.E., Ustimenko A.B., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu. Gabitova Z.Kh. Numerical simulation of pulverized coal combustion in a power boiler furnace // High temperature. – 2015. – Vol. 53, issue 3. – P. 445-452.
- 5 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.
- 6 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.
- 7 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.
- 8 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.
- 9 Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. – 52 p.

References

- 1 Askarova A. S., Bolegenova S. A., Maximov V. Yu. et al. High Temperature. 53 (5). (2015). 751-757.
- 2 Askarova A.S., Messerle V.E., Ustimenko A.B., Bolegenova S.A., Maksimov V.Yu. Thermophysics and aeromechanics. 21 (6). (2014). 747-754.
- 3 Askarova A. S., Bolegenova S.A., Maximov V.Y., Bekmukhamet A., Beketayeva M.T., Gabitova ZK., etc. High temperature. 5 (5). 2015. 751-757.
- 4 Askarova A.S., Messerle V.E., Ustimenko A.B., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Gabitova Z.Kh. High temperature. 2015. Vol. 53, is 3. – P. 445-452.
- 5 Askarova A. S., Messerle V. E., Ustimenko A.B. et. al. Thermophysics and Aeromechanics. 21(6). 2014. 747-754.
- 6 Messerle V. E., Ustimenko A. B. et al. Thermophysics and Aeromechanics. 17(6). (2010). 435-444.
- 7 Karpenko E I; Lavrishcheva Y. I., Messerle V.E. et al. IEEE Transactions on Plasma Science. 35(6).(2007). 1607-1616.
- 8 Karpenko E.I, Messerle V. E., Ustimenko A.B. et al. High energy chemistry. 2006. Vol. 40.– Is. P. 111-118.
- 9 Leithner R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. – 52 p.

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).

Исимбаева Э.Р., Шинбаева А.К.

**Особенности
кристаллообразования
в образцах мяса
при температурах ниже
криоскопической**

В настоящей работе исследуются особенности образования кристаллов в образцах мяса при «шоковой» заморозке, приведена динамика промерзания мяса в различных режимах низкотемпературного воздействия. При шоковой заморозке 90% всех кристаллов льда формируется внутри клеток при минимальных повреждениях клеточных оболочек за счет сокращения миграции влаги и равномерного распределения кристаллов межклеточном пространстве и в клетках. Быстрая заморозка отводит теплоту более интенсивно. Прежде чем миграционный процесс успеет активно развиваться, температура внутри волокон и клеток становится достаточно низкой, чтобы, в соответствии с концентрацией раствора началось кристаллообразование. Таким образом, быстрое замораживание приводит к затвердеванию влаги без значительного ее перераспределения.

Ключевые слова: шоковая заморозка, кристаллообразование, криоскопическая температура.

Issimbayeva E.R., Shinbayeva A.K.

**Features of crystal formation in
meat samples at temperatures
below the cryoscopic**

In this paper we investigate the features of crystal formation in meat samples at "shock" freezing, it shows the dynamics of a freezing of meat in various modes of low-temperature treatment. At shock freezing of 90 of all crystals of ice it is formed inside the cells at minimum damages cell membranes due to reduction of migration of moisture and the uniform distribution of crystals in intercellular space and in cages. Fast freeze removes heat more intensely. Before the migration process has time actively growing, the temperature inside the cell and fibers is sufficiently low that, in accordance with the concentration of the solution has begun crystal formation. Thus, the fast freezing leads water to the solidification without substantial redistribution moisture.

Key words: shock freezing, crystal formation, cryoscopic temperature.

Исимбаева Э.Р., Шинбаева А.К.

**Криоскопты температурадан
төмен температураларда ет
үлгілеріндегі кристалл түзілудің
ерекшеліктері**

Осы жұмыста «қарқынды» мұздату кезінде ет үлгілеріндегі кристаллдардың түзілу ерекшеліктері зерттелінеді, төмен температуралық әсер етудегі әр түрлі режимдегі еттің қату динамикасы келтірілген. Қарқынды мұздатқан кезде барлық мұз кристалдарының 90% жасушалардың ішінде ылғал тасымалдауының қысқаруының есебінен жасушалы қабықшалардың аз шамада зақымдалуы кезінде және кристаллдар жасуша аралық кеңістікте және жасушаларда бірқалыпты таралғанда қалыптасады. Жылдам мұздату жылуды қарқынды жояды. Тасымалдау процесі белсенді даму алдында ерітінді концентрациясына сәйкес кристалл түзілу басталатындай талшықтарды және жасушалардың ішіндегі температура жеткілікті түрде төмен болады. Осылайша, жылдам мұздату ылғалдың айт-арлықтай таралмай қатаюына алып келеді.

Түйін сөздер: қарқынды мұздату, кристалл түзілу, криоскопты температура.

**ОСОБЕННОСТИ
КРИСТАЛЛО-
ОБРАЗОВАНИЯ
В ОБРАЗЦАХ МЯСА
ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ
НИЖЕ
КРИОСКОПИЧЕСКОЙ**

Введение

За последние несколько лет в Казахстане увеличился спрос на высококачественную продукцию мяса и мясных продуктов. При этом большим спросом у потребителей пользуются мясные полуфабрикаты, подвергнутые разным видам холодильной обработки.

Для успеха продвижения замороженной продукции на казахстанском рынке необходимо применять наиболее рациональные технологии замораживания и холодильной обработки мясной продукции, в том числе и холодильное оборудование нового поколения, позволяющего разрабатывать проекты с использованием инновационных конвейерных линий по «шоковой» заморозке мясных продуктов и полуфабрикатов. Это дает возможность развить региональные рынки быстрозамороженной мясной продукции, поскольку потребители все больше предпочитают продукцию нашего отечественного производства.

В настоящее время в некоторых регионах Казахстана на предприятиях малого бизнеса начали появляться так называемые камеры «шоковой» заморозки. Технология «шоковой» заморозки обеспечивает сохранность качества свежего продукта, поэтому мясные изделия, замороженные в таких камерах, вкуснее, сочнее и ароматнее продуктов, замороженных традиционным способом [1].

Проводимые исследования низкотемпературного воздействия на образцы говяжьей вырезки

В лаборатории криофизики и криотехнологий КазНУ проведены исследования по влиянию разных условий замораживания на продолжительность холодильной обработки и качество образцов из мяса.

В качестве объектов исследований использовали натуральные мясные образцы массой 100 г, изготовленные из остывшей говяжьей вырезки, замороженные при разных условиях теплоотвода (ТУ 9214-001-02069473–2002).

Исследования проводили с использованием системы термпар, введенных в исследуемый образец на фиксированном расстоянии. Измерения температуры осуществлялись с помощью контроллера температуры. Образец опускался непосредственно в жидкий азот, и проводились измерения распределения температуры по объе-

му образца. В ходе измерений было показано, что процесс замораживания образцов имеет нелинейную временную зависимость с характерным минимумом при определенной температуре. Это связано с изменением значения коэффициента теплопроводности образца в ходе перемещения фронта кристаллизации в процессе охлаждения.

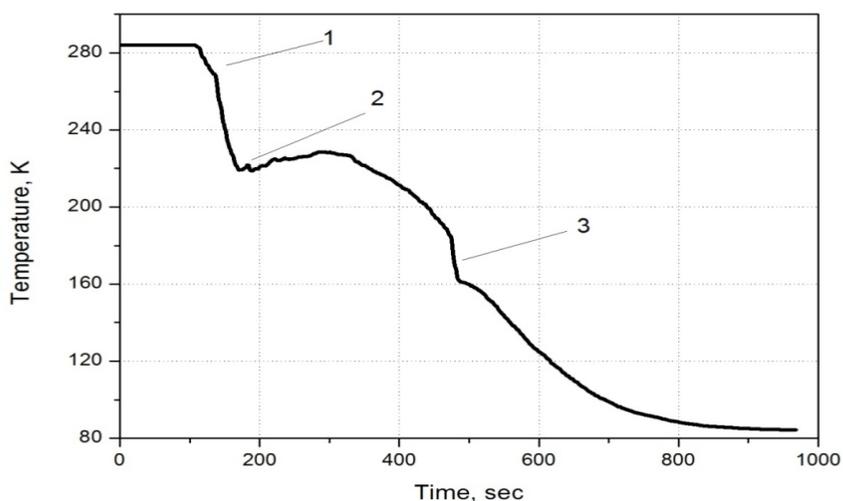


Рисунок 1 – Изменение температуры в образце мяса в процессе его замораживания

Позиция 1 – существенное увеличение скорости охлаждения в окрестности температуры $T=268$ К. Это связано с процессом кристаллизации межклеточной влаги в районе расположения датчика температуры. Позиция 2 – резкое прекращение понижения температуры в окрестностях $T=218$ К и последующее повышение температуры до значения $T=228$ К. Этот процесс сопровождается периодическим повышением и понижением локальных значений температуры. В рассматриваемом случае речь идет о замораживании внутриклеточной жидкости. При этом вклад в наблюдаемый эффект вносят два процесса. Во-первых, это выделение теплоты фазового перехода жидкость-твердое тело, сопровождающее замерзание внутриклеточной влаги. Второй источник дополнительного теплового потока связан с перемещением фронта кристаллизации, резко увеличивается эффективный коэффициент теплопроводности образца, что приводит к увеличению теплового потока к низкотемпературной области и соответствующему повышению температуры. Наблюдаемое периодическое повышение и понижение температуры образца связано с его значительной

тепловой инерцией и ограниченной теплопроводностью. Позиция 3 – при температуре $T=185$ К резко увеличивается скорость охлаждения образца, от $0,4$ К/сек до $2,1$ К/сек. В дальнейшем значение скорости охлаждения вновь становится равным $0,38$ К/сек. Наблюдаемый эффект может быть связан с существованием эндотермического структурно-фазового перехода в образце мяса при указанных температурах [2].

Учитывая, что при изменении скорости отвода теплового потока может изменяться процесс кристаллообразования, кристаллы, образующиеся при «шоковом» замораживании, могут вызывать повреждение тканевой структуры продукта, нами проведены экспериментальные исследования по изучению микроструктуры образцов при «шоковом» замораживании.

В процессе быстрого замораживания мяса изменяется плотность структурных элементов, происходит снижение БАВ, перераспределение влаги, сдавливание и разрыв клеток, прокалывание их кристаллами льда [3].

С изменением скорости замораживания по мере перемещения границ фазового перехода от периферии к центру продукта изменяются

размер и характер распределения кристаллов льда. Наиболее мелкие кристаллы образуются в поверхностных слоях продукта.

Более низкая концентрация растворенных веществ в межклеточном пространстве определяет разницу в значениях криоскопических температур (273,35 ... 273,15 К) структурных элементов, вследствие чего кристаллы льда формируются в первую очередь в межклеточной жидкости. При температуре ниже точки замерзания водяной пар в крупных межклеточных пространствах начинает конденсироваться в виде капелек влаги на прилегающих клеточных стенках. Эта вода и превращается в первые микроскопические кристаллики льда, которые распространяются между клетками, обволакивая стенки клеток. Кристаллы разной формы (в виде линз, разветвленные и др.) разрастаются между клетками эпидермиса и паренхимы. Процесс сопровождается повышением осмотического давления вследствие роста концентрации растворенных в жидкости солей, что в свою очередь обуславливает миграцию влаги из клеток. Дальнейший рост кристаллов происходит за счет влаги, содержащейся в клетках, что объясняется разницей в давлении пара на поверхности разных кристаллов.

Температура, при которой скорость роста кристаллов понижается, равна приблизительно 183 К. При быстрой шоковой заморозке 90% всех кристаллов льда формируется внутри клеток при минимальных повреждениях клеточных оболочек за счет сокращения миграции влаги и равномерного распределения кристаллов в межклеточном пространстве и в клетках. Исключение в этом случае составляют криолабильные продукты, которые после оттаивания теряют форму, размягчаются, приобретают дряблую консистенцию, из них самопроизвольно вытекает тканевый сок.

При применении двухступенчатого способа замораживания средний размер кристаллов уменьшается на 30%, а однородность распределения кристаллов увеличивается на 12%, что в свою очередь улучшает органолептические показатели продукта как после выработки, так и в процессе хранения[4].

В зависимости от вида пищевого сырья и его свойств первый диапазон температур характеризуется температурами от криоскопической (272,65...269,65К) доэвтектической (223,15 ... 208 К). В первом диапазоне объекты криообработки при деформации проявляют себя как упругопластические тела. Их проч-

ностные свойства, которые можно выразить модулем упругости и пределом прочности, возрастают с понижением температуры. Второй диапазон – криогидратная зона, которая для рассматриваемых объектов обработки изменяется в диапазоне 223...208 К до 193...173 К. В то же время, имеются свидетельства о способности воды к полному вымораживанию при более высоких температурах. Ридель на основании калориметрических исследований, приходит к выводу об окончании вымораживания воды в пищевых продуктах при температуре около 243К. Каухчешвили Э.И. приводит такие же данные, полученные в результате электрометрических исследований сопротивлений водного льда незамороженных и замороженных продуктов[5].

Так, при температуре 173,15К и ниже в пищевых продуктах не замерзает от 5% до 13% воды [6]. Это обстоятельство не учитывается в расчетных формулах. Поэтому опытные и расчетные значения различаются на 7... 10%, причем наибольшее различие приходится на область низких температур, поскольку прочно связанная вода составляет основную долю всей невымороженной воды.

Невымороженная вода и электролиты представляют собой концентрированный раствор с пониженной точкой замерзания, в связи с чем даже при низких температурах остается некоторое количество невымороженной влаги, которая способствует реакциям окисления.

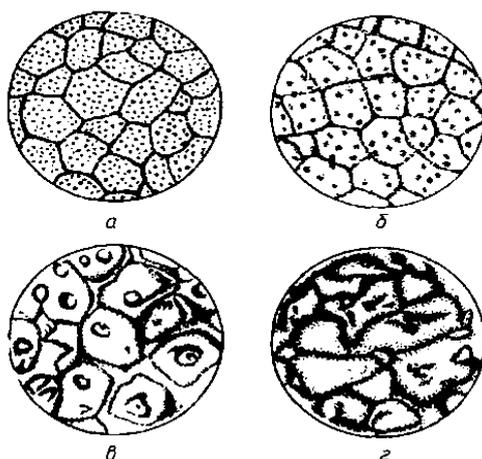
При повышении температуры продукта, в нем начинает происходить рост кристаллов (перекристаллизация, рекристаллизация). После шокового замораживания продукт сохраняет наилучшую структуру лишь при очень быстром отогревании, при котором можно избежать рекристаллизации.

Анализируя микроструктуру замороженных, можно констатировать, что при замораживании животных тканей центры кристаллизации вначале начинают образовываться в межклеточном пространстве, так как межклеточная жидкость имеет меньшую концентрацию растворимых веществ и, стало быть, более высокую криоскопическую температуру (при которой начинает вымораживаться вода), чем внутриклеточная. Но как только они образуются, концентрация межклеточной жидкости и ее осмотическое давление возрастают. Возникает перенос воды из клетки в межклеточное пространство. Если скорость отвода теплоты кристаллизации ниже уровня, соответствующего скорости этого переноса, происходит только рост кристаллов в

межклеточном пространстве, а в клетках они не образуются. Образование крупных кристаллов льда в практике замораживания мяса и других продуктов убоя – явление нежелательное. При замораживании воды объем образовавшегося льда увеличивается примерно на 10%. Крупные кристаллы расширяют межклеточное пространство и разрушают соединительнотканые прослойки своими острыми гранями, ткань разрывается, мышечные волокна деформируются, а иногда и разрушаются. Схемы на рисунке 2 дают представление о размерах и характере распределения кристаллов в мышечной ткани при разной скорости замораживания. Размеры и характер распределения кристаллов в тканях и связанная с этим степень разрушения морфологических структурных элементов определяют потери тканевой жидкости (мясного сока) при размораживании мяса и его последующей механической

обработке. Так, мясо, замороженное в жидком азоте (78.15 К), будучи размороженным, при центрифугировании теряет около 27,6% мясного сока, т. е. немногим больше, чем незамороженное мясо (26,2%), а при замораживании на воздухе (255.15 К) оно теряло около 33% [7].

Результаты исследований показали, что именно скорость движения охлаждающей среды является одним из определяющих факторов, влияющих на продолжительность замораживания и формирование в тканях более мелких (щадящих) кристаллов. Таким образом, данные проведенного исследования свидетельствуют о том, что высокая скорость замораживания при температуре 83.15 К способствует быстрому переходу воды, имеющейся в продукте, из жидкой фазы в твердую и формированию мелких кристаллов льда. Вследствие этого структура ткани образца почти не изменяется.



а – в жидком воздухе при 83.15 К; б – в жидкой углекислоте при 195.15 К;
в – в рассоле при 258.15 К; г – на воздухе при 263.15 К.

Рисунок 2 – Схема распределения кристаллов льда на поперечном разрезе мышечной ткани замороженной

Заключение

Таким образом, использование «шоковых» условий замораживания натуральных мясных образцов вызывает небольшие механические разрушения мышечных волокон и сохраняет высокие функционально-технологические характеристики. Для производства мясных замороженных продуктов высокого качества с технологической точки зрения важным является обеспечение условий для образования мелких

равномерно распределенных кристаллов льда для обеспечения целостности мышечных волокон мяса. Формирование кристаллов льда в такой сложной системе как мясо зависит не только от скорости замораживания, но и от физико-химических и структурных особенностей тканей (соотношения в ней воды, жировой, мышечной и соединительной ткани), которые будут в дальнейшем исследоваться в лаборатории криофизики и криотехнологий КазНУ имени аль-Фараби.

Литература

- 1 Яблоненко Л.А. Влияние «шоковой» заморозки на качество натуральных и рубленых мясных полуфабрикатов // Журнал «Мясная Индустрия». – 2008. – №2. – С. 64-68.
- 2 Drobyshev A., Aldiyarov A., Shinbayeva A., Arkharov I. Investigations of the dynamics of meat freezing at various modes of cryotreatment // Conference Proceedings The 24th IIR International Congress of Refrigeration, PACIFICO YOKOHAMA, Japan, August 16 – 22, 2015.
- 3 Jeremiah I. Lester E. Freezing effect on food quality. – New York: Marcel Dekker press, 1995. – P.61-69.
- 4 Marcotte M., Tahérian A., and Karimi-Zindashty, Y. Thermophysical properties of processed meat and poultry products // Journal of Food Engineering. – 2008 – Vol. 88, №3. – P. 315-322.
- 5 Касьянов Г.И., Сязин И.Е. Кривообработка // Учебное пособие. – Краснодар: Экоинвест, 2014 – 372 с.
- 6 Головкин Н.А. Холодильная технология пищевых продуктов. – М.: Пищепромиздат. – 1984. – 287 с.
- 7 Кудряшов Л. С. Физико-химические и биохимические основы производства мяса и мясных продуктов. – М.: Дели принт, 2008. –160 с.

References

- 1 Jablonenko L.A. Vlijanie «shokovoj» zamorozki na kachestvo natural'nyh i ruble-nyh mjasnyh polufabrikatov // Zhurnal «Mjasnaja Industrija». – 2008. – №2. – S. 64-68.
- 2 Drobyshev A., Aldiyarov A., Shinbayeva A., Arkharov I. Investigations of the dynamics of meat freezing at various modes of cryotreatment // Conference Proceedings The 24th IIR International Congress of Refrigeration, PACIFICO YOKOHAMA, Japan, August 16 – 22, 2015.
- 3 Jeremiah I. Lester E. Freezing effect on food quality. – New York: Marcel Dekker press, 1995. – P.61-69.
- 4 Marcotte M., Tahérian A., and Karimi-Zindashty, Y. Thermophysical properties of processed meat and poultry products // Journal of Food Engineering. – 2008 – Vol. 88, №3. – P. 315-322.
- 5 Kas'janov G.I., Sjazin I.E. Kriobrabotka // Uchebnoe posobie. – Krasnodar: Jekoin-vest, 2014 – 372 с.
- 6 Golovkin N.A. Holodil'naja tehnologija pishhevyh produktov. – M.: Pishhepromizdat. – 1984. – 287 с.
- 7 Kudrjashov L. S. Fiziko-himicheskie i bihimicheskie osnovy proizvodstva mjasa i mjasnyh produktov. – M.: Deli print, 2008. –160 s.v // – M.: DeLi print, 2008. –160s.(in russ).

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

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

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

Секербаев К.С., Таурбаев Е.Т.,
Ботантаева Г.Е., Ермухамед Д.,
Дьяконов В., Тимошенко В.Ю.,
Таурбаев Т.И.

**Влияние состава галогена
на структурные и оптические
свойства органометаллических
перовскитов**

Sekerbayev K.S., Taurbaev E.T.,
Botantayeva G.E., Yermukhamed D.,
Dyakonov V., Timoshenko V.Yu.,
Taurbaev T.I.

**Influence of halide content
on the structure and optical
properties of organometal
perovskites**

Секербаев К.С., Таурбаев Е.Т.,
Ботантаева Г.Е., Ермухамед Д.,
Дьяконов В., Тимошенко В.Ю.,
Таурбаев Т.И.

**Галоген құрамының
органометаллдық
перовскиттердің құрылымдық
және оптикалық қасиеттеріне
әсер етуі**

Исследованы структурные и оптические свойства пленок органо-металлических галогенидных перовскитов, полученных двухступенчатым методом осаждения из растворов и имеющих различный состав по содержанию йода и брома. Отмечены преимущества технологии двухступенчатого осаждения по сравнению с одноступенчатым осаждением. Эти преимущества заключаются в отсутствии пор и проколов, высокой кристалличности. На основании данных оптической спектроскопии поглощения проанализировано изменение запрещенной зоны перовскита в зависимости от состава галогена. Представлены закономерности зависимости поглощения от энергии падающего излучения. Полученные данные свидетельствуют об усилении вклада экситонов в поглощение света вблизи края запрещенной зоны в бромистых перовскитах по сравнению с йод-содержащими. Обсуждаются возможности применения перовскитов с заданным галогенидным составом для создания каскадных солнечных элементов.

Ключевые слова: перовскит, центрифугирование, метиламмоний, галогениды, двухступенчатое осаждение, спектроскопия поглощения, запрещенная зона.

Structure and optical properties of thin films of organometal halide perovskites, which were prepared by two-steps method of deposition from solutions, consisted of different content of iodine and bromine were investigated. It is noticed that two-step deposition has an advantages in comparison with one-step deposition. These advantages consist in absence of pores and pinholes, high crystallinity. A change of the forbidden gap of perovskite versus the halide content was analyzed by using the optical absorption data. Regularity of the absorption versus energy of incident radiation is produced. The obtained results give evidences of an enhancement of the excitonic transition for the light absorption near the band gap of the bromide-based perovskite in comparison with the iodine-based one. Possibilities of an application of perovskites with desired halide content for creation of cascade solar cells are discussed.

Key words: perovskite, spin-coating, methylammonium, halogen, two-step deposition, absorption spectroscopy, bandgap.

Ерітінділерден екі сатылы тұндыру әдісі арқылы алынған және йод пен бромның мөлшеріне байланысты әр түрлі құрылымға ие болатын органометаллдық галогенидтік перовскит қабықшаларының құрылымдық және оптикалық қасиеттері зерттелінді. Бір сатылы тұндырумен салыстырғанда екі сатылы тұндыру технологиясының артықшылықтары көрсетілді. Бұл артықшылық кеуектер мен тесіктердің болмауында және жоғары кристаллдылыққа ие болуында. Жұтылудың оптикалық спектроскопиясы арқылы алынған мәліметтердің негізінде перовскиттің тыйым салынған аумағының галогеннің құрамына тәуелді өзгеруі талданды. Жұтылудың түсетін сәуленің энергиясына тәуелділігінің заңдылықтары берілген. Алынған мәліметтер құрамында йоды бар перовскиттермен салыстырғанда бромдық перовскиттерде тыйым салынған аумақтың шетінің жанында жарықтың жұтылуына экситондардың үлесінің күшеюін көрсетеді. Каскадты күн элементтерін жасау үшін берілген галогенидтік құрамға ие болатын перовскиттерді қолдану мүмкіндігі талқыланады.

Түйін сөздер: перовскит, центрифугалау, метиламмоний, галогенидтер, екі сатылы тұндыру, жұтылу спектроскопиясы, тыйым салынған аумақ.

^{1,2*}Секербаев К.С., ^{1,2}Таурбаев Е.Т., ^{1,2}Ботантаева Г.Е.,
^{1,2}Ермухамед Д., ⁴Дьяконов В.,
^{2,3}Тимошенко В.Ю., ^{1,2}Таурбаев Т.И.

¹Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби,
 Республика Казахстан, г. Алматы

²Научно-исследовательский институт экспериментальной и
 теоретической физики, Республика Казахстан, г. Алматы

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
 физический факультет, Москва, Россия

⁴Вюрцбургский Университет, Факультет Физики и Астрономии,
 Вюрцбург, Германия

*E-mail: itsntoveryet@gmail.com

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ГАЛОГЕНА НА СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРГАНО- МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЕРОВСКИТОВ

Введение

В настоящее время предметом пристального внимания со стороны специалистов в области солнечной энергетики стали материалы, которые называются органометаллическими перовскитами. За короткое время удалось получить на их основе солнечные элементы с коэффициентом полезного действия (КПД) 3,8% в 2009 году [1] до 20% к 2015 году [2]. На подобные успехи по повышению эффективности преобразования для кремниевых солнечных элементов приходилось время в несколько десятков лет. В мире стали говорить о поразительных успехах органометаллических трехгалогенных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ (где X – галогены I, Br, Cl или их смеси) и о наступлении эпохи перовскитной фотоэнергетики. С этим материалом стали связывать большие надежды по разработке высокоэффективных солнечных элементов по стоимости гораздо ниже (в 4–5 раз) стоимости элементов на основе кристаллического кремния, являющимся основным материалом современной фотоэнергетики.

В соответствии с общепринятыми физико-химическими обозначениями перовскиты являются композитными материалами, которые описываются формулой ABX_3 , где «А» и «В» это катионы разных размеров (при этом, А больше, чем В), а «Х» является анионом. Галогенидные перовскиты, как правило, характеризуются катионом «А», являющимся органическим соединением, например, метиламмоний (CH_3NH_3^+). Анион «Х» представляет собой галоген, как правило, йод, не смотря на то что Br и Cl, также широко используются в смешанных галогенидных материалах. Для эффективных элементов, катион «В» представляет собой металл, например, свинец (Pb), олово (Sn) или кадмий (Cd). Отметим, что соединения на основе Pb обеспечивают большую защиту от окисления, а наиболее перспективными соединениями считаются трииодидметиламмония свинца $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и смешанные галогениды $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{3-x}\text{Cl}_x$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{3-x}\text{Br}_x$.

Сильное оптическое поглощение является ключевым для объяснения выдающейся эффективности перовскитных элементов, снижая как необходимую толщину слоев, так и проблемы со сбором фотогенерированных носителей заряда [3]. Тем не менее точная природа столь высокой эффективности перовскитных солнечных элементов до сих пор не ясна.

Методика эксперимента

Существуют следующие основные методы создания гибридной плёнки перовскита: одноступенчатое осаждение, двухступенчатая методика осаждения и вакуумное осаждение из паровой фазы [4]. Одноступенчатое центрифугирование изначально являлось наиболее широко применяемым способом получения тонкопленочных перовскитов для солнечных элементов, но в этом процессе имеются некоторые недостатки. Вакуумное испарение считается хорошей техникой выращивания ориентированных тонких плёнок слоистых перовскитов с точным контролем свойств пленки. Однако, использование вакуумного испарения повышает стоимость солнечных элементов (СЭ).

Двухступенчатое осаждение, использованное в нашей работе, избавлено от недостатков одноступенчатого метода и вакуумного испарения [5]. Суть процесса заключается в последовательном осаждении прекурсоров перовскита. Благодаря этому каждая компонента пленки может быть растворена в подходящем для неё растворителе. Время жизни электрона в перовските, осажденного двухступенчатым методом, примерно на порядок больше, чем у одноступенчатого, из чего следует, что кинетика рекомбинации сильно зависит от структуры перовскита, определяемой методом осаждения.

Основным звеном в одноступенчатом и двухступенчатом осаждении является процесс центрифугирования (spin-coating). Центробежное ускорение приводит к разбрызгиванию раствора от центра по сторонам, и, в конечном счете, раствор доходит до края подложки, оставляя тонкую пленку на поверхности. Движущей силой для испарения растворителей при центрифугировании является давление пара, приводящее к массопереносу растворителей в воздух. Увеличение радиального расстояния от оси вращения приводит к постепенному увеличению интенсивности испарения вдоль радиуса. Когда избыток раствора выделяется под действием центробежной силы, его толщина

на подложке достигает постоянной толщины, и образуется твердотельная тонкая плёнка с конечной толщиной путем дальнейшего выпаривания остаточных растворителей. Окончательная толщина пленки и другие свойства, будут зависеть от природы осаждаемого раствора (вязкость, скорость сушки, процент твердого вещества, поверхностное натяжение и т.д.) и выбранных параметров для процесса центрифугирования. Такие факторы, как конечная скорость вращения и ускорение вносят свой вклад в определение свойств осажденной пленки.

В работе синтезировались перовскиты, в которых качестве катиона «А» использовался метиламоний (CH_3NH_3^+), катиона «В» – свинец. Состав галогенов менялся от чистого йода ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$), смешанного галогенида ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{2.75}\text{Br}_{0.25}$) до чистого брома ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$).

Первым осаждаемым раствором в процессе двухступенчатого осаждения являлась смесь PbI_2 и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{I}(\text{MAI})$ в N,N -диметилформамиде (ДМФА), 400 мг/мл для получения йодистого и смешанного перовскитов. Для получения бромистого перовскита осаждался раствор PbBr_2 в ДМФА, 400 мг/мл. Далее подложка вращалась в течение 35 секунд при 3000 об/мин. Пленка осушалась 10 минут при 70 °С. В качестве подложки использовалась кварцевая пластина.

Затем выполнялось осаждение второго раствора. Для йодистого перовскита – MAI; смешанного – смесь MAI и MABr ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Br}$); бромистого – MABr. Растворителем во всех трех случаях являлся изопропанол, концентрация 40 мг/мл. Подложка вращалась 35 секунд при 3000–3400 об/мин. Последним этапом является отжиг пленок в течении 90 минут при 100 °С для полной кристаллизации перовскита. Растворы имеют желтый цвет, в процессе отжига $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{2.75}\text{Br}_{0.25}$ цвет пленок менялся на черный, что сигнализирует о кристаллизации перовскита. $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ после отжига имел желтый цвет. Все стадии осаждения, включая создание растворов, центрифугирование, отжиг, проходили в сухом боксе в атмосфере азота.

Для исследования структурных и оптических свойств перовскита были сделаны снимки в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ), проведены рентгеноструктурный анализ и измерения методом оптической спектроскопии пропускания. СЭМ изображения поверхности пленок были получены в микроскопе Ultra 55+, Carl Zeiss. Измерения спектров пропускания проводились на спектрофотометре V-650 Research

UV-Visible. Рентгеноструктурный анализ выполнялся на дифрактометре Seifert 3000 PTS.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 1 представлены СЭМ изображения йодистого перовскита, полученного по вышеприведенной технологии. Как видно, перовскит полностью покрывает поверхность подложки и большие поры отсутствуют.

Рентгеновские дифрактограммы пленок перовскита представлены на рисунке 2. С увеличением доли брома пик сдвигается в сторону больших углов. Это связано с меньшим значением постоянной решетки бромистого перовскита. Анион йода имеет радиус 2.06 Å, брома – 1.82 Å [6]. Поэтому $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ имеет постоянную решетки 6.39 Å в то время, как $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ – 5.99 Å. Спектры рентгеновской дифракции свидетельствуют о кристалличности полученных пленок.

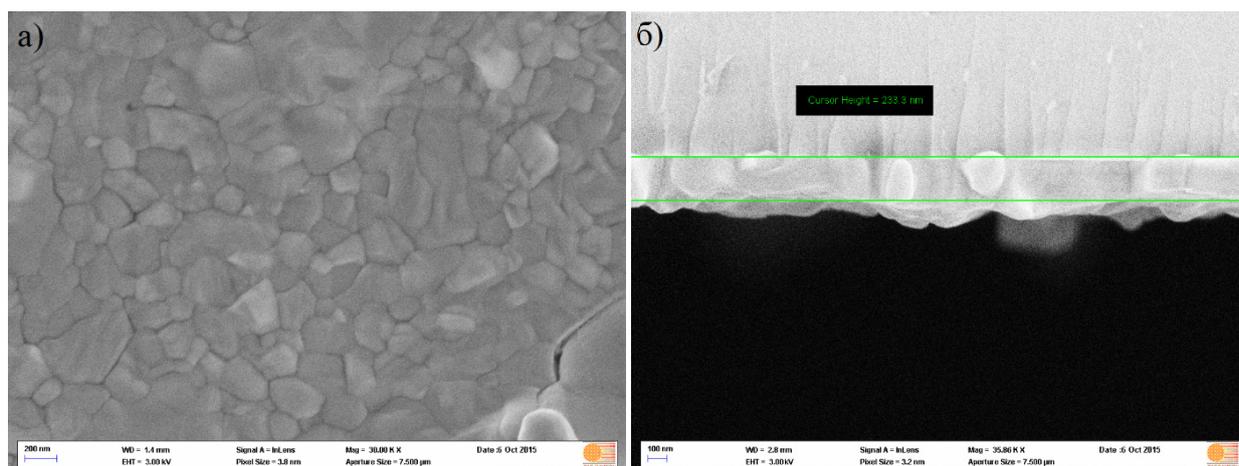


Рисунок 1 – СЭМ изображение пленок перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, полученных двухступенчатым осаждением. а) Вид сверху; б) Поперечное сечение

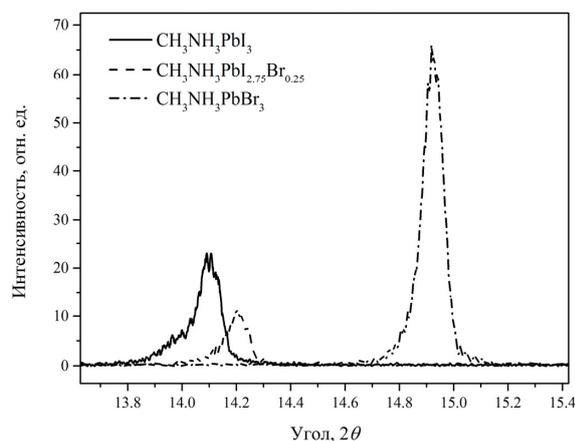


Рисунок 2 – Угловые спектры рентгеновской дифракции пленок перовскитов. Сплошная линия соответствует $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, пунктирная – $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{2.75}\text{Br}_{0.25}$, штрихпунктирная – $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

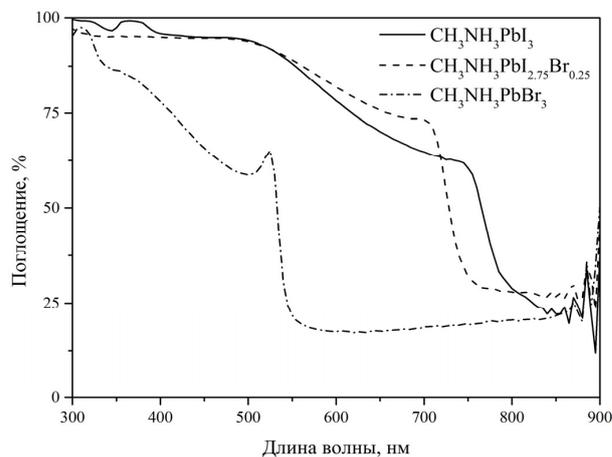


Рисунок 3 – Спектры поглощения пленок перовскита, полученных двухступенчатым осаждением на кварцевой подложке. Сплошная линия соответствует йодистому перовскиту, пунктирная – смешанному составу, штрихпунктирная – бромистому перовскиту.

На рисунке 3 показаны спектры поглощения пленок перовскита. Данные спектры демонстрируют, что с увеличением доли брома край зоны

поглощения смещается в сторону меньших длин волн. Также бромистый перовскит (штрихпунктирная линия) демонстрирует ярко выраженный

пик поглощения на 540 нм, который может быть вызван экситонными переходами.

Из спектров поглощения по стандартным формулам были рассчитаны зависимости коэффициента поглощения от энергии фотонов (на рисунке 4 представлены в виде фигур). Полученные спектры коэффициента поглощения были аппроксимированы (на рисунке 4 представлены в виде линий) в предположении, что валентная зона перовскитов расщеплена [7], что означает, что перовскит имеет два близкорасположенных межзонных перехода. При этом коэффициент поглощения прямого разрешенного перехода рассчитывался по формуле:

$$\alpha_1 = A_1 \frac{(h\nu - E_{g1})^{\frac{1}{2}}}{h\nu}, \quad (1)$$

а для прямых дипольно-запрещенных переходов по формуле:

$$\alpha_2 = A_2 \frac{(h\nu - E_{g2})^{\frac{3}{2}}}{h\nu}, \quad (2)$$

где E_{g1} и E_{g2} соответствующие величины запрещенной зоны, $h\nu$ – энергия фотона, A_1 и A_2 – некоторые константы.

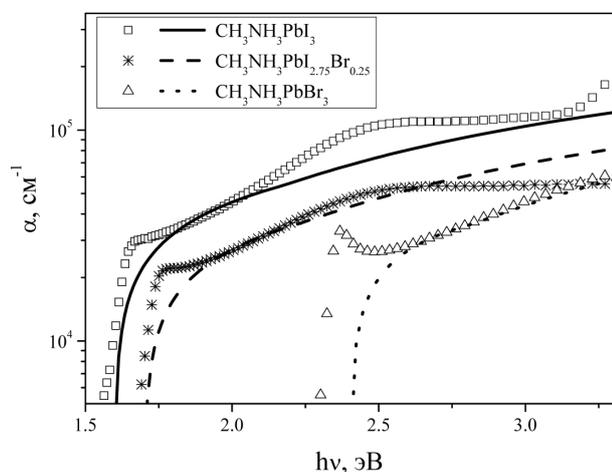


Рисунок 4 – Расчетные и экспериментальные спектры коэффициента поглощения перовскитов. Фигурами представлены экспериментальные спектры, линиями – расчетные. Величина коэффициента поглощения перовскита смешанного состава уменьшена в 2 раза для наглядности представления.

Ввиду того, что вблизи края поглощения экспериментально измеренные значения составили порядка и более 10^4 см^{-1} , то, очевидно, что прямые разрешенные переходы доминируют, то

есть $E_{g1} < E_{g2}$. В области $h\nu > E_{g2}$ предполагалось, что коэффициент поглощения определяется суммой $\alpha_1 + \alpha_2$. Необходимо отметить что аппроксимация хорошо описывает экспериментальные спектры в области около 0.5–0.8 эВ от края поглощения, тогда как для больших энергий фотонов наблюдаются особенности, которые, вероятно, связаны с переходами между другими особыми точками зонной структуры перовскитов, что не учитывается используемой простейшей моделью.

Из аппроксимации спектров поглощения формулами (1) и (2) были получены значения E_{g1} и E_{g2} , которые представлены в таблице 1. Видно, что наличие 8.3% брома от общего количества галогенидов увеличивает ширину запрещенной зоны перовскита на 0.15 эВ. Полная замена йода бромом увеличивает ширину запрещенной зоны на 0.9 эВ. Отметим, что, несмотря на рост значения E_{g1} с увеличением содержания брома, разность $(E_{g1} - E_{g2})$ составляет порядка 0.5–0.6 эВ и практически не изменяется при изменении состава.

Используемая аппроксимация, очевидно, не может описать экситонный пик поглощения, который становится особенно заметным для $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$. Положение экситонного пика относительно края поглощения составляет величину от 0.1 до 0.2 эВ для $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ соответственно, что можно объяснить увеличением энергии связи экситона в материале с меньшим ионным радиусом ввиду роста энергии кулоновского взаимодействия.

Таблица 1 – Значение E_{g1} и E_{g2} для перовскитов с разными составом, полученные из аппроксимаций экспериментальных спектров поглощения с точностью 0.02–0.03 эВ.

Состав	E_{g1} , эВ	E_{g2} , эВ
MAPbI_3	1.55	2.10
$\text{MAPbI}_{2.75}\text{Br}_{0.25}$	1.70	2.20
MAPbBr_3	2.45	3.05

Рост величины запрещенной зоны перовскита при изменении соотношения йода и брома, по-видимому, можно использовать для создания каскадных солнечных элементов. Действительно, диапазон вариации запрещенной зоны с 1.55 до 2.45 эВ при изменении соотношения йод/бром заведомо перекрывает область, используемую в высокоэффективных каскадных элементах на

основе AlGaAs и других неорганических полупроводниковых соединений [8].

Заключение

В работе были исследованы структурные и оптические свойства тонких слоев органо-металлических перовскитов, синтезированных методом двухступенчатого осаждения. Рентгеноструктурный анализ показал, что увеличение доли брома уменьшает постоянную решетки перовскита. Моделирование коэффициента поглощения продемонстрировало наличие двух межзонных переходов в перовските. Причем первый межзонный переход с меньшей энергией запрещенной зоны является прямым разрешенным, второй – прямым запрещенным. Анализ изме-

нения ширины запрещенной зоны перовскитов в зависимости от состава галогенов показал, что перовскит с бромом в качестве галогенида имеет большую ширину запрещенной зоны и более значительный вклад экситонных переходов по сравнению с йодистым перовскитом. Полученные результаты свидетельствуют, что перовскиты со смешанным галогенидным составом могут быть перспективным материалом для создания каскадных солнечных элементов.

Авторы благодарят сотрудников и аспирантов Физического факультета Университета Вюрцбурга помощь в приготовлении и характеристике перовскитов.

Работа была поддержана проектом Министерства образования и науки РК.

Литература

- 1 Kojima A., Teshima K., Shirai Y., Miyasaka. Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells // J. Am. Chem. Soc.– 2009. – V. 131, N 17. – P. 6050–6051.
- 2 Yang W.S., Noh J.H., Jeon N.J., Kim Y.C., Ryu S., Seo J., Seok S.I. High-performance photovoltaic perovskite layers fabricated through intramolecularexchange // Science.– 2015. –V. 348, N 6240. –P. 1234–1237.
- 3 Liu M., Johnston M.B., Snaith H.J. Efficient planar hetero junction perovskite solar cells by vapour deposition // Nature. – 2013. –V. 501, N 7467.– P. 395–398.
- 7 Bi D., Moon S.J., Haggman L., Boschloo G., Yang L., Johansson E.M., Hagfeldt, A. Using a two-step deposition technique to prepare perovskite (CH₃ NH₃PbI₃) for thin film solar cells based on ZrO₂ and TiO₂ mesostructures // RSC Advanc.– 2013. –V. 3, N 41. – P. 18762–18766.
- 8 Burschka J., Pellet N., Moon S.J., Humphry-Baker R., Gao P., Nazeeruddin M.K., Grätzel M. Sequential deposition as a route to high-performance perovskite-sensitized solar cells // Nature. – 2013. –V. 499, N 7458.– . P. 316-319.
- 9 Shi T., Yin W. J., Hong F., Zhu K., Yan Y. Unipolar self-doping behavior in perovskite CH₃NH₃PbBr₃ // Appl. Phys. Lett.– 2015. – v.106, N 10. – P. 103902.
- 10 Xing G., Mathews N., Sun S., Lim S.S., Lam Y.M., Grätzel M., Sum T.C. Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH₃NH₃PbI₃ // Science. –2013. –V. 342, N 6156. –P. 344–347.
- 11 Wang X., Wang Z. M. High-Efficiency Solar Cells: Physics, Materials, and Devices–Springer Series in Materials Science – Springer Int. Publ., Switzerland, 2013 –V. 190.

References

- 1 A. Kojima, K Teshima, Y. Shirai & Miyasaka. // J. Am. Chem. Soc. 131(17).(2009). 6050-6051.
- 2 Yang WoonSeok, et al. // Science. 348(6240).(2015). 1234-1237.
- 3 M. Liu, M.B. Johnston, H.J. Snaith. // Nature. 501. (2013). 395–398.
- 4 Bi Dongqin, et al. // RSC Advanc. 3(41).(2013). 18762-18766
- 5 J. Burschka, N. Pellet, S.J. Moon, R. Humphry-Baker, P. Gao, M.K. Nazeeruddin, M. Grätzel. // Nature. 499(7458).(2013). 316-319
- 6 T. Shi, W. J. Yin, F Hong, K Zhu, Y. Yan. // Appl. Phys. Lett. 106(10).(2015). 103902.
- 7 G. Xing, N. Mathews, S. Sun, S. S. Lim, Y. M. Lam, M. Grätzel, T. C. // Science. 342(6156) (2013). 344-347.
- 8 Xiaodong Wang, Zhiming M. Wang. High-Efficiency Solar Cells: Physics, Materials, and Devices. Springer Series in Materials Science, V.190, Springer Int. Publ., Switzerland, 2013.
- 9 Shi T., Yin W. J., Hong F., Zhu K., Yan Y. Unipolar self-doping behavior in perovskite CH₃NH₃PbBr₃ // Appl. Phys. Lett.– 2015. – v.106, N 10. – P. 103902.
- 10 Xing G., Mathews N., Sun S., Lim S.S., Lam Y.M., Grätzel M., Sum T.C. Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH₃NH₃PbI₃ // Science. –2013. –V. 342, N 6156. –P. 344–347.
- 11 Wang X., Wang Z. M. High-Efficiency Solar Cells: Physics, Materials, and Devices–Springer Series in Materials Science – Springer Int. Publ., Switzerland, 2013 –V. 190.

Байгаринова Г.А.,
Тоганбаева Л.К., Ильин А.М.

**Компьютерное
моделирование композитных
графеновых наноструктур**

В работе выполнено компьютерное моделирование, квантово-механические методы и МД исследования энергетических и структурных характеристик дефектов в углеродной наноструктуре графена. Представлены возможные компьютерные модели оксида графена и FLG и построены компьютерные модели взаимодействия цепочечных молекул полимера с наноструктурой графена. В процессе выполнения работы использовались программные средства ChemOffice (МД и квантово-механические методы). Результаты моделирования подтверждают, что графеновые структуры с дефектами могут быть использованы для существенного улучшения адгезии к полимерам по сравнению с идеальными структурами. Результаты исследований могут быть использованы для создания композитных материалов с улучшенными физико-механическими свойствами.

Ключевые слова: графен, компьютерное моделирование, углеродные наноструктуры, дефекты, оксид графена.

Baigarinova G.A.,
Toganbaeva L.K., Ilyin A.M.

**Computer simulation
of composite graphene
nanostructures**

In the work performed computer simulations of quantum-mechanical methods and MD studies of the energy and structural characteristics of defects in carbon nanostructures of graphene. The work presents possible computer models of graphene oxide and FLG and built a computer model of interaction between the molecules of the polymer chain with a nanostructure of graphene. During the work was used ChemOffice software (MD and quantum mechanical methods). Simulation results confirm that the graphene structure with defects may be used to substantially improve adhesion to polymers compared to the ideal structures. Results of investigations can be used to create composite materials with improved physical and mechanical properties.

Key words: graphene, computer simulations, carbon nanostructures, defects, graphene oxide.

Байгаринова Г.А.,
Тоганбаева Л.К., Ильин А.М.

**Композитті графенді
наноқұрылымдарды
компьютерлік моделдеу**

Жұмыста графеннің көміртекті наноқұрылымындағы дефектінің энергетикалық және құрылымдық сипаттамалары зерттелген, кванттық механика және молекулалық динамика әдістерімен компьютерлік моделдеу жүргізілген. Графен оксидінің және FLG құрылымының мүмкін болатын компьютерлік моделдері ұсынылған және графен наноқұрылымымен полимердің тізбектік молекулаларының өзара әсер етуінің компьютерлік моделдері көрсетілген. Жұмысты орындау барысында ChemOffice бағдарламалық қамтамасыз ету пайдаланған (МД және кванттық механика әдістері). Моделдеу нәтижелері идеал құрылымдармен салыстырғанда дефекттері бар графен құрылымдарын полимерлерге адгезияны айтарлықтай жақсарту үшін қолдануға болатындығын растайды. Зерттеу нәтижелерін физика-механикалық қасиеттері жақсартылған композиттік материалдарды жасап шығару үшін қолдануға болады.

Түйін сөздер: графен, компьютерлік моделдеу, көміртекті наноқұрылымдар, дефекттер, графен оксиді.

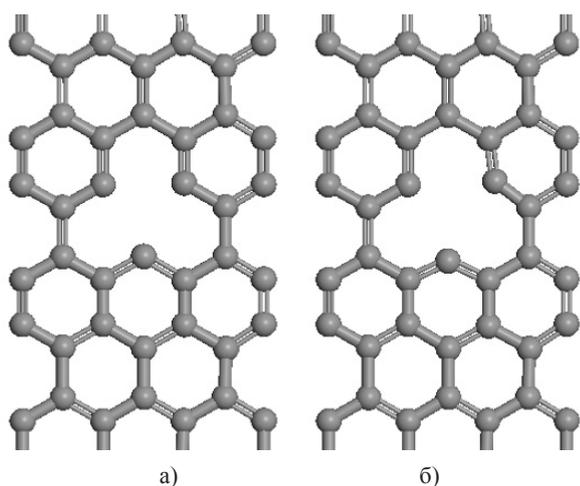
**КОМПЬЮТЕРНОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
КОМПОЗИТНЫХ
ГРАФЕНОВЫХ
НАНОСТРУКТУР****Введение**

В настоящее время большое внимание исследователей и инженеров привлекает перспектива создания композитных материалов на основе углеродных наноструктур, в частности, графена и его производных [1-3]. Определенные трудности на этом пути связаны с известной инертностью sp^2 структуры идеального графена. В этой связи перспективным представляется использование графеновых структур, содержащих дефекты, которые могут улучшить адгезионные характеристики в матричном материале. В качестве таких материалов рассматриваются в частности, различные оксиды графена, FLG структуры [4-6]. Необходимо отметить, что зачастую разработка и изучение новых наноструктур и наноматериалов затруднены наноразмерами объектов, из-за чего для получения и прямого лабораторного исследования требуется применение приборов, не всегда доступных даже очень хорошо оснащенным лабораториям. В связи с этим, важную роль в нанофизике играет компьютерное моделирование исследуемых нанообъектов, сопровождаемое квантово-механическими расчетами их энергетических и структурных характеристик. В настоящей работе были построены компьютерные модели нескольких наносистем, которые на наш взгляд могут считаться типичными для создания композитных материалов на основе графеновых структур.

Компьютерное моделирование

С целью получить максимально корректные финишные наноструктуры при моделировании и расчетах постоянно использовались процедуры оптимизации по энергии. Энергетические характеристики наноструктур вычислялись с точностью до 0.02 эВ. На рисунке 1 представлены фрагменты компьютерных моделей графеновых лент с простыми дефектами – одиночными вакансиями.

Отчетливо виден эффект оптимизации наноструктуры по энергии, обнаруживающий существенное изменение строения вакансионной зоны в графеновой ленте.



а) без оптимизации значение параметра решетки совпадает с известным для идеальной структуры значением 2.46 Å;
б) после оптимизации 2.79 Å (вакансия расширяется)

Рисунок 1 – Фрагменты компьютерных моделей графеновых полос с дефектами – одиночными вакансиями

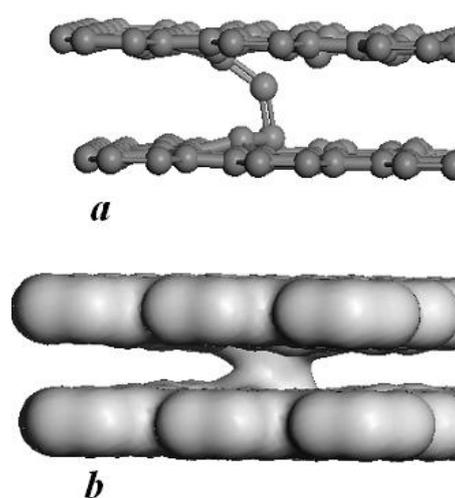
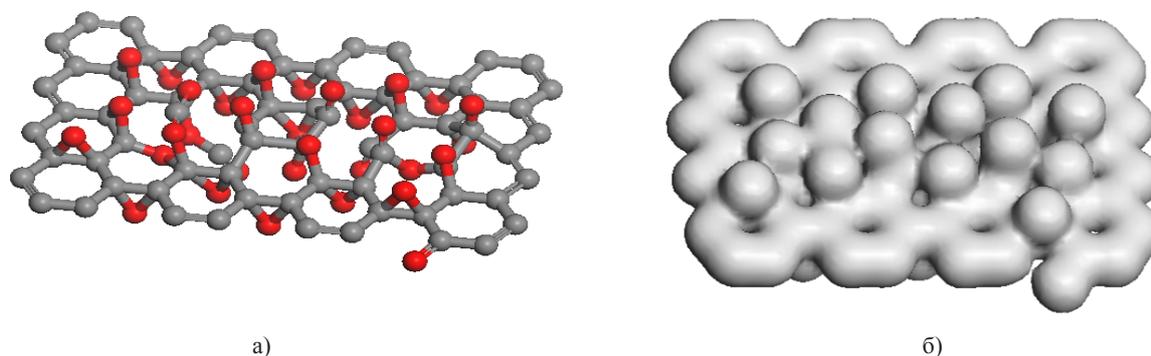


Рисунок 2 – Фрагменты компьютерных моделей FLG -2 (двухслойные наноструктуры) с мостиковым дефектом

На рис.2. представлены компьютерные модели двухслойных наноструктур графена (FLG). Расчеты такого типа дефектов показывают энергию связи 4-5 эВ. Такие дефекты, соединяя графеновые слои прочными ковалентными мостиками, создают жесткие наносистемы которые могут быть перспективными для создания композитных материалов нового типа.

Большой интерес для формирования таких материалов представляют наносистемы из оксидов графена. Одна из возможных кон-

фигураций оксида, содержащая для упрощения расчетной процедуры только кислород, представлена на рис.3. Результаты моделирования обнаруживают формирование структурных дефектов в процессе окисления графена, причем показано существование различных типов связей О-графен со спектром энергий связи от 2 до 3.9 эВ. Рассчитанная картина распределения электронного заряда подтверждает наличие достаточно сильных ковалентных связей в структуре.



а) формирование связей О-графен и дефектов структуры;
б) компьютерное изображение распределения электронного заряда в наноструктуре О-графен

Рисунок 3 – Компьютерная модель фрагмента оксида графена

Рисунок 4 иллюстрирует особенности взаимодействия цепочечных молекул полимера с графеном. Расчеты показывают возможность формирования прочных ковалентных связей с энергиями 4-5 эВ по периметру (в зонах со свободными С-связями). Более слабое взаимодействие с поверхностью идеального графена сводится к обычным силам Ван-дер-Ваальса. Далее, было проведено моделирование взаимодействия полимера с поверхностью графена, содержащего вакансию (рис.5). Расчеты показали преимущественное сцепление молекулы с дефектной зоной. Распределение электронного заряда в нанокompозитной структуре подтверждает образование более прочной связи полимера с дефектом.

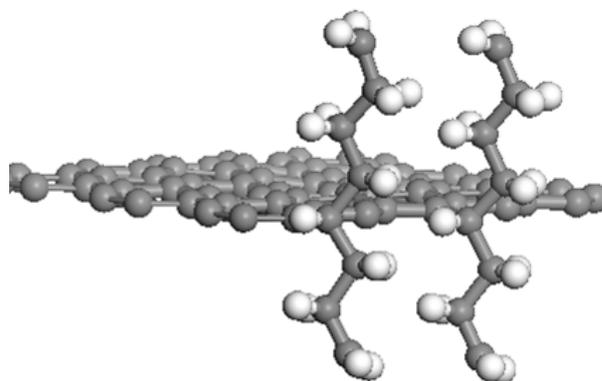
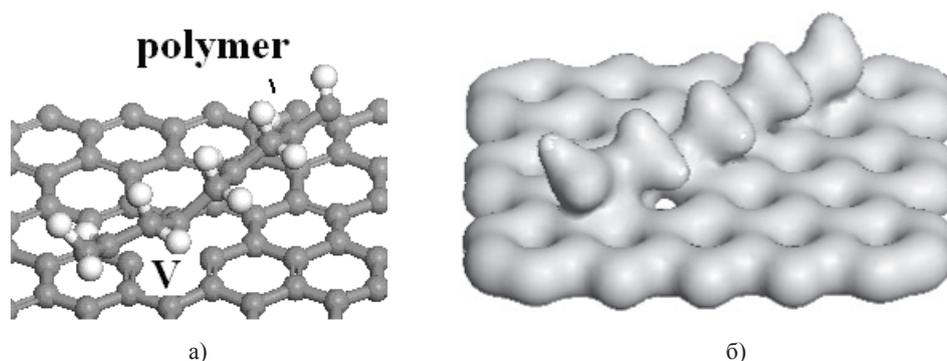


Рисунок 4 – Компьютерная модель взаимодействия цепочечных молекул полимера с наноструктурой графена



а) фрагмент молекулы полимера с дефектом типа вакансии в графене;
б) распределение электронного заряда

Рисунок 5 – Моделирование взаимодействия фрагмента молекулы полимера с дефектом

Результаты расчетов показывают, что наличие дефектов в структуре графена способствует формированию прочных связей с молекулами полимера.

Выводы

Построены компьютерные модели графеновых лент с дефектами – одиночными вакансиями, оксидных наносистем О- графен, выполнены

квантово-механические расчеты их энергетических и структурных характеристик. Выполнено компьютерное моделирование наносистем молекула полимера – графен. Расчеты показали, что наличие дефектов в структуре графена создает возможность формирования ковалентных прочных связей с молекулами полимера. Таким образом, подобные структуры создают реальную перспективу эффективного создания новых композитных материалов.

Литература

- 1 Мырзабекова М.М., Байгаринова Г.А., Гусейнов Н.Р., Ильин А.М. Определение характеристик проводимости композитов на полимерной основе с наполнителями из графена и его родственных структур // Вестник КазНУ. – Серия физическая. – 2015. – №1(52). – С. 61-66.
- 2 Kuillaa T., Bhadrab S., Yaa D., et al. Recent advances in graphene based polymer composite // Progress in Polymer Science. – Elsevier.–2010. – P. 1350-1375.

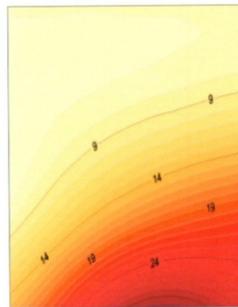
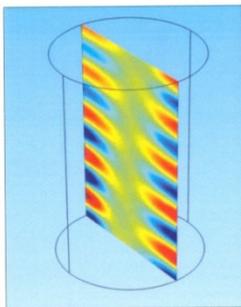
- 3 Georgios M. Viskadourous, Minas M. Stylianakis, Emmanuel Kymakis, and Emmanuel Stratakis. Enhanced Field Emission from Reduced Graphene Oxide Polymer Composites // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. – 2014. – №6 (1). – P. 388–393.
- 4 Ilyin A.M. Computer Simulation of Radiation Defects in Graphene and Relative Structures. In: “Graphene Simulation”, Gong, J.R.;Ed.;InTech: Rijeka, CR. – 2011. – 39.
- 5 Ilyin A.M., Guseinov N.R., Nemkaeva R.R., Tsyganov I.A., Asanova S.B., Kudryashov V.V. // *Nucl. Instrum. & Meth. Phys. Res. B*. – 2013. – Vol.315. – P.192.
- 6 Meng Cheng, Rong Yang, Lianchang Zhang, Zhiwen Shi, Wei Yang, Duoming Wang, Guibai Xie, Dongxia Shi, Guangyu Zhang. Restoration of graphene from graphene oxide by defect repair // *Carbon*. – Volume 50. – Issue 7. – June 2012. – P. 2581–2587.

References

- 1 Myrzabekova M.M., Baygarinova G.A., Guseynov N.R., Il'in A.M. // *Vestnik KazNU. – Seriya fizicheskaya*. №1(52). (2015). 61-66. (in russ).
- 2 Kuillaa T., Bhadrab S., Yaoa D., et al. Recent advances in graphene based polymer composite // *Progress in Polymer Science*. Elsevier. (2010). 1350-1375.
- 3 Georgios M. Viskadourous, Minas M. Stylianakis, Emmanuel Kymakis, and Emmanuel Stratakis. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. №6 (1). (2014). 388–393.
- 4 A.M. Ilyin, Computer Simulation of Radiation Defects in Graphene and Relative Structures. In : “Graphene Simulation”, Gong, J.R.;Ed.;InTech: Rijeka, CR 39 (2011).
- 5 A.M.Ilyin, N.R.Guseinov, R.R.Nemkaeva, I.A.Tsyganov, S.B.Asanova, V.V.Kudryashov // *Nucl. Instrum. & Meth. Phys. Res., B*, 315 (2013). 192.
- 6 Meng Cheng, Rong Yang, Lianchang Zhang, Zhiwen Shi, Wei Yang, Duoming Wang, Guibai Xie, Dongxia Shi, Guangyu Zhang. Restoration of graphene from graphene oxide by defect repair // *Carbon*. 50(7). (2012). 2581–2587.

ISSN 2409-6121

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

1 [2] 2014

Мұрадов А.Д., Сыдықова А.А.,
Суюндыкова Г.С.

**«Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ »
полиимидті композитті
материал жүйесіне
 γ -сәулелендірудің механикалық
қасиеттерінің өзгеруіне әсері**

Muradov A.D., Sydykova A.A.,
Suiundykova G.S.

**Investigation of the influence
 γ -irradiation on the mechanical
properties of the polyimide
composite material system «Poly-
imide – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ »**

Мурадов А.Д., Сыдықова А.А.,
Суюндыкова Г.С.

**Влияние γ -облучения
на изменение механических
свойств полиимидного
композитного материала
системы «Полиимид –
 $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ »**

$YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толықтырғышы енгізілген полимер қабыршақтарының беттік топографиялық кескіндері бүжірлі рельефпен сипатталады, негізінен морфологиясы кластерлік құрылымға сәйкес келеді. «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне әр түрлі дозалы 150 кГр, 250 кГр және 600 кГр γ -сәулелендірудің механикалық қасиеттерінің өзгеруіне әсері зерттелінді. Таза полиимид пен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғыштан тұратын композиттердің раман спектрлері түсіріліп салыстырылды. Толықтырғыштың 0,01 салмақ % және 0,05 салмақ % концентрациясында полиимидке тән алты максимумның қарқындылықтарының төмендеуі байқалады. 0,1 салмақ % толықтырғыш концентрациясында барлық дерлік максимумдардың төмендеуі байқалды.

Түйін сөздер: полиимид, жоғары температуралы асқын өткізгіш, композиттік материал, гамма-сәулелендіру, толықтырғыш.

It is found that the filler $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ influences the morphology of the polymer surface roughness topography mainly clustered morphology suitable formulations. The effect of different doses of 150 kGy, 250 kGy and 600 kGy of γ - irradiation on the mechanical properties of the «Polyimide – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » system. Comparing the Raman spectra of the composite material $YBa_2Cu_3O_6 + x$ with that of pure polyimide. A change of two peaks of the polymer filled with 0.01 wt% and 0.05 wt%. At a concentration of 0.1% by weight of all the highs is decreased.

Key words: polyimide, high-temperature superconductor composite material, gamma irradiation.

Установлено, что наполнитель $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ влияет на морфологию поверхности полимера в виде шероховатости его рельефа, в основном подходит морфология кластерных составов. Изучено влияние различных доз 150 кГр, 250 кГр и 600 кГр γ -облучения на механические свойства системы «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ ». Сравнивалась раман спектры композитного материала с $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ со спектром чистого полиимиды. Обнаружено уменьшение шести максимумов у полиимиды с наполнителем с 0,01 вес % и 0,05 вес %. А с наполнителем концентрацией 0,1 вес % все максимумы уменьшаются.

Ключевые слова: полиимид, высокотемпературный сверхпроводник, композитный материал, гамма-облучение, наполнитель.

**«ПОЛИИМИД –
YBa₂Cu₃O_{6+x}»
ПОЛИМИДТІ
КОМПОЗИТТІ МАТЕРИАЛ
ЖҮЙЕСІНЕ
γ-СӘУЛЕЛЕНДІРУДІҢ
МЕХАНИКАЛЫҚ
ҚАСИЕТТЕРІНІҢ
ӨЗГЕРУІНЕ ӘСЕРІ**

Кіріспе

Жоғары температуралы асқын өткізгіштің (ЖТАӨ) ашылуы материалдардағы физика-химиялық құрылымның ерекше қасиеттерін зерттеуге жол ашты. Көбінесе перспективті материалдардың түрі ретінде композит негізді полимер және керамика және олардың берілген компоненттерінің сапасы мынадай болып келеді: майысқыштық, серпімділік, агрессивті ортаға химиялық тұрақтылығы, полимерлердің қайта өңделуі мен шыныға тән қаттылық, қолдануға төзімділігі, жарықтың сыну көрсеткіші оған қоса жоғары болады. Осындай қасиеттердің шоғырлануына сәйкес полимерлі композитті материалдың (ПКМ) қасиеттері бастапқы компоненттермен салыстырғанда жақсара түседі.

Картон маркалы полиимид матрица негізіндегі әр түрлі концентрациялы (С): С = 0,01; 0,05; 0,10 салмақ % жоғары температуралы асқын өткізгіштің ПКМ зерттелінді, сонымен қатар таза полиимидті қабыршақ та қарастырылды.

Тәжірибенің әдіснамасы

Жүргізілген тәжірибелер мен зерттеулер кезінде полиимид матрицасы негізіндегі композиттік материалдардың механикалық қасиеттеріне және беттік морфологиясының өзгерісіне нанодисперсті YBa₂Cu₃O_{6+x} (YBCO) толықтырғышының әсері қарастырылды. Зерттеу жұмыстары алдымен таза полиимидтік қабыршақтармен, сосын әртүрлі концентрацияда YBa₂Cu₃O_{6+x} толықтырғышы енгізілген қабыршақтармен жүзеге асырылды.

Үлгілердің жұмыс өлшемдері 10x10 мм және қалыңдықтары сәйкесінше:

С = 0,01 салмақ % үшін – 0,11 мм; С = 0,05 салмақ % үшін – 0,05 мм; С = 0,1 салмақ % үшін – 0,06 мм, ал полиимидті қабыршақ үшін – 0,11 мм-ге тең.

Полимерлі қабыршақ бетінің морфологиясы АКМ – NT – MDT NTEGRA Thermo көмегімен зерттелінді. Зонд ретінде ұшының тұйықталу радиусы ~ 10 nm, қаттылығы 0,01 N/m болатын пирамидалық формадағы стандартты кремнийлік кантилевер қолданылды. АКМ басқа микроскоптармен

салыстырғанда (оптикалық, электрондық және т.б.) қатты денелер бетін мейлінше тереңірек зерттеуге мүмкіндік береді. Бұл қондырғы көмегімен қатты дене бетінің үш өлшемді кескінін алуға, бет рельефімен кеңінен әрі толығырақ танысуға сонымен қатар морфологиялық құрылымын зерттеуге де болады.

Берілген үлгілердің беттік морфологиясын зерттеу екі режимде жүзеге асты: фазалық контраст және топография. Топография режимі беттің рельефін тіркейді. Фазалық контраст режимі химиялық құрамы бойынша ерекшеленетін аймақтарды байқауға көмектеседі.

Әр түрлі композитті материалдардың механикалық қасиеттерін зерттеу кезінде Bluehill 3 программасы бар Instron 5982 машинасы қолданылды. Bluehill 3 программасында керекті статикалық әдіс түрі таңдалды. Мемлекеттік стандартқа сай зерттеу негізделді. Instron 5892 машинасының басқа машиналармен салыстырғандағы басты артықшылығы: жоғары дәрежедегі беріктілігі, есептеудің дәлділігі, түскен күшті өлшеуі, араласуы және деформациясы.

Машинаның жиынтығы мен негізгі техникалық параметрлері: биіктігі – 1430 мм, ұзындығы – 575 мм, траверс қадамы – 1330 мм, күштің түсу жылдамдығының диапазоны 0,0001-ден басталып 700 мм/мин дейін.

Раман спектрінде сызықшалардың орналасуы мен интенсивтілігін байқап, анализ жасау нәтижесінде заттың химиялық компоненттерін анықтауға немесе ішкі молекулалық әрекеттесулерді зерттеуге болады. Раман спектроскопы спектральды мәліметтерді көп беретіндігіне байланысты үлгіні құраушы компоненттерді спектрлер жинағынан қарап анықталды.

Раман спектроскопы аналитикалық басқа әдістерге қарағанда айтарлықтай артықшылықтары бар. Ең маңыздысы сынаманы дайындау қарапайымдылығы және алынатын мәлімет мөлшерінің көп болуы.

Раман спектроскопы жарықтың шағылуына негізделген әдіс, сондықтан спектрды жинау үшін үлгіге сәулені тура бағыттап, одан соң шағылған жарықты жинау қажет.

Үлгінің қалыңдығы Раман спектроскопиясына қиындық тудырмайды, және де қоршаған атмосферасы Раман спектрлеріне аз ғана ықпал тигізеді. Сол себепті үлгіге арналған кюветті бөлікті кемтірудің және вакуумдаудың қажеттілігі жоқ.

Раман спектроскопиясы кристалдық, фазалық ауысу және полиморфты күйлер сияқты физикалық қасиеттерге талдаулар жүргізу

үшін кеңінен қолданылады. Үлгіні дайындаудың қажет болмауы төсеніштер мен оны ұстайтын ұстағыштардың таза болуын қажетсізбейді.

Тәжірибемізде шашырауды комбинациялайтын конфокальды және автоматталған сканирлеуші зондтық микроскоптың толқын ұзындығы 473 нм болатын лазер және объективі 10х болатын Solver Spectrum (NT-MDT, Ресей) маркалы түрі қолданылды. Үлгідегі лазерлі дақтың диаметрі 2 мкм құрады.

Зерттеу жұмыстарының нәтижелері және оларға талдау жасау

Полимер негізіндегі қабыршақтарды тиянақты зерттеу үшін сканерлеуші зондтық микроскопта арнайы тәсілдер таңдалынды. Зерттелетін үлгі ретінде «Полиимид– YBCO » қабыршақтарының әртүрлі концентрациядағы түрлері таңдап алынды.

Контактілік режим бойынша зондтың үшкір ұшы үлгі бетімен тікелей жанасады және зерттелетін бет тарапынан әсер етуші тебіліс және тартылыс күштері консольдің серпімділік күшімен теңгеріледі. Осы режимде қатаңдығы төмен болатын кантилевер қолданылды, бұл өз кезегінде кантилевердің жоғары сезімталдығын қамтамасыз етуге және зондтық үлгі бетіне шамадан тыс күшпен әсер етуге мүмкіндік жасады. Атомдық күштік микроскоп режимдерінің тиімдісін таңдау үшін таза, қоспасыз полиимид қабыршақтары алынды.

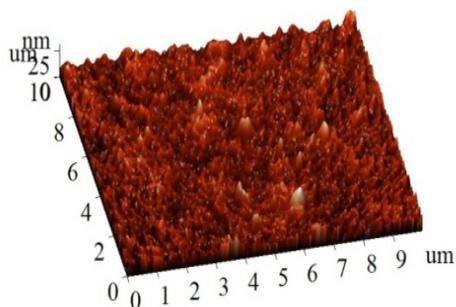
АКМ микроскоптарының басқа электронды микроскоптардан ерекшелігі зерттелетін үлгінің үш өлшемді бейнесін алуға мүмкіндік береді.

Берілген әдіс ток өткізетін зондты қолдану арқылы жүзеге асырылды. Зондқа ығысу кернеуі беріледі және үлгі арқылы өтетін қорытқы токтың шамасы өлшенді, нәтижесінде зерттелген үлгінің тек қана бет бедері ғана емес, сонымен қатар, өткізгіштік қасиеттері де келтірілді. Зерттеу кезінде түсірілімдер зонд пен үлгі бетінің арасындағы тұрақты байланыс күшінде және тұрақты биіктікте контактілік режимде жүзеге асырылды. Алдымен зерттелетін қабыршақ беттері спиртпен жуылып тазаланды, өзге химиялық тәсілдер қолданылмады. Алдымен таза полиимид қабыршағы бетінің бейнесі түсірілді, қабыршақ қалыңдығы 0,11 мм (1-сурет). Сосын «Полиимид – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ » жүйесінің толықтырғыш концентрациялары 0,01 сал.% қалыңдығы 0,11 мм, 0,05 сал.% қалыңдығы 0,05 мм, 0,1 сал.% қалыңдығы 0,06 мм болатын үлгілер беттерінің бейнелері алынды (2-сурет).

Суреттерден аңғарғанымыздай полиимидті қабыршақ бетінде сызаттарға ұқсас сызықтар көрінеді. Бұл сызықтар қабыршақтың технологиялық формалану процесс кезіндегі $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ микробөлшектерінің полиимид қышқылдарының аққыштығының байқалуы болуы мүмкін. Бірақ та полиимидті қабыршақ $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ нанобөлшектерінің бетімен түзілсе, онда белгілі бір шарттарда қабыршақтың YBCO нанобөлшектерімен берік нүктелік «анкерлік» ілінісуі болуы мүмкін, осыдан кейін оптикалық-механикалық матрицаның бүлінуі орын алады. Электронды-механикалық зерттеулердің нәтижелері бойынша YBCO бөлшектерінің полиимидке ену және орнығу маршруттары бойынша тұжырым жасауға болады.

«Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » қабыршақ жүйелерінің беттерінің топографиялық кескіндері бүжірлі рельефпен сипатталады, негізінен морфологиясы кластерлік құрылымға сәйкес келеді.

Көрініп тұрған кластерлер өлшемдері көп жағдайда қабыршақ қалыңдығымен айшықталады. Кластерлердің өзі изотермиялық емес дөңгелек формаға ие. Полиимидті қабыршақтардың кластерлі құрылымы жеткілікті түрде анық байқалады, кластерлер жеке-жеке сызат түрде айқын көрінеді.



1-сурет – Қоспасы жоқ, таза полиимидтің АҚМ бейнесі

Берілген қабыршақтардың кейбірінде кластерлер тізбегін құрайтын таяқша күйдегі туынды байқалады. Бұл құрылымдар ұзындығы бірнеше жүз нанометрге дейін жетеді және де өзара тең әрі реттелген бағытта орналасады.

Толықтырғыш концентрациясы 0,01 салмақ % болатын композиттік қабыршақтың АҚМ бейнесінен біз таза полимерлі материалдармен салыстырғанда айтарлықтай айырмашылық байқалмады. Себебі, кластерлер реттелген, белгі-

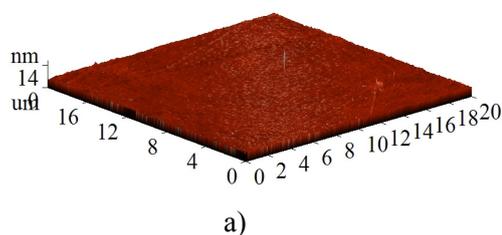
лі бағыт бойынша орналасқан. Кластерлердің бір-бірімен бірігуі ойыс түрінде көрсетілген. Физикалық қасиеттерінде ерекше өзгерістер байқалмайды.

Толықтырғыш концентрациясы 0,05 салмақ % болатын композиттік қабыршақтың морфологиясы тегіс емес, кластерлер бірігуі жиі, сызаттар бейнесінде, жота түрінде байқауға болады.

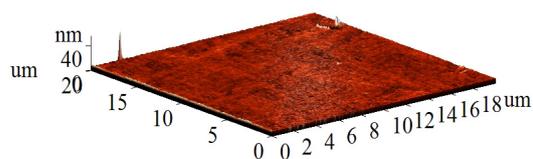
Толықтырғыш матрицамен химиялық байланысқа түспейді, сондықтан физикалық қасиеттерінің тәжірибелік мәннен ауытқуы байқалмайды.

Толықтырғыш концентрациясы 0,1 салмақ % болатын композиттің АҚМ бейнесінен толықтырғыштың беттік қабатта тегіс, біркелкі таралғанын көреміз. Бұл өз кезегінде қабаттар арасында диэлектрлік қабаттардың пайда болуын туғызады, контактілік кедергі артады. Жылулық қасиеттерінің артуы байқалады. Кластерлердің бірігуі жота түрінде көрсетілген.

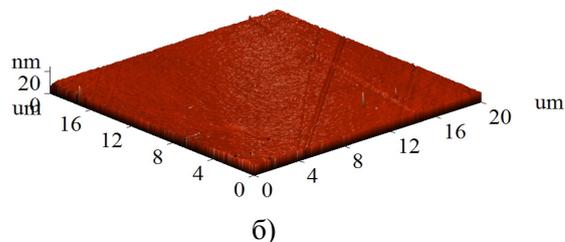
Полимерлі материалдардың жалпы қасиеттері оларды құраушы компоненттердің құрылымына, түріне және құрылысына тәуелді. Соның ішінде ПКМ-дар компоненттері бір-бірімен ковалентті байланысқан.



а)



ә)



б)

2-сурет – «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » композит материалының АҚМ бейнелері: а) С = 0,01 салмақ %; ә) С = 0,05 салмақ % ; б) С = 0,1 салмақ %

Толықтырғыш мөлшері 10%-ға дейінгі мөлшерде полимерлі композиттік материалдардың беріктігі біршама артады. Алайда толықтырғышты 10%-дан артық мөлшерде матрицаға енгізу механикалық қасиеттерін нашарлатады. Аз санды толықтырғыштар матрицамен физика-химиялық әсерлеседі, ал толықтырғыш мөлшері артқан сайын жүйенің гомогенділігі жоғала бастайды.

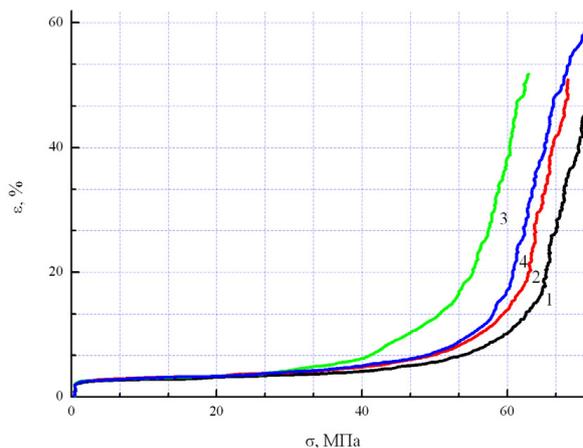
«Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне әр түрлі дозалы 150 кГр, 250 кГр және 600 кГр γ -сәулелендірудің механикалық қасиеттерінің өзгеруіне әсері зерттелінді.

Әр түрлі композитті материалдардың механикалық қасиеттерін зерттеу кезінде Bluehill 3 программасы бар Instron 5982 машинасы қолданылды. Bluehill 3 программасында керекті статикалық әдіс түрі таңдалды. Мемлекеттік стандартқа сай зерттеу негізделді. INSTRON 5892 машинасының басқа машиналармен салыстырғандағы басты артықшылығы: жоғары дәрежедегі беріктілігі, есептеудің дәлділігі, түскен күшті өлшеуі, араласуы және деформациясы.

Машинаның жиынтығы мен негізгі техникалық параметрлері: биіктігі – 1430 мм, ұзындығы – 575 мм, траверс қадамы – 1330 мм, күштің түсу жылдамдығының диапазоны 0,0001-ден басталып 700 мм/мин дейін.

Зерттеудің нәтижелері 3.1-3.3-суреттерде көрсетілген. 3.1-суретте сәулеленбеген полиимидті қабыршақтың толық алшақтығы үшін мынандай кернеу $\sigma=70$ МПа мен меншікті созылу $\varepsilon=45\%$ шамалары беріледі. Бірінші сатыда ($\sigma=0-1$ МПа) жүктеменің бірден $\varepsilon=3\%$ -ға жоғарылауы байқалады. Бұл аумақта полиимидті қабыршақтың механикалық қасиеттері Гук заңына бағынады. Үлгінің $-C=O$ байланысында майысқыштық пайда болды. 1–40 МПа кернеу аралығында полиимидті қабыршақтың пластикалық қасиеттері тұрақты болды. Полиимидті қабыршақтың механикалық қасиеттері сәулелендіру дозасына байланысты (3.1-сурет). 3.2 және 3.3-суреттерде σ кернеу мен ε меншікті ұзарудың D сәулелендіру дозасына тәуелділігі көрсетілген. Әр түрлі дозалармен сәулеленген полиимидті қабыршақтың кернеуінің шамалары мынандай мәндерді көрсетті: 150 кГр – 68 МПа; 250 кГр – 62 МПа; 600 кГр – 71 МПа (3.2-сурет). Үлгіні бөлген кезде максималды ұзару болады: 150 кГр – 50%; 250 кГр – 52%; 600 кГр – 59% (3.3-сурет). Максималды бұзылу 250 кГр дозада байқалады.

«Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне әр түрлі γ -сәулелену дозаларының (150 кГр, 250 кГр және 600 кГр) механикалық беріктілігі мен меншікті ұзару қасиеттеріне әсері зерттелді.



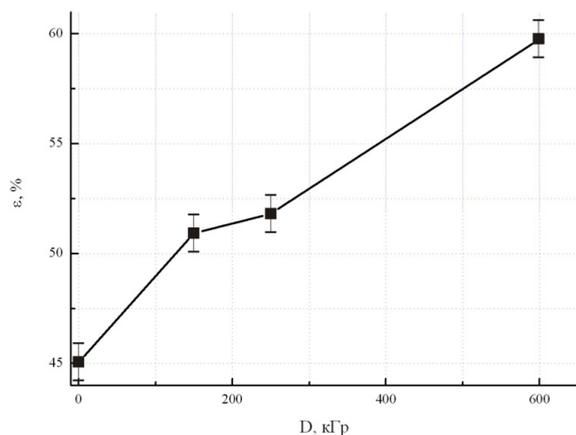
1 – $D = 0$ кГр; 2 – $D = 150$ кГр; 3 – $D = 250$ кГр;
4 – $D = 600$ кГр

3.1-сурет – σ кернеу мен ε меншікті ұзарудың әр түрлі γ -кванттар сәулелендіру дозасына тәуелділігі

Зерттеу нәтижесінде 150 кГр дозада $C = 0,1$ мас.% полиимидті композитті материалдың беріктілігі ($\sigma = 100$ МПа) өте жоғары екені байқалды. Сондай-ақ әр түрлі концентрациялы полиимидті композитті материалға 250 кГр дозадан бастап әсер еткенде механикалық беріктілігінің ($\sigma = (95 \pm 2)$ МПа) тұрақты екенін байқауға болады. $C = 0,1$ мас.% композитті полиимидті материалды 150-250 кГр дозамен сәулелендірген кезде меншікті ұзаруы да ($\varepsilon = 9,9$ и $9,8\%$) жоғары пластикалық қасиетке ие екені байқалды. Сәулелену дозасын 600 кГр дейін жоғарылағанда меншікті ұзаруы 8% төмендеді.

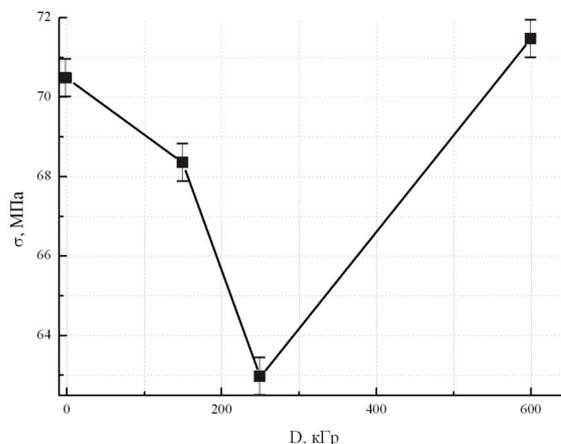
γ -кванттарымен сәулелендірілген «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесінің механикалық қасиеттері дисперсті толықтырғыштың құрылымына тәуелді. «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне аз дозалы γ -кванттарымен сәулелендірген кезде ($D < 600$ кГр) полимерлі матрица мен «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » беткі жазықтығында $Cu-O$ таралуы жұтылуға әсер етеді. Осыған байланысты γ -кванттарымен сәулелендірілгеннен кейін полимерлі матрицаның макромолекулалары мен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толықтырғышының

кристалдарының арасындағы байланыс күшейеді, сонымен қатар пластикалық қасиеттері мен беріктілігінің жоғарылауын қамтамасыз етеді.



3.2-сурет – Полиимидті қабыршақтың меншікті ұзаруының ε – кванттар сәулелендіру дозасына тәуелділігі

Таза полиимид пен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғыштан тұратын композиттердің раман спектрлері түсіріліп салыстырылды.



3.3-сурет – Полиимидті қабыршақтың механикалық кернеуінің σ – кванттар сәулелендіру дозасына тәуелділігі

Полиимидке 0,01 салмақ % концентрацияда $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғышты енгізу полиимидтің раман спектрлеріне аздаған әсерін тигізеді. Яғни полиимидке тән алты максимумдардың қарқындылықтарын төмендетеді. 1150 см^{-1} спектр сызығының қарқындылығы ~30%-ға, 1780 см^{-1} ($C=O$) сызығының қарқындылығы ~25%-ға, ал 1380 см^{-1} ($C-N$) және 2930 см^{-1} , 3040 см^{-1} сызықтарының қарқындылықтары 40%-ға төмендеді.

Полиимидке $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғышты 0,1 салмақ % концентрациядан жоғары концентрацияда енгізу үлгінің раман спектрлеріне айтарлықтай жоғары әсерін тигізеді. Мысалы, 0,05 салмақ % концентрациялы толтырғыштан тұратын үлгінің раман спектрлерінде келесі сызықтарының төмендеуі байқалады: 1150 см^{-1} ($C-O-C$), 2930 см^{-1} , 3040 см^{-1} және 1780 см^{-1} сәйкесінше 65%, 50%, 80%. Ал 1380 см^{-1} ($C-N$) және 1605 см^{-1} ($C-C$) жиіліктегі спектр сызықтарының 12-15%-ға өскенін аңғарамыз, сәйкесінше бұл аумақтағы спектрлер $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғыш және матрица аралығындағы шекара аралық қабатқа тиесілі екенін аңғарсақ болады.

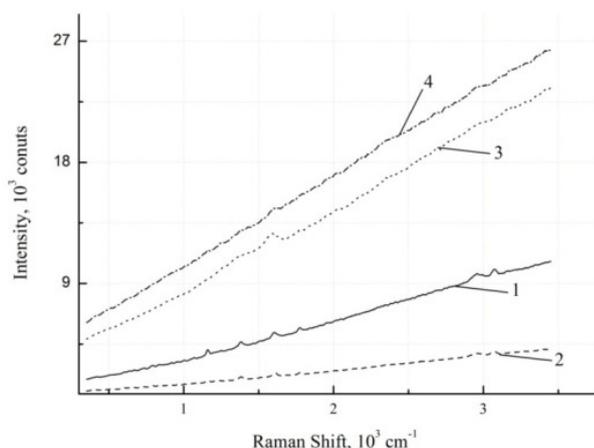
Толтырғыш концентрациясын 0,1 салмақ %-ға дейін өсірсек полиимидке тән барлық дерлік максимумдардың мейлінше төмендеуі байқалады. Бұл құбылыстың орын алуы композиттік материалдағы толтырғыштың концентрациясының өсуі ($C-C$) тізбектің, сонымен қатар

имидтік топтың ($C-N$) айырылуына алып келуі, нәтижесінде полиимидтен азот пен оттектің босап шығуынан болып отыр деп тұжырымға келсек болады (4-сурет).

ПИ қабыршаққа тән спектрлер $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғыштың өте аз концентрациясында (0,05 салмақ %-ға дейін) айтарлықтай өзгеріске ұшырамайды, яғни оптикалық қасиеті өзгермейді. Мысалы, 0,05 салмақ % концентрациялы толтырғыш полиимидтің жарық өткізу коэффициентін өзгерте алмайды, ал 0,1 салмақ % концентрациялы толтырғыш бұл коэффициентті 15% жоғарылатады. Осы құбылыстардың басты себебі полимерлі композитті материалдардың матрицасының кері құрылымдануы болып табылады.

Шекара аралық қабаттың көлемдегі полимермен салыстырғанда қасиеттері өзгеше. Осыған орай $0,01\text{ салмақ \%} \leq C \leq 0,1\text{ салмақ \%}$ толтырғыш концентрациясы аралығында композиттік материал қасиеттері тек толтырғыш концентрациясына ғана емес сонымен қатар полиимид пен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ байланысуына, яғни шекара аралық қабаттың мөлшеріне де байланысты. Толтырғыш концентрациясы 0,1 салмақ % болған кезде $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ бөлшектері полиимид макромолекуласымен түгелімен араласады, осыған орай бұл материалдың оптикалық қасиеттері полиимидтің оптикалық қа-

сиеттерінен өзгеше болады. Композитті материалдың оптикалық қасиеттері $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ -ның оптикалық қасиеттеріне жақын болады.



1 – таза полиимид; 2 – толтырғыш концентрациясы 0,01 салмақ % ; 3 – толтырғыш концентрациясы 0,05 салмақ % ; 4 – толтырғыш концентрациясы 0,1 салмақ %

4-сурет – Композитті материалдардың раман спектрлері

Қорытынды

Полимерлі комозитті материал қабыршақтарының және «ПКМ – $YBCO$ » толықтырғыш жүйесін талдау арқылы мынадай қорытынды жасалынды:

Атомдық-күштік микроскоптың көмегімен «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » композиттік материалдардың беттік құрылымы зерттелінді. Электронды-механикалық зерттеулердің нәтижелері бойынша $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ бөлшектерінің полиимидке ену және орнығу маршруттары бойынша тұжырым жасауға болады. «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » қабыршақ жүйелерінің беттерінің топографиялық кескіндері бүжірлі рельефпен сипатталады, негізінен морфологиясы кластерлік құрылымға сәйкес келеді.

Полимерлі композиттік материалдардың механикалық және т.б. қасиеттері толықтырғыш типіне, оны матрицаға енгізу тәсіліне және, сонымен қатар, толықтырғыш концентрациясына да тәуелді болады.

Толықтырғыш концентрациясы 0,01 салмақ % болатын композиттік қабыршақтың АҚМ бейнесінен біз таза полимерлі материалдармен салыстырғанда айтарлықтай айырмашылық байқалмады. Себебі, кластерлер реттелген, белгілі бағыт бойынша орналасқан. Кластерлердің бір-бірімен бірігуі ойыс түрінде көрсетілген. Толықтырғыш концентрациясы 0,05 салмақ % болатын композиттік қабыршақтың морфологиясы тегіс емес, кластерлер бірігуі жиі, сызаттар бейнесінде, жота түрінде байқауға болады.

1. Толықтырғыш концентрациясы 0,1 салмақ % болатын композиттің АҚМ бейнесінен толықтырғыштың беттік қабатта тегіс, біркелкі таралғанын көреміз.

2. Композитті полиимидті материалдың механикалық қасиеттері толықтырғыштың құрамына, радиацияны сәулелердің түріне және энергиясына тәуелді.

3. «Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне әр түрлі γ -сәулелену дозаларының (150 кГр, 250 кГр и 600 кГр) механикалық беріктілігі мен меншікті ұзару қасиеттеріне әсер етеді.

Таза полиимид пен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ толтырғыштан тұратын композиттердің раман спектрлері түсіріліп салыстырғанда, толықтырғыш концентрациясы аз болған қабыршақтарда өзгеріс аздап байқалады. Ал тиісінше толықтырғыш мөлшері артқан сайын полиимидке тән максимумдардың төмендеуі байқалады. $0,01 \leq C \leq 0,1$ салмақ % толтырғыш концентрациясы аралығында композиттік материал қасиеттері тек толтырғыш концентрациясына ғана емес сонымен қатар полиимид пен $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ байланысуына, яғни шекара аралық қабаттың мөлшеріне де байланысты екені анықталды.

Әдебиеттер

- 1 Cerber M.L., Vinogradova V.M., Golovkin G.S. Polymeric composites: structure, properties, technology. – SPb.: Profession, 2008. – 560 p.
- 2 Fillers for polymer composites / Ed. Katca G.S., Milevsky M.: Chemistry. - 1981. - 736 p.
- 3 Lusheykin G.A. Methods of study of the electrical properties of polymers. – M.: Chemistry, 1979. – 160 p.
- 4 Kryzhanovsky V.C., Burlov V.V., Panimatchenko A.D., Kryzhanovskaya Y. Technical properties of polymeric materials. – SPb.: Profession, 2005. – 248 p.
- 5 Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Taipov B.G., Iskakov R.M., Abilov M. Physical-mechanical and optical properties of the polyimide materials and their compositions // Proceedings of the 5th international conference «Radiation Physics effects and processes in inorganic materials» (28 July to 4 August 2006, Tomsk). – P. 342-346.

6 Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Taipov B.G., Influence of application of mechanical stress on the physical and mechanical properties of composite materials based on polyimide, electron irradiation // Proceedings of the 6th International Conference «Nuclear and Radiation Physics». – Almaty, INP, 2007. – P. 231-232.

7 Andasbaev E.S., Komarov F.F., Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Pozdeyeva T.V., Effects of electron irradiation on the physical and chemical processes in high-temperature ceramics // Technical Physics. – 2004. – T.74. –V6. – P.47 – 50.

References

1 Cerber M.L., Vinogradova V.M., Golovkin G.S. Polymeric composites: structure, properties, technology. – SPb.: Profession, 2008. 560 p.

2 Fillers for polymer composites / Ed.Katca G.S., Milevsky M.: Chemistry. -1981.- 736 p.

3 Lusheykin G.A. Methods of study of the electrical properties of polymers. – M.: Chemistry, 1979. 160 p.

4 Kryzhanovsky V.C., Burlov V.V., Panimatchenko A.D., Kryzhanovskaya Y. Technical properties of polymeric materials. – SPb.: Profession, 2005. 248 p.

5 Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Taipov B.G., Iskakov R.M., Abilov M. Physical-mechanical and optical properties of the polyimide materials and their compositions // Proceedings of the 5th international conference «Radiation Physics effects and processes in inorganic materials «(28 July to 4 August 2006, Tomsk). P.342-346.

6 Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Taipov B.G., Influence of application of mechanical stress on the physical and mechanical properties of composite materials based on polyimide, electron irradiation // Proceedings of the 6th International Conference «Nuclear and Radiation Physics». – Almaty, INP, 2007. P.231-232.

7 Andasbaev E.S., Komarov F.F., Kupchyshyn A.I., Muradov A.D., Pozdeyeva T.V., Effects of electron irradiation on the physical and chemical processes in high-temperature ceramics // Technical Physics. 74(6). (2004). 47 – 50.

Тусупжанов А.Е.,
Муратбеков Б.М., Кантай Н.

**Исследование
эксплуатационных
характеристик и структурно-
фазового состояния
Fe-Ni-Co инвара**

В настоящее время для разработки техники нового поколения, широкую востребованность получают материалы на базе многофункциональных сплавов с особыми механическими свойствами. Одним из таких материалов являются инварные сплавы с минимальным тепловым расширением и повышенным уровнем прочности и твердости. В работе произведена выплавка инварного сплава Fe-Ni-Co с добавлением легирующих элементов, микротвердость полученного сплава равна $H_{\mu} = 6433$ МПа. Установлено, что после проведения отжига при температуре 800°C в течение часа микротвердость сплава повышается на 15%. В результате рентгено-дифракционных исследований выявлено, что сплав в исходном состоянии состоит из FeNi-фазы с гранецентрированной кубической решеткой и α -Fe с объемно-центрированной кубической решеткой. Микроструктурные исследования показали, что в исходном состоянии сплав имеет игольчатую структуру с шириной игольчатых фаз около 2 мкм, после проведения отжига игольчатые частицы заметно уширяются.

Ключевые слова: Многофункциональные сплавы, инвар, прочность, износостойкость, фазовый оборот, микротвердость, термическая обработка.

Tussupzhanov A.E.,
Muratbekov B.M., Kantai N.

**Study of operational
characteristics and structural-
phase state Fe-Ni-Co the invar**

Materials on the base of multifunctional alloys with the special physical and mechanical properties for developing the equipment of new generation are in high demand at present. Among these materials are Invar alloys with the minimum thermal expansion and the increased level of mechanical properties, in particular, strength and hardness. The work carried out smelting of Invar alloy Fe-Ni-Co with the addition of alloying elements, the microhardness of the resulting alloy is $H_{\mu} = 6433$ MPa. It is found that after the annealing at temperature for one hour 800°C alloy microhardness increased by 15%. As a result of X-ray diffraction studies showed that the alloy in the initial state consists of a FeNi-phase with a face-centered cubic lattice and α -Fe with a volume-centered cubic lattice. Microstructural studies have shown that in the initial state, the alloy has an acicular structure with needle phases width of about 2 mm, since the acicular particles annealing markedly broadened.

Key words: Multifunctional alloys, invar, strength, wear resistance, phase circulation, microhardness, heat treatment.

Түсіпжанов А.Е.,
Мұратбеков Б.М., Қантай Н.

**Fe-Ni-Co инварын қолдану
кезіндегі сипаттамаларын және
құрылым-фазалық күйін
зерттеу**

Қазіргі заманғы жаңа талапқа сай техника құрастыру барысында ерекше механикалық қасиеттерге ие көпфункциональды қорытпалар базасы үлкен сұраныс алууда. Осындай материалдардың бірі ретінде сызытық кенеюінің температуралық коэффициенті төмен және беріктігі мен қаттылығы жоғары инварлы қорытпалар жатады. Бұл жұмыста қосымша легірлеуші элементтерді қосу арқылы Fe-Ni-Co инварлы қорытпасы балқытылып алынды, алынған қорытпаның микроқаттылығы $H_{\mu} = 6433$ МПа тең болды. 800°C температурада бір сағаттық жасыту жасағаннан кейін қорытпаның микроқаттылығы 15%-ға артқаны белгілі болды. Рентген-дифракциондық зерттеулер нәтижесінде, бастапқы күйдегі қорытпа қабырғасы центрленген кубтық торлы FeNi фазасынан және көлемі центрленген кубтық торлы α -Fe тұратыны анықталды. Микроқұрылымдық зерттеулер бастапқы күйдегі үлгі ені 2 мкм болатын ине тәріздес құрылым түзгенін, термиялық өңдеуден кейін ұлғая түсетіндігін көрсетті.

Түйін сөздер: Көпфункциональды қорытпалар, инвар, беріктік, тозуға тұрақтылық, фазалық айналым, микроқаттылық, термиялық өңдеу.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И СТРУКТУРНО-ФАЗО- ВОГО СОСТОЯНИЯ Fe-Ni-CO ИНВАРА

Введение

Развитие науки и техники предъявляет всё более высокие требования к уровню чистоты и свойствам получаемых веществ, что является стимулом для дальнейшего развития работ [1].

В частности, смеси металлического расплава, законы изменения свойств, регулирующие формирование структуры и механические свойства, признаются основными задачами в изучении современной промышленности, и являются одним из самых актуальных задач. Поэтому, для получения необходимых механических свойств в сплавах, важно знать структуру фазовой информации и влияние различных присадок на свойства. Но, несмотря на крупно масштабное производство сплавов на основе железа, необходимо изучить структуру и особенности фазовых оборотов. Тем не менее, несмотря на многочисленные работы по изучению сплавов на основе железа в металлургической промышленности, вопросы формирования структуры и функции фазовых обменов в многокомпонентных сплавах остаются открытыми.

Всестороннее исследование инварного сплава Fe-36% Ni в разных структурных состояниях будет способствовать углублению представлений о природе «инварности» как явления, и связанных с ним аномалий, что в свою очередь позволит расширить область практического применения инварных сплавов [2].

Развитию прецизионных сплавов в современном материаловедении уделено особое внимание ввиду необходимости разработки новых материалов, обладающих высоким уровнем технологических и функциональных свойств [3].

Последние десятилетия в точном машиностроении существует проблема создания крупногабаритных сложно-профильных изделий, выполненных из инварных сплавов на Fe-Ni основе и проявляющих низкие значения температурного коэффициента линейного расширения ($\text{TKЛР}, \alpha_{20-100} \leq 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) [4].

Для решения данной научно-производственной проблемы предложено получение деталей наукоёмкой техники не классическими методами обработки металлов давлением, а путём литья [5].

Поскольку классические инварные системы на Fe-Ni основе имеют плохие литейные свойства, что проявляется в наличии дефектов литейного происхождения (усадочные раковины, поры, трещины) в конечных изделиях, – предложено дополнительное легирование углеродом инварных сплавов [6].

Железоникелевый инварный сплав классического состава Fe-Ni-Co, благодаря близкому к нулю коэффициенту теплового линейного расширения, имеет широкое применение в технике и на производстве. Большой интерес исследователей к этому сплаву связан с тем, что, помимо аномального теплового расширения, сплавы инварного класса обладают также аномалиями многих других физических свойств [7].

Упрочнение железоникелевых сплавов без потерь их инварных свойств является важной и актуальной задачей физиков и материаловедов, поскольку применение этих сплавов в современных конструкциях, работающих в условиях растущих статических или динамических нагрузок, требует постоянного повышения механических свойств. Решение данной задачи позволит расширить не только область применения инварных сплавов, но и углубить наши представления о природе самого эффекта [8].

Промышленные сплавы с аномалиями тепловых свойств главным образом разработаны на основе инварного эффекта в системе Fe – Ni.

В сплавах системы Fe – Ni в области концентраций от 32 до 50% Ni наблюдаются характерные аномалии, связанные с инварным эффектом. Инвар (сплав с 36% Ni) обладает минимальным температурным коэффициентом линейного расширения. Аномалия свойств, связанная с инварным эффектом, используется в промышленности для создания сплавов с заданным значением. Легирование инвара небольшими добавками, за исключением кобальта, приводит к повышению. Сплавы инварного состава обладают сильной зависимостью свойств, в частности теплового расширения, от структурного состояния. Поэтому путем пластической деформации и термической обработки можно управлять значением [9].

В работах [10-13] в метастабильных аустенитных сплавах инварного типа (Fe-30-32%Ni) были определены ориентационные соотношения при $\alpha \rightarrow \gamma$ – превращении, а также – общее формоизменение, плоскости габитуса α – фазы, особенности образования и наследования дис-

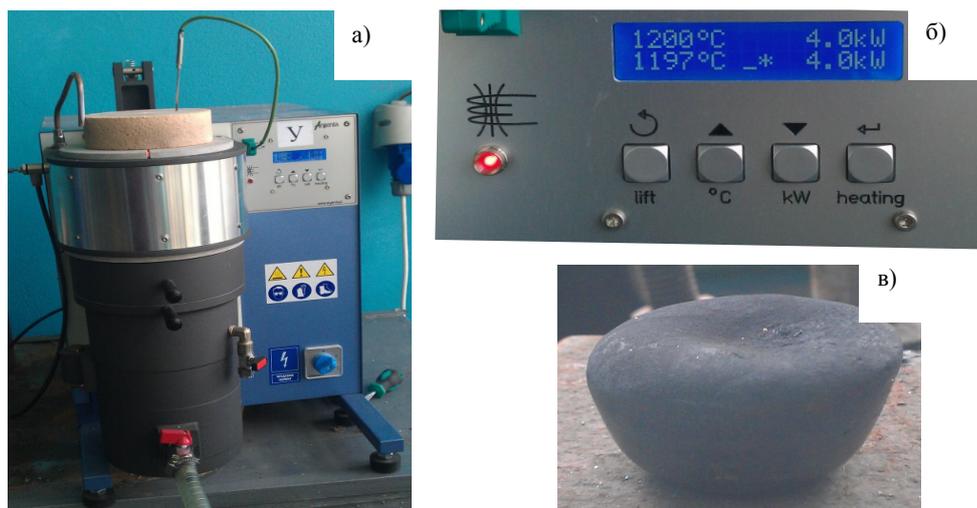
локаций, условия образования множества γ – ориентаций с формированием обогащенного никелем нанокристаллического аустенита. Выполнен статистический анализ взаимных разориентаций кристаллов аустенита после цикла $\gamma \rightarrow \alpha \rightarrow \gamma$ – превращений с образованием множества аустенитных и мартенситных ориентировок.

Материал и методы исследований

Материал исследования был выплавлен в индукционной печи Agatronic G, путем смешивания компонентов в тигле из углерода с применением защитной среды в виде аргона. Термическую обработку образцов проводили в трубчатых печах типа СУОЛ-4, с применением кварцевых трубок, где создавался вакуум с остаточным давлением не более 10^{-3} МПа. Исследования изменения микроструктуры проводили на оптическом микроскопе «Neophot-21» и на растровом электронном микроскопе JSM-6390LV режиме вторичных электронов при ускоряющем напряжении 25 кВ. Анализ фазового состояния образцов проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3, с применением кобальтового излучения. Исследование микротвердости образцов проводили на микротвердомере ПМТ-3, с применением алмазной пирамидки с углом на вершине 136° . Характеристики износостойкости были исследованы на трибомашине MicronTribo где в качестве индентора использовался шар диаметром 3мм из сплава WC. Испытания на коррозионную стойкость по оценке электрохимического поведения сплава Fe-Ni-Co проводился на гальваностатепотенциоста Р-150 с автоматическим регулированием потенциала исследуемого электрода.

Результаты исследований

В лабораторных условиях путем смешивания компонентов и расплавления нами получен Fe-Ni-Co сплав. Выплавку Fe-Ni-Co сплава проводили в индукционной печи Agatronic G (рисунок 1, а), при температуре 1197С (рисунок 1, б) с использованием защитной среды в виде аргона. Данная печь оснащена вакуумной рубашкой для уменьшения теплоотдачи, вакуум создается при помощи форвакуумного насоса т.е. остаточное давление в вакуумной рубашке не более 10^{-5} МПа.

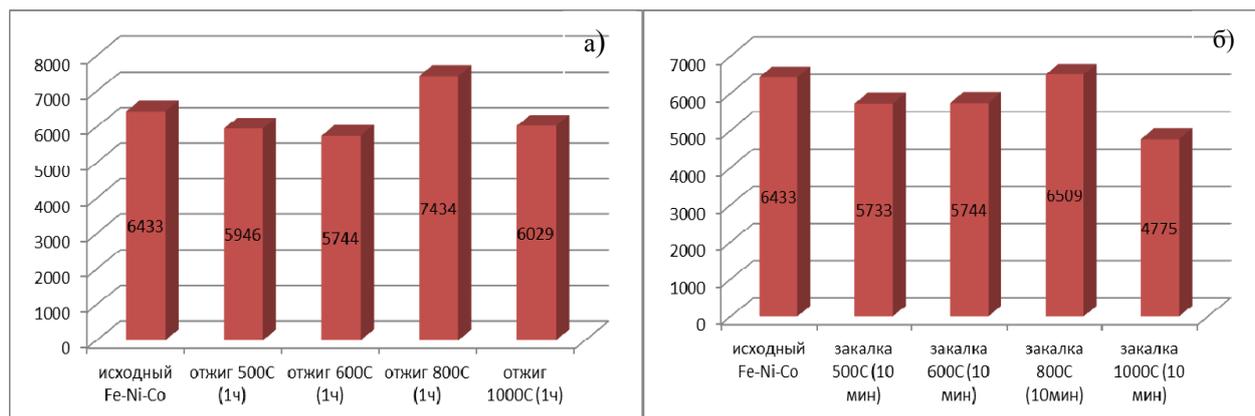


а) Индукционная печь; б) температура выплавки; в) отливка

Рисунок 1 – Процесс выплавки сплава

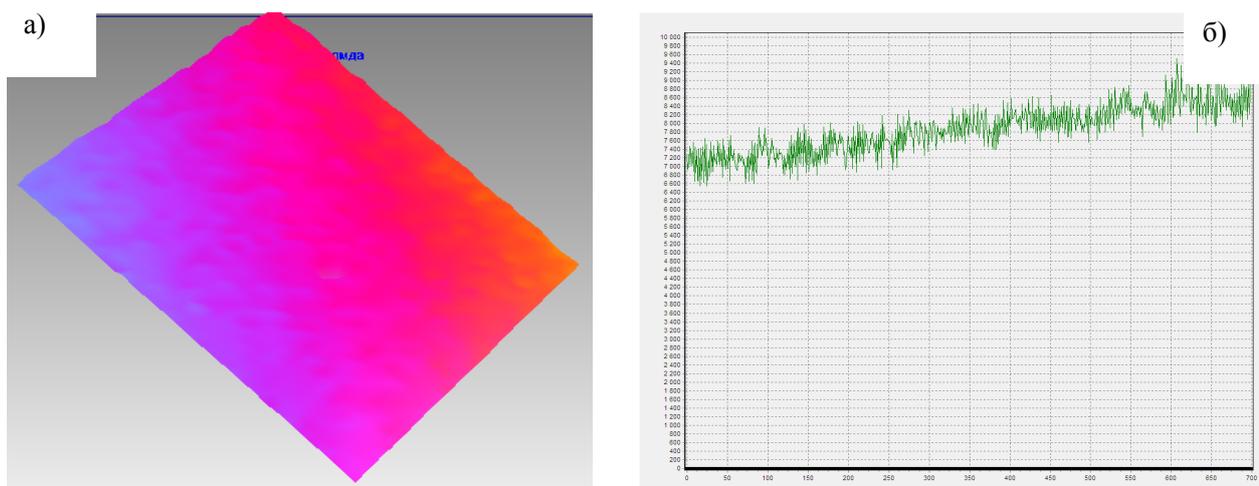
Полученный сплав был подвергнут термической обработке и испытаниям на микротвердость. (рисунок 2). Микротвердость сплава была равной $H_{\mu} = 6433$ МПа, что в два раза выше микротвердости конструкционных сталей. Для определения оптимальных эксплуатационных характеристик нами проведен отжиг в течение часа и закалка в воде при температурах 500, 600, 800 и 1000°C. Из рисунка 2 а видно, что наиболее высокий показатель микротвердости достигается после проведения отжига при температуре

800°C в течение часа $H_{\mu}(800^{\circ}\text{C}) = 7434$ МПа, что на 15% выше чем у исходного образца. После проведения закалки в воде с 10 минутной выдержкой при температуре 800°C микротвердость сплава составила $H_{\mu} = 6509$ МПа, что сравнима с микротвердостью исходного образца. При других температурах термической обработки микротвердость сплава идет на понижение, что связано с прохождением рекристаллизационных процессов и ростом зерен в образце (рисунок 2 а, б).



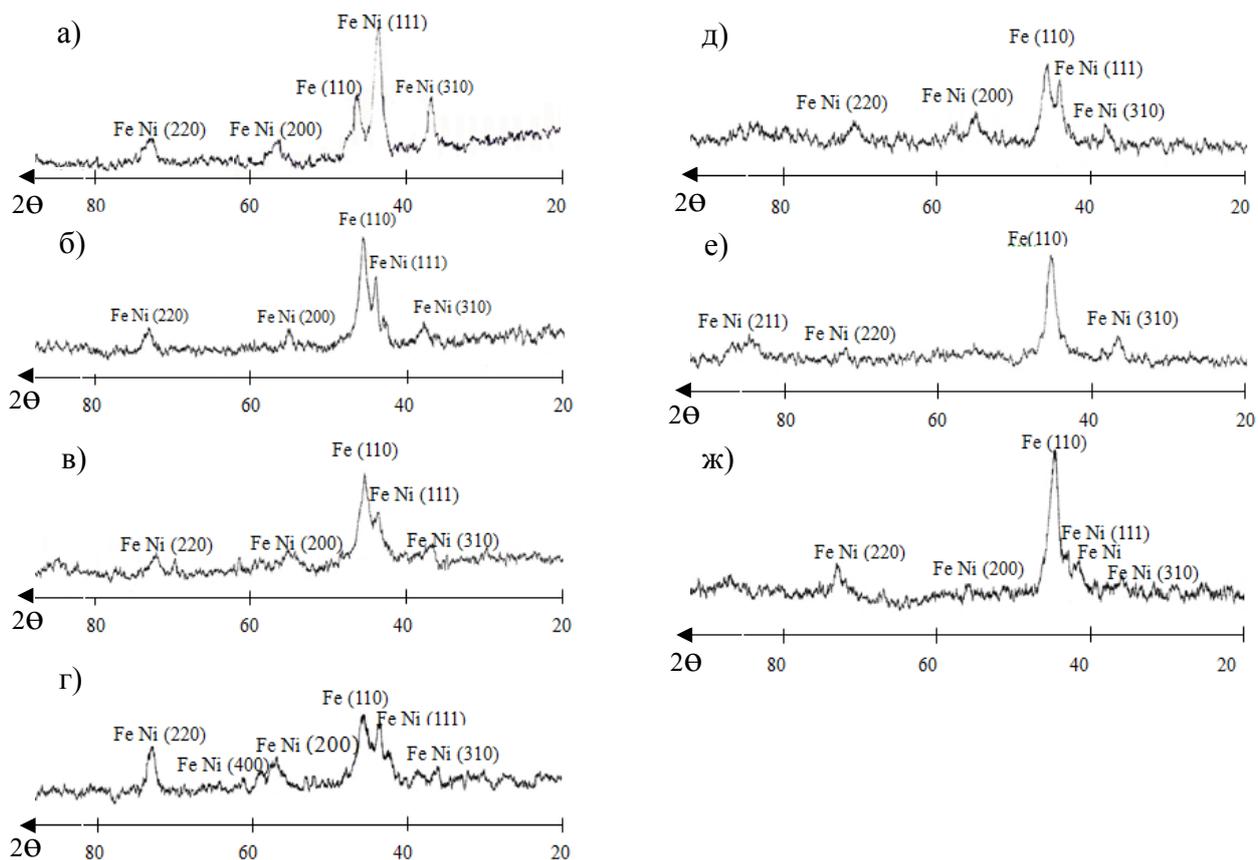
а) после отжига б) после закалки

Рисунок 2 – Испытание на микротвердость



а) 3D рисунок поверхности образца; б) график изменения шероховатости поверхности образца

Рисунок 3 – Испытание на износостойкость



а) Исходное состояние сплава Fe-Ni-Co; б) Сплав Fe-Ni -Co после закалки 500°C (10 минут);
 в) Сплав Fe-Ni-Co после закалки 800°C (10 минут); г) Сплав Fe-Ni-Co после закалки 1000°C (10 минут);
 д) Сплав Fe-Ni-Co после отжига 500°C (1 час) е) Сплав Fe-Ni-Co после отжига 800°C (1 час);
 ж) Сплав Fe-Ni-Co после отжига 1000°C (1 час)

Рисунок 4 – Исследование структурно – фазового состояния

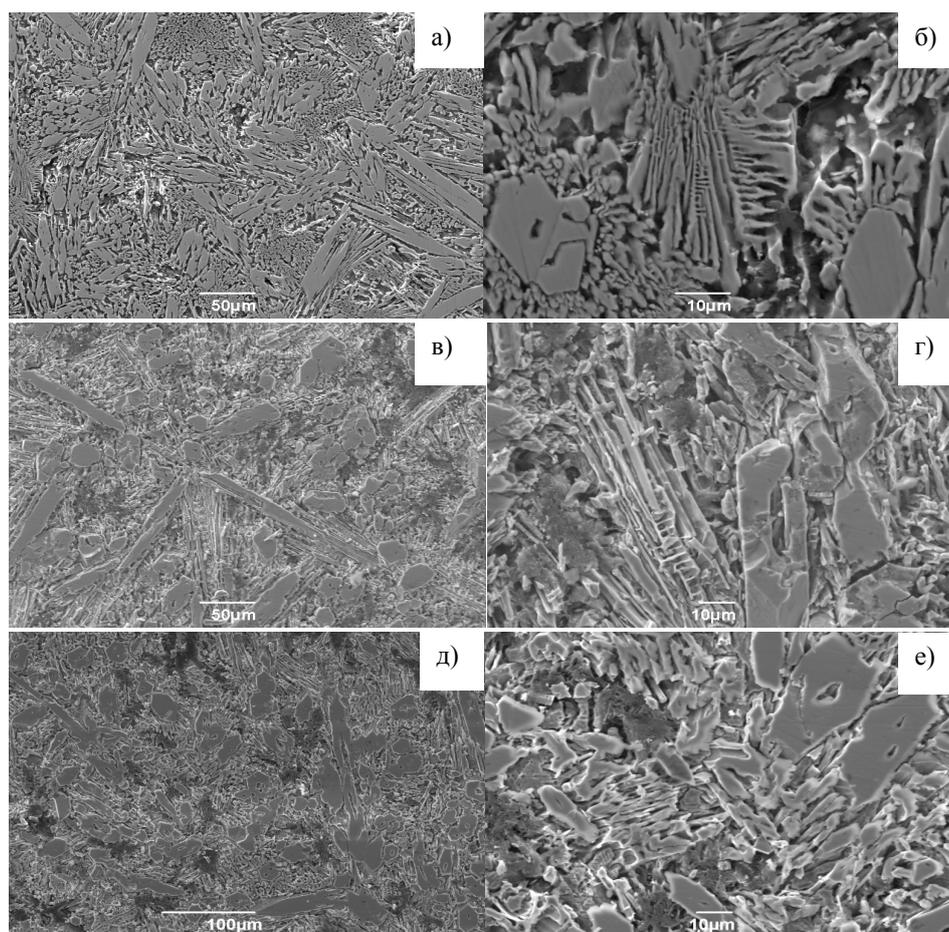
Для более полного исследования прочностных характеристик нами проведены исследования на износостойкость. Испытания износостойкости проводили на трибометре MicronTribo с увеличением числа оборотов индентора под нагрузкой 310 мН с 300 об/мин. до 700 об/мин. В результате испытаний следов износа на поверхности образца не обнаружено (Рисунок 3 а, б), что свидетельствует о высоких трибологических характеристиках полученного сплава.

Для определения структурно-фазового состояния полученного сплава нами проведены рентгено-дифракционные исследования на установке ДРОН-3 (рисунок 4). Установлено, что сплав в исходном состоянии находится в двухфазном состоянии: FeNi-фазы с гранецентрированной кубической решеткой и α -Fe с объёмно-центрированной кубической решеткой. В результате термической обработки в виде закалки и отжига при температурах 500, 800 и 1000°C выпадения новых фаз не обнаружено. Но

в следствие рекристаллизации, исчезновения текстурных составляющих, уменьшения числа дефектов и изменения соотношения фаз интенсивность некоторых пиков увеличилась, а некоторые уменьшились по сравнению с исходным состоянием сплава.

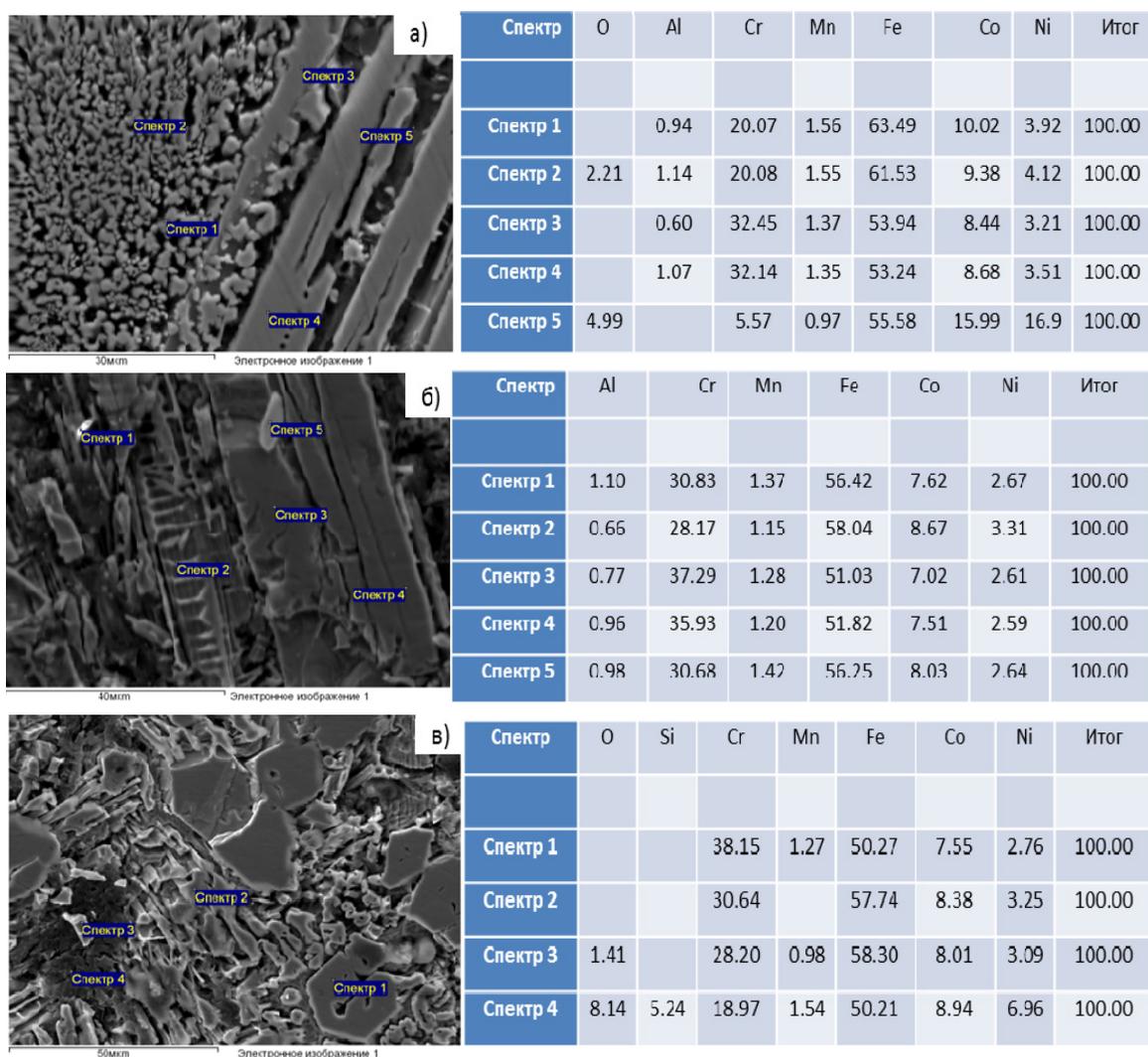
На рисунке 4 (д, е, ж) изображены дифрактограммы рентгено-фазового состояния сплава Fe-Ni-Co после проведения отжига в течение часа при температурах 500, 800 и 1000°C. Из полученных дифрактограмм выявлено, что как и при закалке заметного изменения фазового состава сплава не происходит.

Для уточнения химического состава и выявления микроструктурных особенностей образцы сплава Fe-Ni-Co были исследованы на растровом электронном микроскопе. Подготовку образцов проводили по стандартным методикам. Травление проводили химическим способом в растворе царской водки (HNO_3 (65-68 % масс.) и соляной HCl (32-35 % масс.) в соотношении 1:3 по объёму).



а) исходный образец; б) после отжига про 800°C (1ч); в) после закалки при температуре 800°C (10 мин)

Рисунок 5 – Исследование химического состава



а) исходный образец; б) после отжига про 8000С (1ч); в) после закалки при температуре 8000С (10 мин)

Рисунок 6 – Исследование химического состава

В исходном состоянии сплав имеет игольчатую структуру с шириной игольчатых фаз около 2 мкм, но также заметны зерна вторичной фазы, поскольку установлено, что сплав в исходном состоянии находится в двухфазном состоянии. Также в исходном состоянии заметны не большие частицы, круглой формы размером около 2 мкм, объемная доля которых не превышает 5%. Из рисунка 5 в, г видно, что после проведения отжига при 800°C (1ч) игольчатые частицы заметно уширяются.

Исследование химического состава на ЭДС приставке показывает, что элементный состав колеблется в следующих пределах: Fe 53,24÷63,49; Ni 16,9÷3,21; Co 14,98÷8,44; Cr 32,45÷5,57; Mn 1,56÷0,97, Al 1,14÷0,6 и 4,99÷2,21. Такие же

колебания химического состава наблюдаются у отожженного и закаленного образцов.

Химический состав указан в таблицах рисунка 6. Эти данные подтверждают данные картирования по поверхности, также идет колебания элементного состава в зависимости от участка.

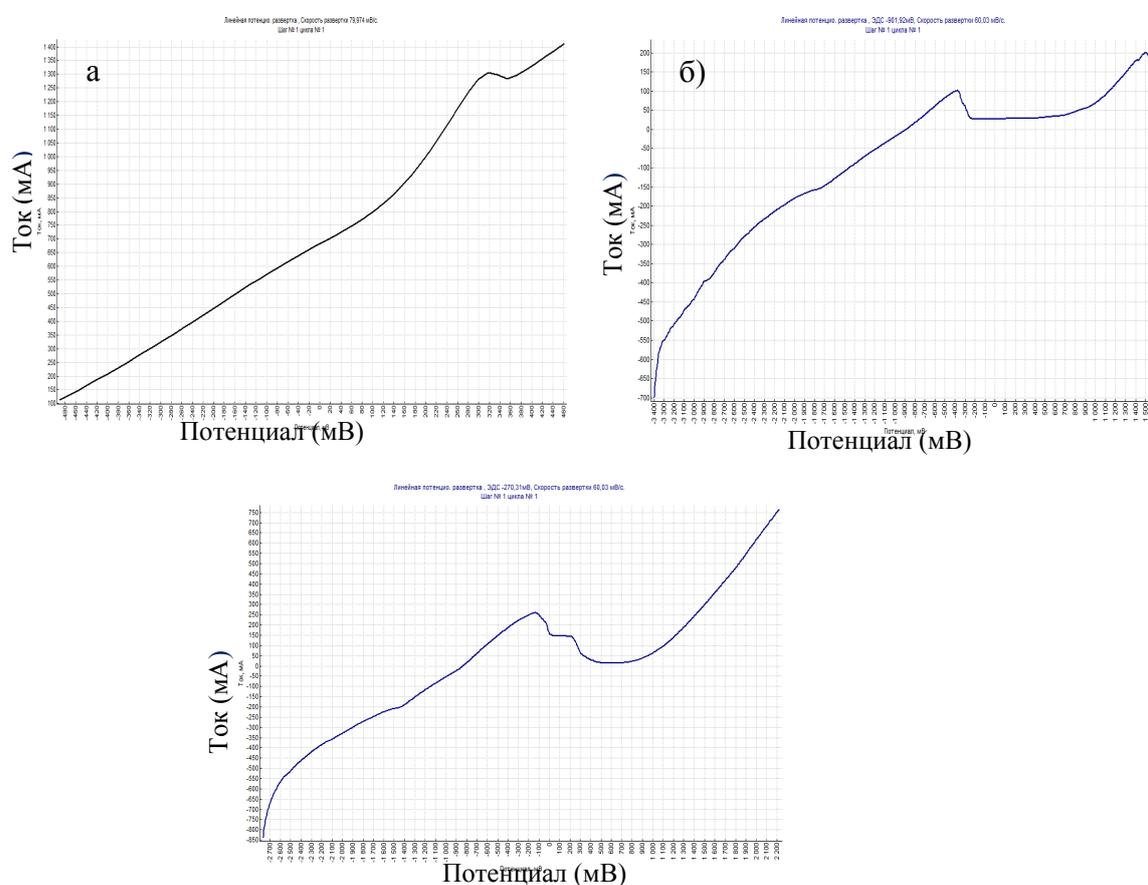
При проведении исследований коррозионной стойкости было сделано допущение, что коррозия поверхности носит равномерный характер исследования, проводились в азотной кислоте 5М. Изначально плоскость подложки и боковая поверхность образцов были обезжирены и покрыты лаком. Полученный график испытания на коррозионную стойкость имеет вид динамической кривой. Кривая графика в случае с исходным образцом увеличивается до значения потенциала

в $U=320\text{ мВ}$, потом наблюдается небольшой спад и дальнейший рост графика. А в случае с термически обработанными образцами рост кривой идет до значений $U=-320\text{ мВ}$. В исходном состоя-

нии коэффициент скорости коррозии был равен $K = 1,06 \cdot 10^{-3}$, после отжига в температуре $800\text{ }^\circ\text{C}$ в течение часа скорость коррозии уменьшается на 36% по сравнению с исходным.

Таблица 1 – Результаты испытания на коррозионную стойкость

№	Образцы	$S(\text{м}^2)$	$m_0(\text{кг})$	$m_1(\text{кг})$	$\tau(\text{с})$	K
1	Исходный образец	$277,9 \cdot 10^{-6}$	$13,3141 \cdot 10^{-3}$	$13,2963 \cdot 10^{-3}$	60	$1,06 \cdot 10^{-3}$
2	Закалка 800°C	$78,75 \cdot 10^{-6}$	$3,2296 \cdot 10^{-3}$	$3,2236 \cdot 10^{-3}$	82	$0,9 \cdot 10^{-3}$
3	Отжиг 800°C	$49,5 \cdot 10^{-6}$	$6,8368 \cdot 10^{-3}$	$6,8337 \cdot 10^{-3}$	82	$0,7 \cdot 10^{-3}$



а) исходный образец; б) после закалки при температуре 800°C (10 мин); в) после отжига при 800°C (1ч)

Рисунок 7 – Испытания на коррозионную стойкость

Заключение

1) Микротвердость полученного сплава была равна $H_\mu = 6433$ МПа. Для выявления оптимального режима нами проведен отжиг и закалка при различных температурах, наилучшие показатели

были достигнуты после отжига при температуре 800°C течение часа микротвердость выше на 15%, а после проведения закалки в воде с 10 минутной выдержкой при температуре 800°C микротвердость равна $H_\mu = 6509$ МПа, что сравнима с микротвердостью исходного образца.

2) Износостойкость сплава Fe-Ni-Co, которая была исследована на трибометре с использованием индентора из сплава WC, показало, что увеличение числа оборотов до 700 под нагрузкой в 310мН к образованию «канавки» на поверхности образца не приводит.

3) Рентгено-фазовый анализ показал, что сплав в исходном состоянии состоит из FeNi с гранцентрированной кубической решеткой и α -Fe с объемноцентрированной кубической решеткой. После проведения термической обработки выпадения новых фаз не обнаружено, но под влиянием температуры интенсивности некоторых линий от фаз увеличились, а некоторые уменьшились, предположительно из за

изменения соотношения объемных долей фаз и уменьшения количества дефектов вследствие рекристаллизации.

4) Сплав имеет игольчатую структуру и находится в двухфазном состоянии элементный состав сплава колеблется в следующих пределах Fe 53,24÷63,49; Ni 16,9÷3,21; Co 14,98÷8,44; Cr 32,45÷5,57; Mn 1,56÷0,97, Al 1,14÷0,6 и O 4,99÷2,21.

5) Полученный график испытания на коррозионную стойкость имеет вид динамической кривой. В исходном состоянии коэффициент коррозии был равен $K=1,06 \cdot 10^{-3}$, после отжига в температуре 800С в течение часа коэффициент коррозии уменьшился на 36%.

Литература

- 1 Захаров Ю.А., Пугачев В.М., Датий К.А., Додонов В.М., Карпушкина Ю.В. Получение и некоторые свойства наноразмерных порошков системы Fe-Co-Ni // Вестник Кем-ГУ. – 2013. – №3 (55). – С. 77.
- 2 Биткулов И.Х. Влияние деформационного наноструктурирования на свойства инвара Fe-36% Ni. – Уфа: Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, 2014. -115 с.
- 3 Woong S.P., Min Sung Chun, Myuing Soo Chun e. a. Comparative study on mechanical behavior of low temperature application materials for ships and offshore structures: Part I – Experimental investigations // Materials Science and Engineering: A. – 2011. – V.528. – No 18. – P.5790- 5803.
- 4 Жилин А.С., Грачев С.В., Рыжков С.В., Попов Н.А., Филиппов М.А., Михайлов С.Б., Токарев В.В., Никифорова С.М. Влияние термоциклирования на инварные свойства сплава Fe-32% Ni-6,4% Co-0,8% C // Технология металлов. – 2013. – №4. – С. 15-18.
- 5 Грачев С.В., Черменский В.И., Харчук М.Д., Кончаковский И.В., Жилин А.С., Токарев В.В., Никифорова С.М., Венедиктова И.А. Влияние состава на температурную зависимость тепловых свойств литейных инварных и суперинварных сплавов // Нефть и газ. – 2012. – №3. – С.86-90.
- 6 Грачев С.В., Филиппов М.А., Черменский В.И., Харчук М.Д., Кончаковский И.В., Жилин А.С., Токарев В.В., Никифорова С.М. Тепловые свойства и структура литейных углеродсодержащих инварных и суперинварных сплавов после двухступенчатого отжига // Металловедение и термическая обработка металлов. – 2013. – №3(693). – С.10-13.
- 7 Захаров А. И. Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. – М.: Металлургия, 1986. – 239 с.
- 8 Изотов В.И., Русаненко В.В., Копылов В.И., Поздняков В.А., Еднерал А.Ф., Козлова А.Г. // ФММ82. – 1996. – № 3. – С. 123.
- 9 [http://megabook.ru/article/Прецизионные сплавы](http://megabook.ru/article/Прецизионные_сплавы)
- 10 Малышев К.А., Сагарадзе В. В., Сорокин И.П. Фазовый наклеп аустенитных сплавов на железоникелевой основе. – М.: Наука, 1982. – 260 с.
- 11 Сагарадзе В. В., Уваров А. И. Упрочнение аустенитных сталей. – М.: Наука, 1989. 270 с.
- 12 Сагарадзе В.В., Шабашов В.А. Причины активного низкотемпературного перераспределения никеля в железоникелевых сплавах // ФММ. – 1984. – Т. 57. – Выпуск 6. – С.1166-1171.
- 13 Кабанов И.Г. Статистический анализ взаимных разориентаций кристаллов аустенита после мартенситных превращений // ФММ. – 1999. – Т.88. – Выпуск 2. – С. 44-52.

References

- 1 U.A. Zaharov, V.M. Pugachev, K.A. Datii, V.M. Dodonov, U.B. Karpushkina. Vestnik KemGU. 3(55). (2013). 77. (in russ).
- 2 Bitkulov I.H. Vliyanie deformatsionnogo nanostrukturirovaniya na svoistva invara Fe-36% Ni // Institut problem sverhplasticnosti metallov RAN-Ufa, 2014-115 s. (in russ).
- 3 Woong S.P., Min Sung Chun, Myuing Soo Chun et al. Materials Science and Engineering: A. 528(18). (2011). 5790- 5803.
- 4 Zhilin A.S., Grachev S.B., Ryzhkov S.B., Popov N.A., Filippov M.A., Mihailov S.B., Tokarev V.B., Nikiforova S.M. // Tehnologiya metallov. №4. (2013). 15-18. (in russ).

- 5 Grachev S.B., Chermenskii B.I., Harchuk M.D., Konchakovskii I.B., Zhilin A.S., Tokarev B.B., Nikiforova S.M., Venediktova I.A. // Neft i gaz. 3. (2012). 86-90. (in russ).
- 6 Grachev S.B., Filippov M.A., Chermenskii B.I., Harchuk M.D., Konchakovskii I.B., Zhilin A.S., Tokarev B.B., Nikiforova S.M. // Metallovedenie i termicheskaya obrabotka metallov. 3(693). (2013). 10-13. (in russ).
- 7 Zaharov A.I. Fizika pretsizionnykh splavov s osobymi teplovymi svoistvami. – M.: Metallurgiya, 1986. 239 s. (in russ).
- 8 B.I.Izotov, B.B. Rusanenko, B.I.Kopylov, B.A.Pozdnyakova, A.F. Edneral, A.G.Kozlova // FMM 82, № 3. (1996). 123. (in russ).
- 9 http://megabook.ru/article/Pretsizionnye_splavy
- 10 Malysheva K.A., Sagaradze B.B., Sorokin I.P., Fazovyi naklep austenitnykh splavov na jelezonikelevoi osnove. – M.: Nauka, 1982. 260 s. (in russ).
- 11 Sagaradze B.B., Uvarov A.I. // Uprochnenie austenitnykh stalei M.: Nauka, 1989. 270 s. (in russ).
- 12 Sagaradze B.B., Shabashov B.A. // FMM. 57(6). (1984). 1166-1171. (in russ).
- 13 Kabanov I.G. // FMM. 88(2). (1999). 44-52. (in russ).

3-бөлім
**ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР
БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ**

Раздел 3
**ФИЗИКА ЯДРА И
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Section 3
**NUCLEAR AND
ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS**

Буртебаев Н., Демьянова А.С.,
Данилов А.Н., Керимкулов Ж.К.,
Джансейтов Д.М., Насурлла М.,
Алимов Д.К., Шакиров А.К.

Исследование экзотических состояний ядра ^{13}C

Burtebayev N., Demyanova A.S.,
Danilov A.N., Kerimkulov Zh.K.,
Janseitov D.M., Nassurlla M.,
Alimov D.K., Shakirov A.K.

Investigation of exotic states of ^{13}C

Бүртебаев Н., Демьянова А.С.,
Данилов А.Н., Керімқұлов Ж.К.,
Джансейтов Д.М., Насурлла М.,
Алимов Д.К., Шакиров А.К.

^{13}C ядросының экзотикалық күйлерін зерттеу

В данной работе представлены результаты измерений дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ при энергиях $E_\alpha = 29$ МэВ и $E_\alpha = 65$ МэВ проведенных на циклотронах: У150М Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан) и К-130 Университета Ювяскюля (г. Ювяскюля, Финляндия) соответственно.

Первый возбужденный уровень ядра ^{13}C представляет особый интерес, т.к. является состоянием с увеличенным радиусом, где мы можем говорить о структуре нейтронного гало. Наблюдаемый сдвиг позиций минимумов Эйри показывает, что состояние 8,86 МэВ ($1/2^-$) ядра ^{13}C и состояние 7,65 МэВ (0^+_{2-}) ядра ^{12}C имеют много общего и, с определенной уверенностью, эти уровни можно было бы назвать аналогами друг друга.

В рамках модифицированной дифракционной модели (МДМ) определены радиусы возбужденных состояний: 3,09 МэВ ($1/2^+$) и 8,86 МэВ ($1/2^-$) при $E_\alpha = 65$ МэВ и 3,09 МэВ ($1/2^+$) при $E_\alpha = 29$ МэВ.

Ключевые слова: упругое и неупругое рассеяние, модифицированная дифракционная модель, радиусы возбужденных состояний.

The differential cross-sections of the elastic and inelastic $\alpha + ^{13}\text{C}$ scattering were measured at $E(\alpha) = 29$ in U150M cyclotron of Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan) and $E(\alpha) = 65$ MeV in K-130 cyclotron of University of Jyväskylä (Jyväskylä, Finland).

The first excited state of ^{13}C nucleus is of special interest because, it is a state with increased radius, where we can talk about the structure of a neutron halo. The observed shift of Airy minima positions shows that the state of 8.86 MeV ($1/2^-$) ^{13}C nucleus and the state of 7.65 MeV (0^+_{2-}) ^{12}C have much in common and, with some confidence, these levels could be called analogues of each other.

The radii of the states: 3.09 ($1/2^+$) and 8.86 ($1/2^-$) were determined by the Modified diffraction model (MDM) at $E(\alpha) = 65$ MeV and 3.09 ($1/2^+$) at $E(\alpha) = 29$ MeV.

Key words: elastic and inelastic scattering, modified diffraction model, radii of the excited states.

Бұл жұмыста $\alpha + ^{13}\text{C}$ дифференциалды қималарының серпімді және серпімсіз шашырауының $E_\alpha = 29$ МэВ Ядролық физика институтының У150М (Алматы қ., Қазақстан) және $E_\alpha = 65$ МэВ Ювяскюля Университетінің К-130 (Ювяскюля қ., Финляндия) үдеткіштерінде өткізілген тәжірибелердің нәтижелері көрсетілген.

^{13}C ядросының бірінші қозған күйі айрықша қызығушылықты тудырады, себебі осы қозған күйдің радиусы ұлғайтылғандықтан, нейтрондық гало құрылымы жайлы айта аламыз. Эйри минимумдарының орналасуының өзгерісі, ^{13}C ядросының 8,86 МэВ ($1/2^-$) күйі және ^{12}C ядросының 7,65 МэВ (0^+_{2-}) күйлері жалпы қасиеттері сәйкес келетіндіктен, бұл күйлерді бір біріне ұқсас ретінде қарастыруға болады.

Модификацияланған дифракциялық үлгі төңірегінде $E_\alpha = 65$ МэВ: 3,09 МэВ ($1/2^+$) және 8,86 МэВ ($1/2^-$), $E_\alpha = 29$ МэВ: 3,09 МэВ ($1/2^+$) қозған күйлерінің радиустары анықталды.

Түйін сөздер: серпімді және серпімсіз шашырау, модификацияланған дифракциялық үлгі, қозған күйлердің радиустары.

¹Буртебаев Н., ²Демьянова А.С., ²Данилов А.Н.,
¹Керимкулов Ж.К., ³Джансейтов Д.М., ⁴Насурлла М.,
⁴Алимов Д.К., ⁴Шакиров А.К.

¹Институт Ядерной Физики, Республика Казахстан, г. Алматы

²НИЦ Курчатовский Институт, Россия, Москва

³Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева,
Республика Казахстан, г. Астана

⁴Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Республика Казахстан, г. Алматы

*E-mail: janseit.daniar@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{13}C

Введение

Ядро ^{13}C является хорошим примером «нормального» ядра, которое хорошо описывается в рамках оболочечной модели. Схема уровней ^{13}C достоверно определена до энергий возбуждения ~ 10 МэВ [1]. Тем не менее, некоторые новые подходы, такие как гипотеза α -частичного конденсата [2] предполагает появление кластерных состояний с увеличенным радиусом. Наиболее вероятным кандидатом имеющую такую структуру до сих пор считалось известное состояние Хойла (0^+_{22} , $E^*=7,65$ МэВ) в ^{12}C . В работе [3], предполагалось, что аналогичные состояния Хойла могут быть в некоторых соседних ядрах, например, состояние $1/2^-$ ($E^*=8,86$ МэВ) в ядре ^{13}C . Наш анализ [4] данных рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ измеренных при $E_{\alpha} = 388$ МэВ [5] действительно продемонстрировали значительное увеличение радиуса при данном состоянии. Тем не менее, способ извлечения радиусов в рамках модифицированной дифракционной модели (МДМ) [6], используемого в работе [4], возможно является, не вполне адекватной, т.к. при высоких энергиях (≥ 100 МэВ), ядро становится слишком прозрачным. Кроме того, также обсуждалось наличие в ^{13}C некоторых состояний с увеличенными размерами радиусов, но имеющие другие структуры. Таким образом, нейтрон гало определено в первом возбужденном состоянии $3,09$ МэВ ($1/2^+$) с помощью двух независимых и взаимодополняющих друг друга методов [7, 8]. Следовательно, новые измерения, особенно при более низких энергиях, весьма желательны.

В этой работе мы изучили упругое и неупругое рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ с целью измерения радиусов возбужденных состояний ^{13}C при $E_{\alpha}=29$ МэВ и $E_{\alpha}=65$. В дополнение к МДМ также в соответствии с идеей, предложенной в работе [9], проанализированы изменения минимумов радуги (Эйри) в угловом распределении. Основное внимание было посвящено двум состояниям ^{13}C : $8,86$ МэВ ($1/2^-$) и $3,09$ МэВ ($1/2^+$).

Результаты и обсуждение

Эксперименты были проведены на циклотронах: У-150М ИЯФ (Казахстан) при энергии $E_\alpha=29$ МэВ и К-130 JYFL (Финляндии) при энергии $E_\alpha=65$ МэВ. В этих экспериментах использовался набор ΔE -E телескопов, из кремниевых полупроводниковых детекторов, для регистрации рассеянных альфа-частиц. Были использованы самоподдерживающиеся мишени

^{13}C (толщиной $\sim 0,4$ мг/см 2) с 86% обогащением в Казахстане и ^{13}C (толщиной 0,3 мг / см 2) с 98% обогащением в Финляндии. Мишени содержали некоторые примеси ^{12}C и ^{16}O .

Энергетические спектры рассеянных альфа-частиц (слева) и дифференциальные сечения упругого рассеяния (справа) $\alpha + ^{13}\text{C}$ с результатами расчетов в рамках оптической модели при энергиях 29 и 65 МэВ приведены на рисунках 1 и 2 соответственно.

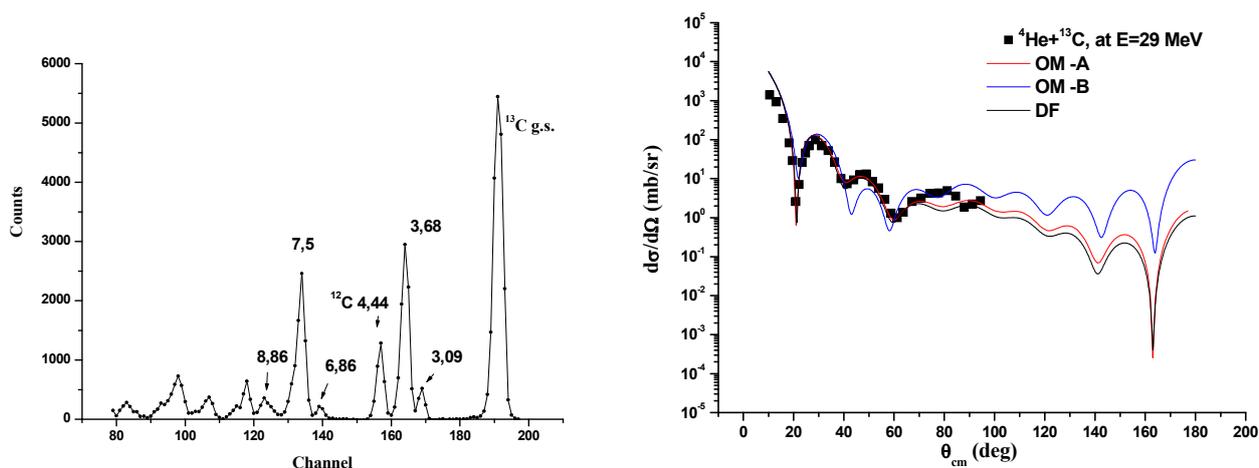


Рисунок 1 – Слева представлен: типичный спектр ($\theta=32^\circ$) рассеяния $\alpha+^{13}\text{C}$ при $E=29$ МэВ. Справа: дифференциальные сечения упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C при $E=29$ МэВ. Сплошными кривыми приведены расчеты в рамках оптической модели ядра и двойной фолдинг-модели

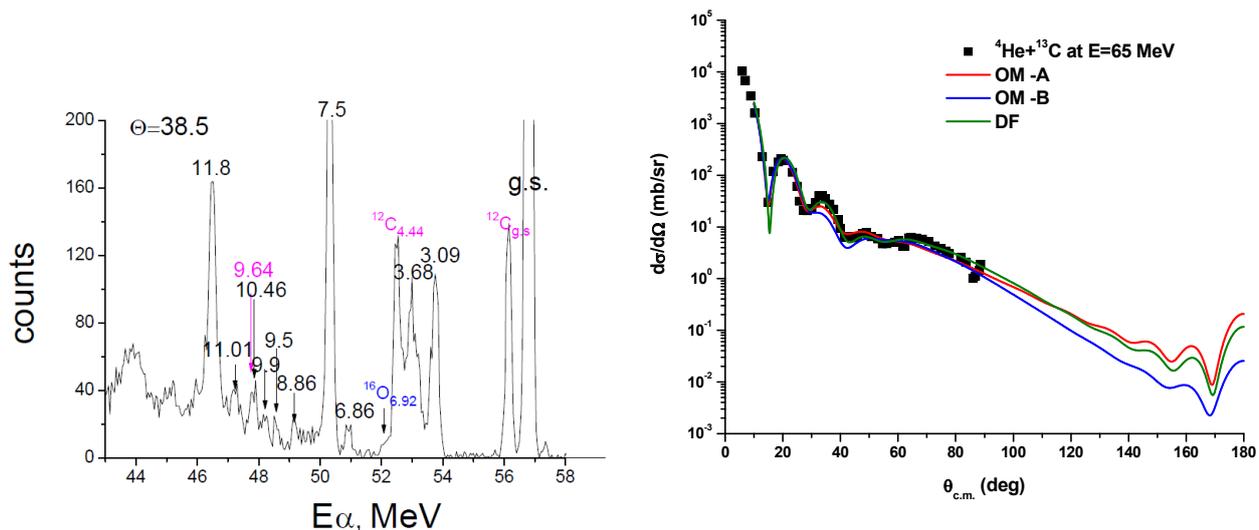


Рисунок 2 – Слева представлен: типичный спектр ($\theta=38.5^\circ$) рассеяния $\alpha+^{13}\text{C}$ при $E=65$ МэВ. Справа: дифференциальные сечения упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C при $E=65$ МэВ. Сплошными кривыми приведены расчеты в рамках оптической модели ядра и двойной фолдинг-модели

На рисунке 3 (слева) представлены измерения дифференциальных сечений возбужденного состояния 8,86 МэВ ($1/2^-$) с расчетами по DWBA, справа угловые распределения этого уровня в сравнении с состоянием Хойла 7,65 МэВ (0^+) при той же энергии. Такая дифракционная картина соответствует передаче импульса с угловым моментом $L=0$. Также были идентифицированы минимумы радуги (Эйри).

Для состояния 8,86 МэВ ($1/2^-$) минимум радуги (Эйри) расположен под большим углом,

чем в случае упругого рассеяния, но в сравнении с состоянием Хойла 7,65 МэВ (0^+), минимум радуги (Эйри) расположен под меньшим углом. Наблюдаемые сдвиги позиций минимумов Эйри с больших углов при неупругих рассеяниях, по отношению к упругому рассеянию указывают на увеличение радиуса в этом возбужденном состоянии [9]. На рис.4 представлены дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при $E_\alpha=29$ МэВ (слева) и $E_\alpha=65$ МэВ (справа), для состояния 3,09 ($1/2^+$) МэВ.

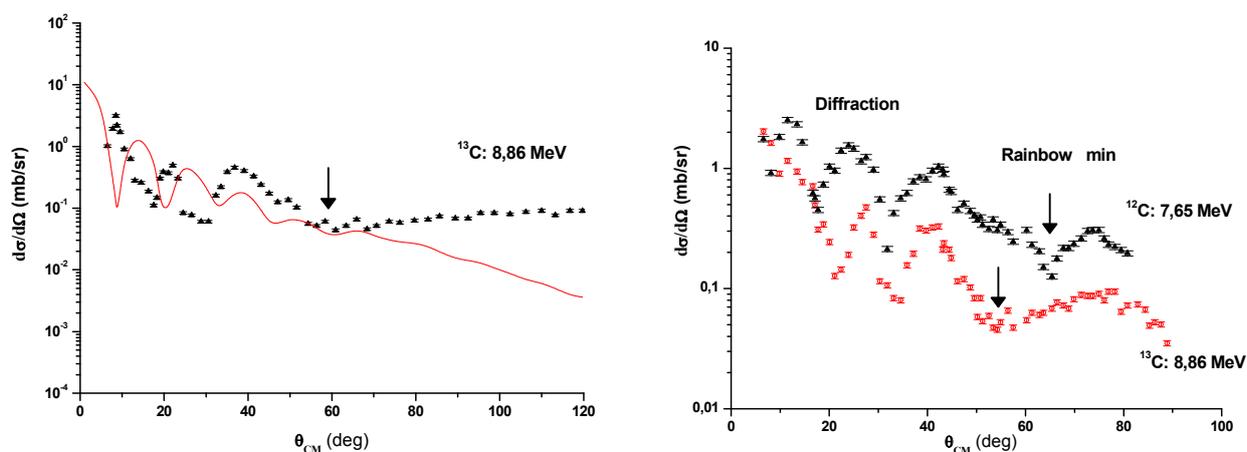


Рисунок 3 – Слева: дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha+{}^{13}\text{C}$ при $E=65$ МэВ для состояния 8,86 МэВ ($1/2^-$) с расчетами по DWBA (сплошная красная линия). Справа: сравнение дифференциальных сечений возбужденных состояния 8,86 МэВ ($1/2^-$) в ядре ${}^{13}\text{C}$ (красные точки) и состояния (Хойла) 7.65 МэВ (0^+) в ядре ${}^{12}\text{C}$ (черные точки). Позиции минимумов радуги обозначены стрелками.

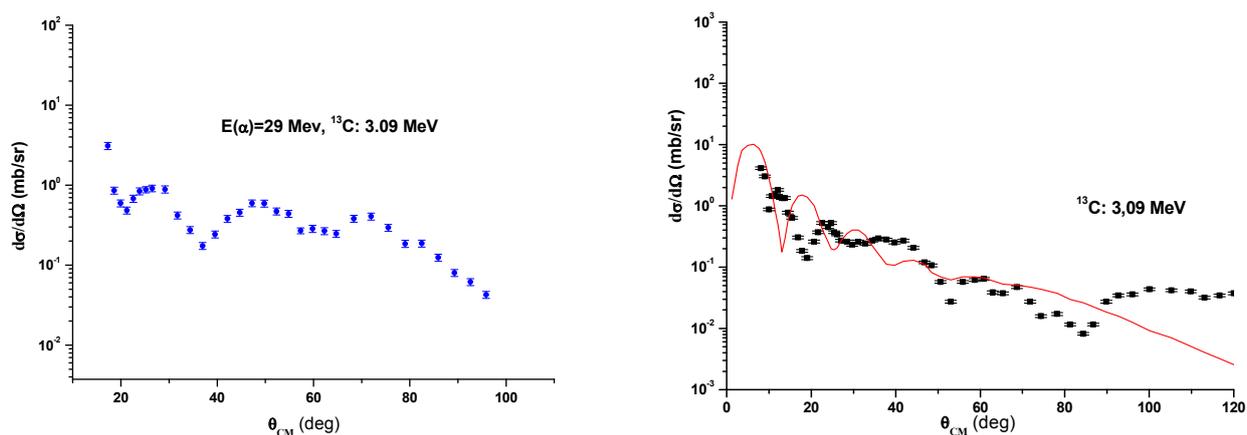


Рисунок 4 – Слева: дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha+{}^{13}\text{C}$ при $E=29$ МэВ для состояния 3,09 МэВ ($1/2^+$). Справа: дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha+{}^{13}\text{C}$ при $E=65$ МэВ для состояния 3,09 МэВ ($1/2^+$), расчет по DWBA показан сплошной линией при передаче углового момента $L = 1$

Дифракционная структура дифференциальных сечений проанализирована в рамках МДМ. Были определены радиусы возбужденных состояний ядра ^{13}C при $E_{\alpha}=29$ МэВ и $E_{\alpha}=65$ МэВ (таблица 1). Среднеквадратичный радиус (RMS root-mean square) состояния

8,86 МэВ ($1/2^-$) ($2,68 \pm 0,10$) фм немного меньше, чем радиус состояния Хойла 7,65 МэВ (0^+_{2-}) ($R_{\text{rms}} = 2,89 \pm 0,04$ фм [6]). Этот результат находится в согласии с предыдущими оценками [4] полученными из анализа литературных данных.

Таблица 1 – Дифракционные и среднеквадратичные (RMS) радиусы возбужденных состояний ядра ^{13}C определенные по МДМ.

E^* , МэВ, I^{π}	$R_{\text{диф}}$, фм	R_{rms} , фм	E_{α} , МэВ
0.00 $1/2^-$	(5.31±0.07)	2.31	65
3.09 $1/2^+$	(5.96±0.06)	2.92±0.07	65
3.09 $1/2^+$	(5.75±0.07)	2.73±0.07	29
8.86 $1/2^-$	(5.66±0.10)	2.68±0.10	65

Наблюдаемый сдвиг позиций минимумов Эйри в ядрах ^{12}C и ^{13}C сделанный на основе анализа в рамках МДМ подтверждает вывод: полученные результаты ясно показывают, что состояние 8.86 МэВ ($1/2^-$) и состояние Хойла 7,65 МэВ (0^+_{2-}) (рис.3, справа) имеют много общего и, с определенной уверенностью, эти уровни можно было бы назвать аналогами друг друга. С другой стороны, состояние Хойла 7,65 МэВ (0^+_{2-}) является вершиной вращательной полосы [10] и нет указаний на существование аналогичных полос в диапазоне состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$). Это различие может отражать важную разницу в структуре обоих состояний.

Как было указано выше среднеквадратичный радиус состояния 3,09 МэВ ($1/2^+$) $R_{\text{rms}} = 2,92 \pm 0,07$ фм. Наш предыдущий результат, полученный из анализа некоторых опубликованных данных при меньших энергиях, дал $R_{\text{rms}} = 2,74 \pm 0,06$ фм [8]. Положение минимума Эйри для этого состояния не был определен в данной работе. Однако в любом случае он находится в области $\sim 55^{\circ}$ - 70° , которая существенно больше соответствующего минимума в упругом рассеянии, чтобы указывать на увеличение радиуса. Радиус нейт-

ронного гало R_n состояния 3,09 МэВ ($1/2^+$) также может быть определен по асимптотическим нормировочным коэффициентам (АНК) [11], полученных из анализа реакций $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}^*(3,09 \text{ МэВ})$. Тогда радиус нейтронного гало R_n может быть преобразован в соответствующий среднеквадратичный (RMS) радиус. Подробная информация приведена в работе [12].

Среднеквадратичный радиус (RMS) полученный из анализа (d,p) – реакций при разных энергиях составил $R_{\text{rms}} = 2,68 \pm 0,26$ фм. Таким образом, все используемые методы: МДМ, АНК и ядерной радуги дали качественно аналогичные результаты. Этот подход увеличивает надежность применения МДМ и моделей АНК для определения радиусов нейтронного гало в состоянии 3,09 МэВ ($1/2^+$).

Полученные результаты демонстрируют сосуществование различных структур в ядре ^{13}C . Данный вопрос требует более тщательного теоретического исследования структур рассматриваемого состояния.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 12-02-00927 и грантом МОН РК №1460 ГФ4.

Литература

- 1 W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo. Nuclear clusters and nuclear molecules // Physical Reports. – 2006. – Vol. 432. – P.43.
- 2 Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G. Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O // Physical Review Letter. – 2001. – Vol.87. – P.192501.
- 3 Milin M. and W. von Oertzen. Search for molecular bands in // European Physical Journal A. – 2002. – Vol.14. – P. 295.
- 4 Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Danilov A.N., Belyaeva T.L., Goncharov S.A. // International Journal of Modern Physics E. – 2011. – Vol.20. – P. 915.

- 5 Kawabata T., Sasamoto Y., Maeda Y., Sakaguchi S., Shimizu Y., Suda K., Uesaka T., Fujiwara M., Hashimoto H., Hatanaka K., Kawase K., Matsubara H., Nakanishi K., Tameshige Y., Tamii A., Itoh K., Itoh M., Yoshida H.P., Kanada-En'yo Y., Uchida M. Cluster states in ^{13}C and ^{11}B // *International Journal of Modern Physics E*. – 2008. – Vol.17. – P. 2071.
- 6 Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A., and Ogloblin A.A. Determination of nuclear radius or unstable states in ^{12}C with diffraction inelastic scattering // *Physical Review C*. – 2009. – Vol. 80. – P. 054603.
- 7 Liu Z.H., Lin C.J., Zhang H.Q., Li Z.C., Zhang J.S., Wu Y.W., Yang F., Ruan M., Liu J.C., Li S.Y., and Peng Z.H. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ^{12}B and ^{13}C // *Physical Review C*. – 2001. – Vol. 64. – P.034312.
- 8 Ogloblin A.A., Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A., and Trzaska W. Effect of neutron halos on excited states of nuclei // *Physical Review C*. – 2011. – Vol.84. – P.054601.
- 9 Ohkubo S. and Hirabayashi Y. Evidence for strong refraction of ^3He in an α -particle condensate // *Physical Review C*. – 2007. – Vol.75. – P.044609.
- 10 Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Danilov A.N., Demyanova A.S. and Goncharov S.A. Radius of ^{12}C in the excited 2_2^+ Hoyle state // *European Physical Journal A*. – 2013. – Vol.49. – P. 46; Zimmerman W.R., Ahmed M.W., Bromberger B., Stave S.C., Breskin A., Dangendorf V., Delbar Th., Gai M., Henshaw S.S., Mueller J.M., Sun C., Tittelmeier K., Weller H.R. and Wu Y.K. Unambiguous Identification of the Second 2^+ State in ^{12}C and the Structure of the Hoyle State // *Physical Review Letters*. – 2013. – Vol. 110. – P.152502.
- 11 Liu Z.H., Zhang X.Z., Zhang H.Q. Nuclear halo and its scaling laws // *Physical Review C*. – 2003. – Vol. 68. – P.024305.
- 12 Belyaeva T.L., Perez-Torres R., Demyanova A.S., Goncharov S.A., and Ogloblin A.A. Neutron asymptotic normalization coefficients and halo radii of the first excited states of ^{13}C and ^{11}Be // *European Physical Journal Web of Conferences*. – 2014. – Vol. 66. – P.03009.

References

- 1 W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo. // *Physical Reports* 432. (2006). 43.
- 2 A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, G. Röpke. // *Physical Review Letters* 87. (2001). 192501.
- 3 M. Milin and W. von Oertzen. // *European Physical Journal A* 14. (2002). 295
- 4 A.S.Demyanova, A.A.Ogloblin, A.N.Danilov, T.L.Belyaeva, S.A.Goncharov // *International Journal of Modern Physics E* 20. (2011). 915
- 5 T. Kawabata, Y. Sasamoto, Y. Maeda, S. Sakaguchi, Y. Shimizu, K. Suda, T. Uesaka, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Hatanaka, K. Kawase, H. Matsubara, K. Nakanishi, Y. Tameshige, A. Tamii, K. Itoh, M. Itoh, H. P. Yoshida, Y. Kanada-En'yo, M. Uchida. // *International Journal of Modern Physics E*. 17. (2008). 2071
- 6 A.N. Danilov, T.L. Belyaeva, A.S. Demyanova, S.A. Goncharov, and A.A. Ogloblin, // *Physical Review C* 80. (2009). 054603
- 7 Z.H. Liu, C.J. Lin, H.Q. Zhang, Z.C. Li, J.S. Zhang, Y.W. Wu, F. Yang, M. Ruan, J.C. Liu, S.Y. Li, and Z.H. Peng. // *Physical Review C* 64. (2001). 034312
- 8 A.A. Ogloblin, A.N. Danilov, T.L. Belyaeva, A.S. Demyanova, S.A. Goncharov, and W. Trzaska // *Physical Review C* 84. (2011). 054601
- 9 S. Ohkubo and Y. Hirabayashi. // *Physical Review C* 75. (2007). 044609
- 10 A.A. Ogloblin, T.L. Belyaeva, A.N. Danilov, A.S. Demyanova and S.A. Goncharov. // *European Physical Journal A* 49. (2013). 46; W.R. Zimmerman, M.W. Ahmed, B.Bromberger, S.C. Stave, A. Breskin, V. Dangendorf, Th. Delbar, M. Gai, S.S. Henshaw, J.M. Mueller, C. Sun, K. Tittelmeier, H.R. Weller and Y.K. Wu. // *Physical Review Letters* 110. (2013). 152502.
- 11 Z.H. Liu, X.Z. Zhang, H.Q. // *Physical Review C* 68. (2003). 024305.
- 12 T.L. Belyaeva, R. Perez-Torres, A.S. Demyanova, S.A. Goncharov, and A.A. Ogloblin // *European Physical Journal Web of Conferences*. 66. (2014). 03009.

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

Кластерная структура ядер и новые пространственные закономерности

Авторами настоящей статьи за последние годы экспериментально обнаружен ряд новых ядерно-физических эффектов, явлений и закономерностей, результаты которых, с неизбежностью приводят к пересмотру некоторых устоявшихся взглядов и наводят на мысли о неевклидовом эллиптическом ядерном и околоядерном пространстве с геодезической в форме эллипса. Целью статьи является систематизация наших новых экспериментальных фактов в русле парадигмы новой более сложной, но и гармоничной ядерной физики, контуры которой все явственнее выступают также и из новых пластов мировой литературы. Впервые обнаружено расслоение внутри- и околоядерного пространства при увеличении R , то есть при переходе от одной ядерной оболочки к другой. В экспериментах на пучках ускорителях в угловых распределениях ядерных реакций, носящих дифракционный характер, с достаточной точностью выявляется дискретный характер ряда ядерных параметров.

Ключевые слова: мультикластерная структура атомных ядер; ядерная деформация; дифракция; энергия связи; риманова кривизна ядерного и околоядерного пространства.

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

Ядроның кластерлік құрылымы және жаңа кеңістіктік заңдылықтар

Бұл мақаланың авторлары соңғы жылдары эксперимент жүзінде бірқатар жаңа ядролық-физикалық эффектілерді, құбылыстар мен заңдылықтарды анықтады. Бұл кейбір қалыптасып қалған көзқарастарды қайта қарауға алып келді және эллипс пішінді геодезиялық ядро айналасы кеңістігі туралы және эвклидті емес эллиптикалық ядро кеңістігі туралы ой қалыптастырды. Мақаланың мақсаты біздің жаңа эксперименталды фактілерімізді әлдеқайда күрделі, бірақ үйлесімді ядролық физикамен жүйелеу болып табылады. Мақаланың шеңбері әлімдік әдебиеттердің жаңа қабаттарынан орын алады. R -дің артуымен, яғни ядроның қабатынан екінші қабатына өткен күйдегі ядроның ішкі және айналасындағы кеңістіктің қабаттасуы алғаш анықталды. Шоғыр үдеткіші эксперименттеріндегі ядролық реакцияның дифракциялық сипаттағы бұрыштық таралуында бірнеше ядролық параметрлердің дискретті сипаттамалары жеткілікті дәлдікпен байқалады.

Түйін сөздер: атом ядросының мультикластерлік құрылымы; ядролық деформация; дифракция; байланыс энергиясы; ядро және ядро айналасы кеңістігінің риман қисығы.

Dyachkov V.V.,
Zaripova Y.A., Yushkov A.V.
**Cluster structure of nuclei and
new spatial regularities**

Authors of the present article in recent years experimentally found a number of new nuclear and physical effects, the phenomena and regularities, the results of which lead to revision of some established views and suggest an idea of non-Euclidean elliptic nuclear and nuclear-around space with geodesic in the form of an ellipse. The purpose of article is systematization of our new experimental facts in line with a paradigm of new more difficult, but also harmonious nuclear physics. For the first time layering of intra- and nuclear-around space with increasing R , that is upon transition from one nuclear layer to another, is found. In experiments on the accelerator beam in angular distributions of the nuclear reactions having diffraction character with a sufficient accuracy discrete nature of a number of nuclear parameters comes to light.

Key words: multi-cluster structure of atomic nuclei; nuclear deformation; diffraction; the binding energy; Riemann curvature of nuclear and nuclear-around space.

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА ЯДЕР И НОВЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Введение

Со всей очевидностью ядерная физика в наши дни переживает период перехода на новый, более совершенный и адекватный, виток своего развития [1-4]. Приходится пересматривать старую парадигму и выстраивать новую, как по составу ядер, их структуре, так и по природе и механизмам, действующих внутриядерных сил. Так, протонно-нейтронное строение ядер изменяется на α -кластерное, мультикластерное и ионно-кластерное (для тяжелых и сверхтяжелых ядер). То есть старый гамильтониан $H_{\text{яд}} = H_{\text{pp}} + H_{\text{np}} + H_{\text{nn}}$, необходимо усложнить мультикластерными членами. Основное уравнение движения в ядре $\hat{H}\Psi = E\Psi$, в случае нового взгляда на пространство в микромире как неевклидово, может быть подвергнуто пересмотру и уточнению.

Форма радиальной зависимости однородного ядерного потенциала (в простейшем случае это прямоугольная яма, а в часто употребляемых случаях – потенциал Вудса-Саксона) начинает изменяться на сложные «зернистые», двухцентровые и многоцентровые функции. Все чаще рассматриваются модели ядра, отходящие от ферми-газовой структуры или жидко-капельной в пользу квазитвердотельных (метод К-гармоник, вариаций моделей со сверхтекучестью, квазикристаллические). При этом один из главных кристаллографических принципов, – плотные шаровые упаковки, неизбежно приводит к построению слоистой плотноупакованной ядерной материи.

И, наконец, принципы плотной упаковки слоистой ядерной материи и отсутствие излучений при движении электрических (протоны и мультикластеры) и магнитных (нейтроны) зарядов наводят на мысли об неевклидовом эллиптическом ядерном и окооядерном пространстве с геодезической в форме эллипса. Такой переход естественен в связи с эйнштейновской концепцией о том, что материя сама формирует пространство и время, которые являются ее неотъемлемыми атрибутами. И это гармонизирует всю физическую картину мира, так как криволинейность пространства вокруг сильно тяготеющих масс, например, Солнца в наши дни является неопровержимым экспериментальным фактом. Авторами настоящей статьи за последние годы

экспериментально обнаружен целый ряд новых ядерно-физических эффектов, явлений и закономерностей, подробно описанных ниже, с неизбежностью проводящих к пересмотру некоторых устоявшихся взглядов.

1. Новые закономерности в угловых распределениях продуктов ядерных реакций, как прямые доказательства мультикластерного состава ядер

Из оптимальной подгонки теории к экспериментальным угловым распределениям дифференциальных сечений упругого рассеяния обнаруживаются два новых эффекта, которые видны из рисунка 1: 1) экспериментальное угловое распределение раскладывается на две дифракционных моды – первая с малым периодом осцилляций на ядре как целом; вторая

– на альфа-кластерных подструктурах (большие периоды осцилляций); 2) впервые объяснен подъем сечений выше резерфордского для легких ядер за счет аддитивности альфа-частичной моды упругого рассеяния (рассеяние альфа-частиц на альфа-частичных кластерах) [5, 6].

Авторами был разработан прямой экспериментальный метод обнаружения подобных внутриядерных мультикластеров на основе уникальных кинематических особенностей упругого рассеяния тяжелой ускоренной частицы на легком ядре-мишени. Указанная уникальность состоит в том, что угловое распределение упруго рассеянной “тяжелой” α -частицы в л.с.к. упирается в критический угол $\theta_{\text{крит}}$: $\sin \theta_{\text{крит}} = a/A$, где a – масса налетающей (ускоренной) α -частицы; A – масса ядра-мишени, дающий своеобразную «кинематическую петлю» (клатрек).

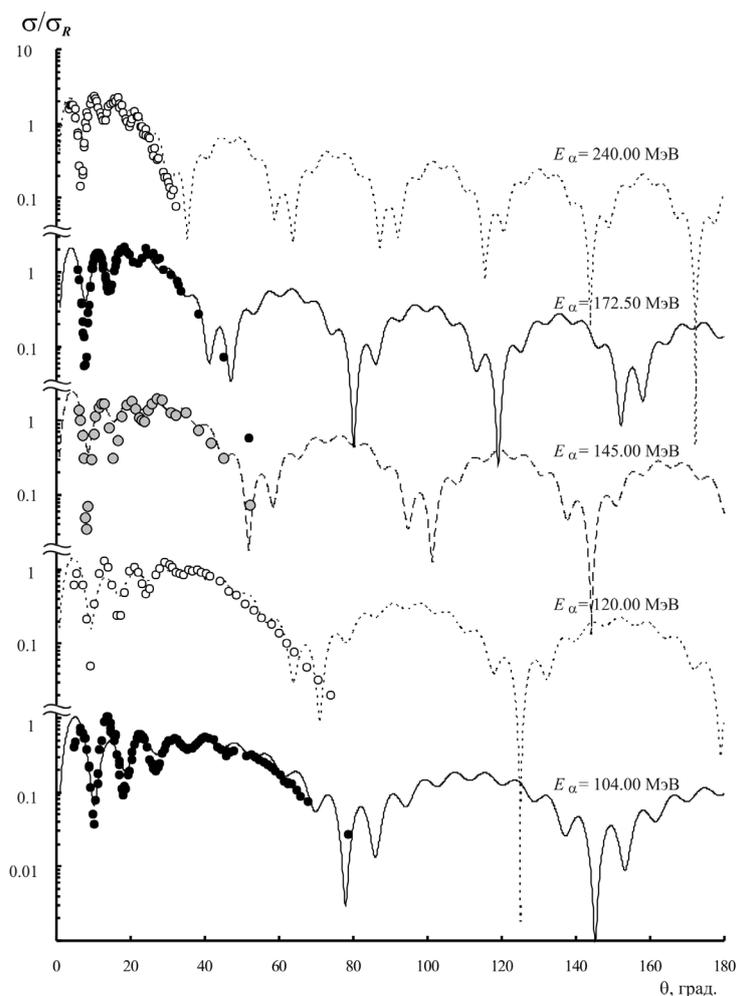


Рисунок 1 – Угловые распределения упругого дифракционного рассеяния $^{24}\text{Mg}(\alpha,\alpha)^{24}\text{Mg}$ при различных энергиях альфа-частиц

На рисунке 2 представлены такие кинематические петли в виде кинематики упругого рассеяния налетающих α -частиц с энергией $E_\alpha = 29,0$ МэВ на матричном ядре ^{24}Mg . Видно, что кинематическая петля для $^1\text{H}(\alpha, \alpha)^1\text{H}$ упирается в $\theta_{\text{крит}} = 14,5^\circ$; петля реакции $^4\text{He}(\alpha, \alpha)^4\text{He}$ упирается в угол 90° ; а кривая для матричного ядра $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$ нормально распространяется до угла 180° . Ясно, что именно клатреки являются прямым доказательством наличия в ядре ^{24}Mg всех искомым кластеров, так как в ядре ^{24}Mg с

однородным распределением ядерной материи никаких клатреков быть не может.

Вторым экспериментальным доказательством мультикластерной структуры ядер явилось новая найденная закономерность изменения формы, так называемых, $4n$ -ядер (массовое число которых кратно 4) от увеличения нуклонов в ядре (рисунок 3). Такие резкие изменения формы от вытянутого сфероида к сплюснутому и обратно, возможны только при альфа-кластерном строении этих ядер.

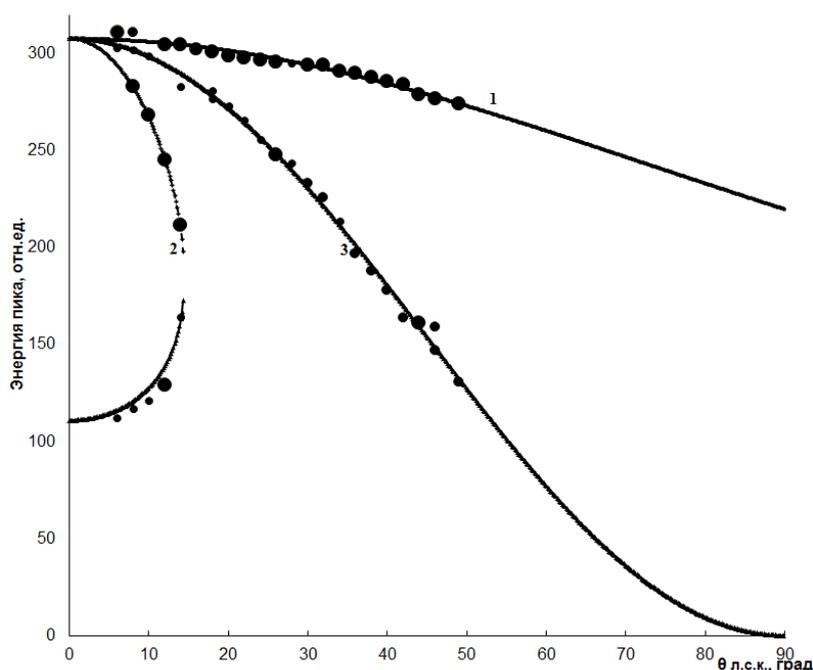


Рисунок 2 – Прямое обнаружение внутриядерных кластеров при бомбардировке ядра ^{24}Mg альфа-частицами с энергией 29 МэВ при помощи клатреков: 1 – реакции $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$ (уровень 0^+); 2 – $^1\text{H}(\alpha, \alpha)^1\text{H}$; 3 – $^4\text{He}(\alpha, \alpha)^4\text{He}$

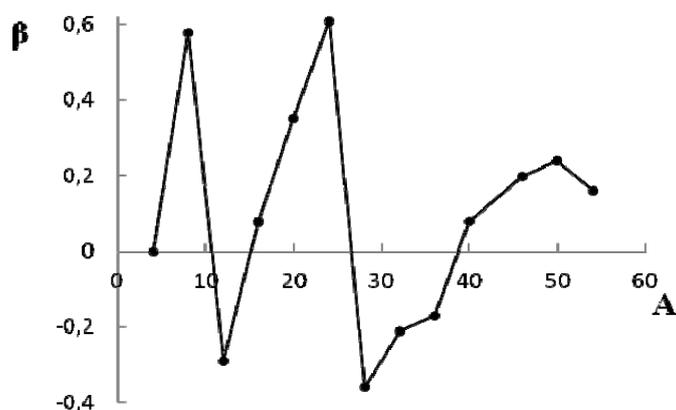


Рисунок 3 – Знакопеременная закономерность квадрупольной ядерной деформации легких ядер с массой, кратной четырем нуклонам, в зависимости от массового числа A

Являются ли альфа-частицы «кирпичиками» ядерной материи наряду с нуклонами? Для ответа на этот вопрос рассмотрим зависимость плотности ядерной материи от массового числа A (рисунок 4). Из рисунка 4 видно, что ядерная

плотность альфа-частиц (отмечена черной точкой) примерно в 9 раз превышает нормальную плотность $\rho_0 = 0,147$ Фм⁻³, таким образом, альфа-частицы действительно являются кирпичиками атомных ядер.

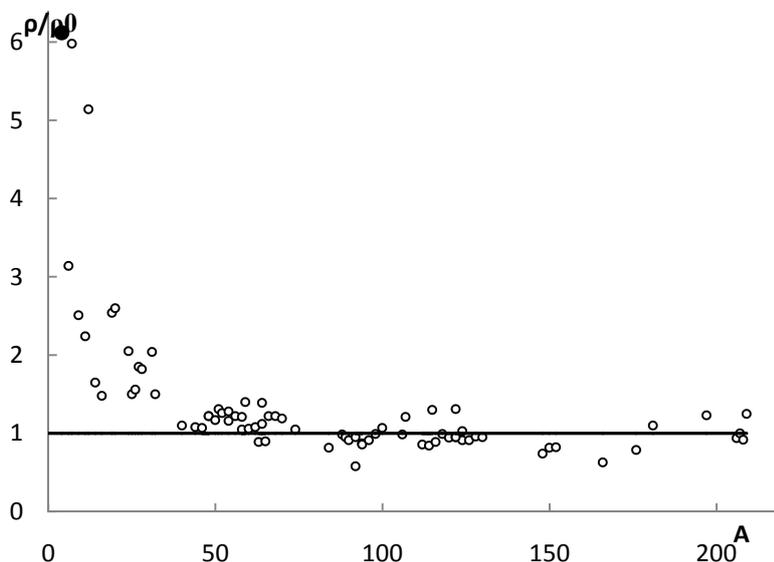


Рисунок 4 – Функции ρ/ρ_0 как доказательство, что ρ и α супертвердые [1-2]

2. Поверхность $\beta(Z,N)$ ядерных деформаций как закономерность, вскрывающая природу радиоактивности и конечности периодической таблицы химических элементов

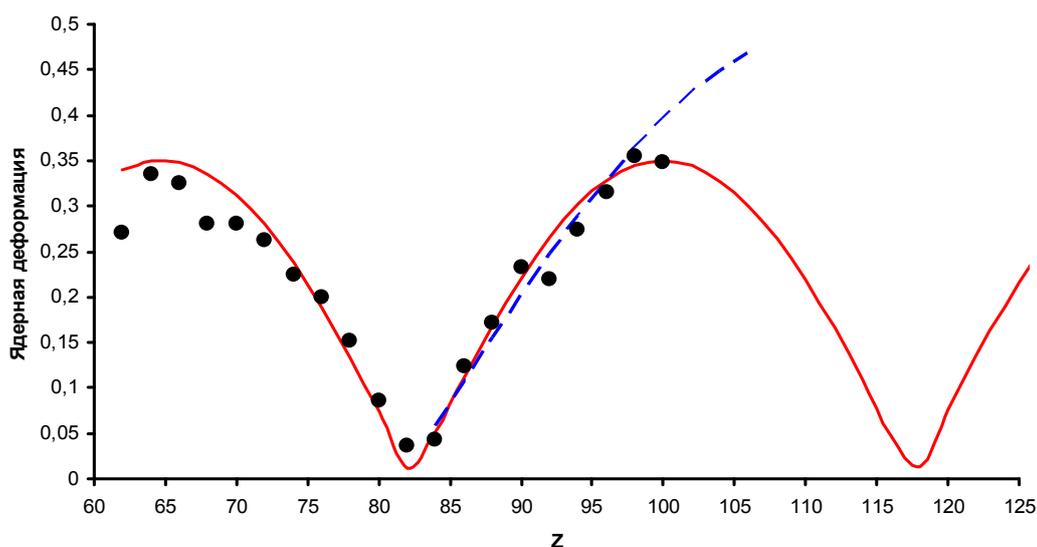
Подтверждается ли, отмеченная выше, осциллирующая закономерность смены знаков ядерной деформации по всему массиву существующих ядер? На рисунке 5 этот факт подтверждается, например, для тяжелых и сверхтяжелых ядер (сплошная линия). Но в отличие от рисунка 3 такая осциллирующая закономерность связана с не альфа-кластерным строением, а с существованием ядерных оболочек с магическими Z и N . На рисунке 5, исходя из наполняемости ядерных оболочек нуклонами, может образоваться «остров стабильности» [7] (сплошная кривая). Рисунок 5 интересен также с точки зрения понимания конечности периодической таблицы химических элементов из-за катастрофического развития несферичности тяжелых ядер (пунктирная линия).

С позиции последнего утверждения, интересно рассмотреть и ограниченность стабильных ядер в сторону, как дефицита, так и избытка нейтронов в изотопических рядах (рисунок 6).

И в данном случае мы видим катастрофическое развитие несферичности, являющаяся первичной причиной радиоактивности, то есть развала таких экзотических ядер. Этому развалу (радиоактивности), скорее всего, фундаментальной причиной служит конечный радиус действия ядерных сил (в отличие от дальнедействующих кулоновских сил).

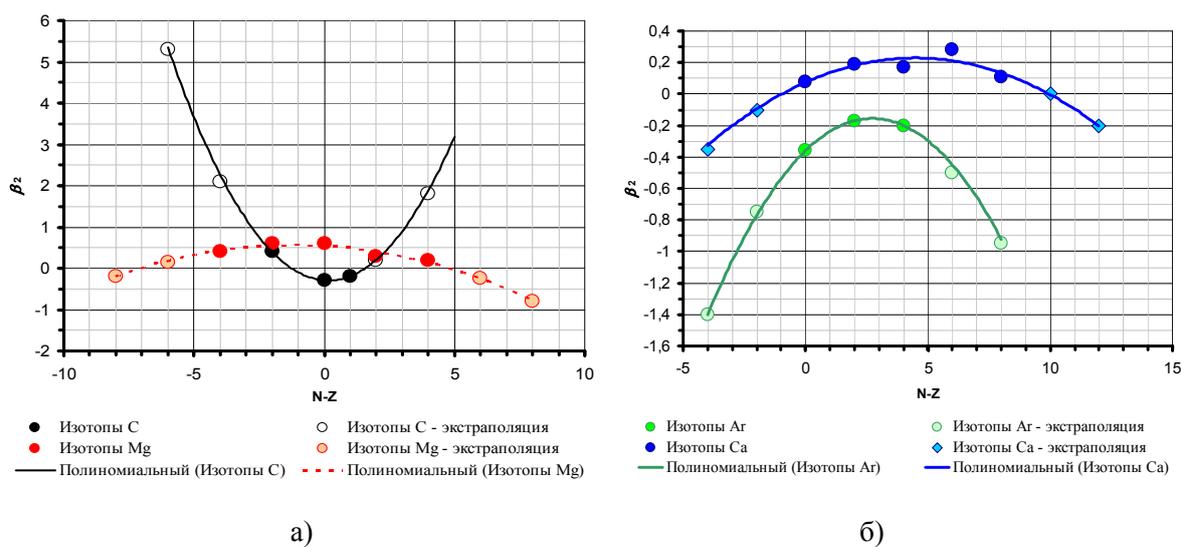
3. Кривизна и расслоение ядерного пространства, вытекающие из экспериментов по фраунгоферовской и френелевской ядерной дифракции

Ряд экспериментов по дифракционному ядерному рассеянию привел авторов к неожиданно и достаточно фундаментальному выводу о римановой кривизне и слоистости ядерного и околоядерного пространства. На рисунке 7 дана связь магнитных моментов ядер в зависимости от их зарядовых (R_z) и массовых радиусов (R_n), а на рисунке 8 магнитные моменты представлены в зависимости от заполнения протонных и нейтронных оболочек, где по оси абсцисс номера оболочек соответствуют их порядковому положению в энергетическом пространстве ($1 - 1s_{1/2}$; $2 - 1p_{3/2}$; $3 - 1p_{1/2}$; $4 - 1d_{5/2}$; $5 - 2s_{1/2}$; $6 - 1d_{3/2}$; $7 - 1f_{7/2}$ и т.д.).



Точки – эксперимент; сплошная линия – осциллирующая экстраполяция; пунктир – линейная экстраполяция в область сверхтяжелых ядер.

Рисунок 5 – Ядерная деформация для четно-четных ядер тяжелых ядер



а) – ядер для изотопов углерода и магния; б) – изотопов аргона и кальция.

Рисунок 6 – Экстраполяция систематизированных экспериментальных данных по ядерной деформации в сторону экзотических нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных

В обоих случаях, как Z пространство, так и N пространство явственно распадается на слои. В совокупности с замкнутыми орбитами движения нейтронов, протонов и кластеров автоматически приводит к неизбежному выводу неевклидовости ядерного и околоядерного пространства. Таким образом, реальной метрикой пространства является риманова метрика с геодезической

в форме эллипса. Об этом же говорят известные факты отсутствия излучения из ядер, находящихся в равновесном состоянии, несмотря на то, что нуклоны и кластеры движутся по криволинейным траекториям. Для сравнения укажем, что в случае макроскопической криволинейности траектории электронов в синхротронах возникает мощное рентгеновское синхротронное излучений.

Для нахождения новых фактов расслоения ядерного пространства нами выполнены эксперименты по измерению угловых распределений в прямых (d,p)-реакциях, в которых угловые распределения различаются по угловым моментам. На основе дифракционной теории при анализе экспериментальных сечений (d,p)-реакций на некоторых легких и средних ядрах можно определить радиус эффективного взаимодействия дейтронов с ядром R_d . Проведенный анализ угловых распределений устанавливает некоторые эмпирические зависимости в поведении радиусов взаимодействия дейтронов и их связи с различными характеристиками реакции срыва, такими, например, как орбитальный момент захватываемого нейтрона l_n .

На рисунке 9 показана зависимость радиусов R_d от величины $A^{1/3}$ для различных значений l_n . Видно заметное превышение (примерно на 1 ферми) радиусов срыва R_d , соответствующих $l_n = 1$ и 2, по сравнению с их значениями для $l_n = 0$ (а также между $l_n = 1$ и $l_n = 2$).

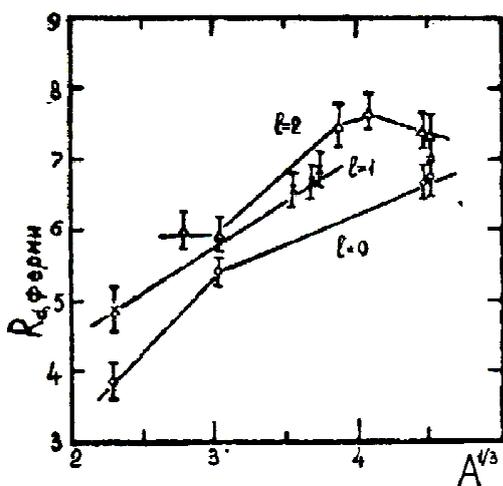


Рисунок 9 – Зависимость радиусов R_d от величины $A^{1/3}$ для различных значений l_n

4. Планеторно-симплектический закон структур в микромире и экспоненциальный закон энергии связи микрочастиц

В обрисованную выше новую картину ядерных свойств с неизбежностью должны впи-

сываться и другие структуры микромира. С указанных позиций нами рассмотрены две характеристики: 1) топология структур микромира; 2) энергия связи этих структур. Имеются ввиду такие структуры как молекулы, атомы, ядра, нуклоны и другие элементарные частицы.

Обменная часть сильных сил, реализуемая с помощью мезонов, занимает значительную долю в полном взаимодействии, как ядер, так и элементарных частиц. Идеи обменных сил впервые зародились в квантовой химии, где были проверены экспериментально, а затем перенесены в ядерную, а позже и в элементарно-частичную физику.

Механизм обмена между адронами с помощью тяжелых частиц в общем случае нарушает закон сохранения энергии. Но в квантовом микромире процессы с нарушением закона сохранения энергии принципиально возможны, благодаря «запрету», налагаемому соотношением неопределенностей Гейзенберга $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. За время сильного взаимодействия $\Delta t \approx 10^{-23}$ с, в течение которого и происходит обмен частицами, «допускается» неопределенность в знании энергии ΔE , то есть на эту величину «можно виртуально нарушать» закон сохранения энергии.

Ядерные силы Юкавы должны были осуществлять взаимодействие между нуклонами с помощью частицы с массой 200-300 m_e . Такими частицами явились пионы π^+ , π^- , π^0 . Подставляя в соотношение неопределенностей величину $\Delta E = mc^2$ и $\Delta t = r_{NN}/c$, где r_{NN} – расстояние между адронами, c – скорость света (скорость обменных частиц), получим выражение для массы обменной частицы $M = \hbar / r_{NN}c$. Обменные виртуальные реакции между нуклонами идут как с неизменным изоспином, так и с его изменением: $p \rightarrow \pi^0 + p$; $p \rightarrow \pi^+ + n$; $n \rightarrow \pi^0 + n$; $n \rightarrow \pi^- + p$.

Реальный одиночный нуклон имеет плотный *кern*, который окружен облаком из нескольких пионов. Оценим их число в пионном облаке. Для этого вычислим *полную энергию связи всех пионов в нуклоне*. С этой целью, поскольку масса керна нуклона еще не измерена, построим зависимость энергий связи нескольких близких структур материи в зависимости от их размеров (таблица 1) и экстраполируем в область размеров нуклона и его керна (рисунок 1) [8].

Таблица 1 – Энергии связи различных структур материи на базисе протона

Номер структуры	Вид структуры материи	Геометрический фактор	Характерный радиус структуры, см	Энергия связи, эВ
1	Молекула водорода	Симплектический	$1,32 \cdot 10^{-8}$	4,75
2	Атом водорода	Планетарный	$0,46 \cdot 10^{-8}$	13,6
3	Ядро (дейтрон)	Симплектический	$1,76 \cdot 10^{-13}$	$2,23 \cdot 10^6$
4	Протон	Планетарный	$0,8 \cdot 10^{-13}$	$5,57 \cdot 10^6$
5	Партон (экстраполяция)	Симплектический	$\sim 10^{-15}$	$3,5 \cdot 10^{12}$
6	Новая элементарная частица «квасисолнце»	Планетарный	$\sim 10^{-40}$	$1,9 \cdot 10^{38}$
7	Новая элементарная частица «квазигалактика»	Симплектический	$\sim 4,5 \cdot 10^{-50}$	$1,7 \cdot 10^{49}$
8	Новая элементарная частица «квази-метегалактика»	Планетарный	$\sim 10^{-59}$	$3,3 \cdot 10^{60}$

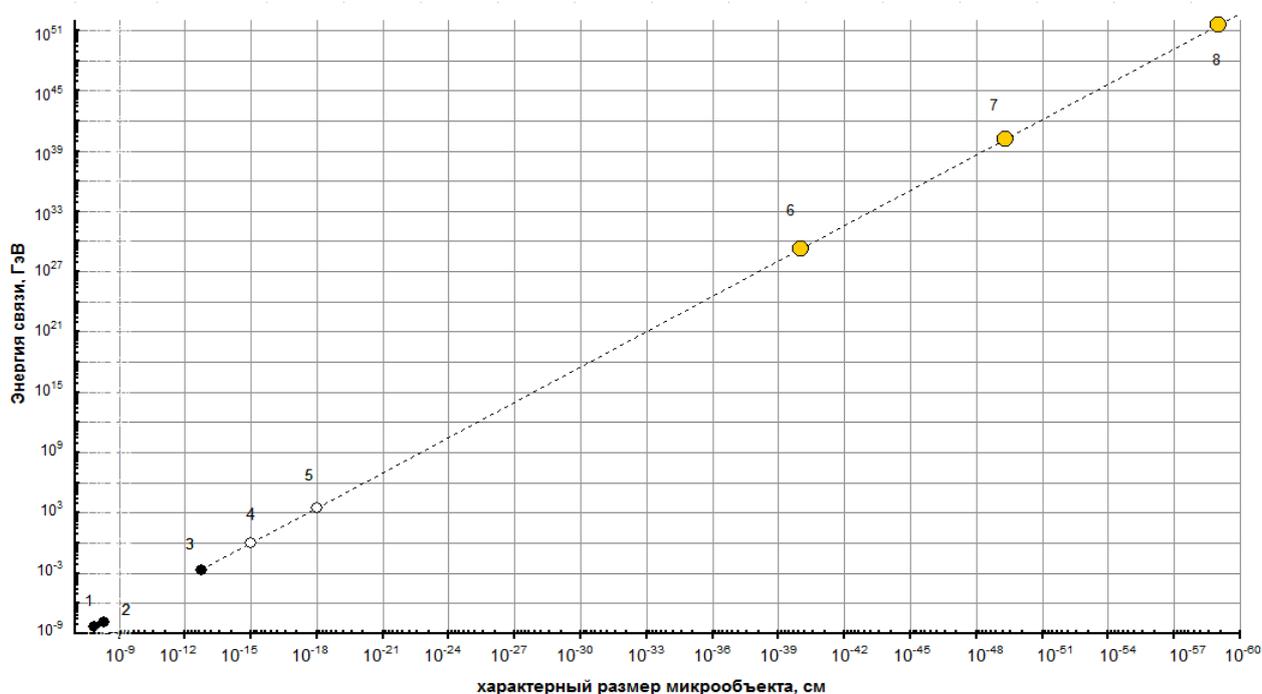


Рисунок 10 – Закон изменения полной энергии связи от характерных размеров структур микромира. Точки эксперимент, сплошная линия – теория (1)

На рисунке 1 дана такая зависимость с достоверностью соответствия теории (сплошная линия) и эксперимента (точки) в диапазоне известных структур материи для систематического ряда водорода: «молекула-атом-ядро-нуклон-кern-...» равной 0,9998. Из рисунка 1 и таблицы 1 видно, что полная энергия связи пионов с керна нуклона составляет величину 5,57 МэВ (при размере нуклона $r_N=0,8 \cdot 10^{-13}$ см). А,

следовательно, в предположении, что масса нуклона делится между массой керна и суммарной массой пионов поровну, число пионов равно 3.

По-видимому, kern нуклона окружен, действительно, облаком из трех пионов (трех сортов пионов), что дает ему возможность реализовать все четыре, указанных выше, реакции. Указанная закономерность рисунка 1 описана нами формулой

$$E = \frac{\hbar c}{r_0} \alpha^{b-1} \left(\frac{r}{r_0}\right)^a, (\text{МэВ}), \quad (1)$$

где $a = -1,1702$, $b = -2,1552$.

В физике элементарных частиц давно существует загадка [1]: какие функции выполняют три «электрона»: легкий электрон e^- (это настоящий электрон, выполняющий функцию построения атомов химических элементов); среднетяжелый «электрон» μ^- (заряд равен заряду e^- , но масса примерно в 200 раз больше); тяжелый «электрон» τ^- (заряд равен заряду e^- , но масса примерно в 2000 раз больше). Следуя планетарно-симплектическому закону (таблица 1), можно предположить [1], что функции среднетяжелого «электрона» μ^- – участвовать в планетарном построении нуклона (рисунок 10). По-видимому, функции и тяжелого «электрона» τ^- та же, то есть участие в построении планетарной структуры еще не открытой элементарной частицы.

Заключение

В заключении уместно сделать некоторые выводы: 1) нет сомнений, что физика микромира стоит на пороге рождения новой ядерной физики с новым бесконечно сложным объектом – ядром и новым римановым ядерным пространством; 2) необходимо построение новых ядерных моделей на принципах плотных шаровых упаковок и соответствующих симметрий ядерной структуры; 3) остро необходимо конструирование новых совершенных ядерных ускорителей в диапазоне от кулоновского барьера (около 15-20 МэВ) до порога рождения мезонов (около 150-200 МэВ), позволяющих «спектроскопические» измерения продуктов ядерных реакций с множеством корреляционных экспериментальных схем и одновременной регистрации всего многообразия вторичных частиц ядерных реакций.

Литература

- 1 Жусупов М.А., Юшков А.В. Физика элементарных частиц. Том II. – Алматы: 2006.— 488 с.
- 2 Жусупов М.А., Юшков А.В. Физика атомных ядер. Том 3. – 2006. – Парус, Алматы. – 455 с.
- 3 Дьячков В.В., Юшков А.В. Термины и определения в ядерной физике // Учебное пособие раздела ядерной физики общего курса физики.– Palmarium Academic Publishing LAP LAMBERT, Germany, 2012.– 86 с.
- 4 Дьячков В.В. Справочник атомных ядер-NDBR С. Справочник ядерных параметров и свойств атомных ядер, ядерный калькулятор // Алматы, 2013. – 52 с.
- 5 Гриднев К.А., Дьячков В.В., Юшков А.В. Определение статвеса волновых функций мультикластеров в легких ядрах в рамках параметризованного фазового анализа // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Том 78, № 7. – С. 857-859
- 6 Гриднев К.А., Дьячков В.В., Юшков А.В. Явление дифракционного подъема сечений в передней полусфере углов как эффект ядерной и кластерной интерференции // Известия РАН. Серия физическая. – 2015. – Том 79, №7. – С. 950-951.
- 7 Оганесян Ю.Ц. Острова стабильности // В мире науки. – 2005. – № 3. – С. 66-77.
- 8 Дьячков В.В., Юшков А.В. Системно-структурный закон микромира // Изв. НАН РК, сер. физ.-мат.– Алматы, 2013.– 2(288).– С. 130-133.

References

- 1 Zhusupov M.A., Yushkov A.V. Fizika elementarnykh chastic. Tom II. Almaty: 2006. 488 s. (in russ).
- 2 Zhusupov M.A., Yushkov A.V. Fizika atomnykh yader. Tom 3. 2006. – Parus, Almaty. 455 s. (in russ).
- 3 Dyachkov V.V., Yushkov A.V. Terminy i opredeleniya v yadernoy fizike // Uchebnoe posobie razdela yadernoy fiziki obshchego kursa fiziki.– Palmarium Academic Publishing LAP LAMBERT, Germany, 2012. 86 s. (in russ).
- 4 Dyachkov V.V. Spravochnik atomnykh yader-NDBR С. Spravochnik yadernykh parametrov i svoystv atomnykh yader, yadernyy kalkulyator // Almaty, 2013. 52 s. (in russ).
- 5 Gridnev K.A., Dyachkov V.V., Yushkov A.V. // Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya. 78(7). (2014). 857-859. (in russ).
- 6 Gridnev K.A., Dyachkov V.V., Yushkov A.V. // Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya. 79(7). (2015). 950-951. (in russ).
- 7 Oganesyanyan Yu.C. Ostrova stabilnosti // V mire nauki. 3. (2005). 66-77. (in russ).
- 8 Dyachkov V.V., Yushkov A.V. // Izv. NAN RK, ser. fiz.-mat. 2(288). (2013). 130-133. (in russ).

Имамбеков О., Токсаба Ж.

**Расчет матричных элементов
рассеяния π^\pm -мезонов
на изотопах He в теории Глаубера**

В рамках дифракционной теории Глаубера рассчитаны матричные элементы рассеяния π -мезонов изотопами ядра гелия: ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. При этом взаимодействие π -мезонов с ядрами представлены в виде ряда многократного рассеяния. Этот подход позволяет в таких процессах явно учесть разные кратности соударений и их вклад в суммарное дифференциальное сечение реакции. Для описания внутреннего состояния ядра ${}^6\text{He}$ используется хорошо апробированные реалистические волновые функции в трехчастичной αnn -модели, а для ядра ${}^8\text{He}$ – оболочечные функции с большим базисом. Важно отметить, что при таком подходе удастся рассчитать все матричные элементы аналитически без каких либо упрощений, а значить и без потери точности, неизбежном при численном интегрировании.

Ключевые слова: теория Глаубера, многократное столкновение, матричные элементы, π -мезон, трехчастичные волновые функций, оболочечные волновые функции, дифференциальное сечение рассеяния.

Imambekov O., Toksaba Zh.

**Calculation of matrix elements of
 π^\pm -meson scattering by
Heisotopes in the Glauber theory**

Within the framework of the Glauber diffraction theory calculated scattering matrix elements of π -mesons isotopes helium nucleus: ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$. The interaction π -mesons with nuclei are presented as a series of multiple scattering. This approach allows for such processes explicitly take into account the multiplicity of different collisions and their contribution to the total differential cross section for the reaction. For a description of the internal state of the ${}^6\text{He}$ nucleus using well proven realistic three-particle wave function in αnn -model, and for the ${}^8\text{He}$ nucleus – shell function with a large basis. It is important to note that with this approach it is possible to calculate all matrix elements analytically without any simplifications, and thus without loss of accuracy inevitable for numerical integration.

Key words: the Glauber theory, multiple collision, matrix elements, π -meson, three-particle wave function, shell wave function, differential scattering cross section.

Имамбеков О., Токсаба Ж.

**He изотоптарына Глаубер
теориясын қолданып,
 π^\pm -мезондық ыдырауның
матрицалық элементтерін
қорытып алу**

Глаубер теориясының ауқымында π -мезонның гелий ядросының ${}^6\text{He}$ және ${}^8\text{He}$ -ядроларынан шашырауының матрицалық элементтері есептелген. Мұндағы π -мезондардың ядролармен әсерлесуі көпеселі шашырау қатары түрінде анықталған. Мұндай үрдістерді осылай қарастыру ал бұл соқтығысудың әртүрлі еселіктерін және олардың қосынды дифференциальдық қимаға үлесін ескеруге мүмкіндік береді. Берілген ${}^6\text{He}$ ядросының ішкі күйін ескеру үшін жақсы сыналған нақтылы үшбөлшекті αnn -толқындық функциясы, ал ${}^8\text{He}$ үшін үлкен базисті қабыршықты функция пайдаланылған. Осылай жасағанда барлық матрицалық элементтерді ешқандай оңайлатусыз, сандық есептеулерде болмай қоймайтын дәлдікті жоғалтудан ада аналитикалық жолмен есептеуге болады.

Түйін сөздер: Глаубер теориясы, көпретті соқтығысу, матрицалық элементтер, π -мезон, үшбөлшекті толқындық функция, қабыршықты толқындық функция, шашыраудың дифференциальдық қимасы.

**РАСЧЕТ МАТРИЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ РАССЕЯНИЯ
 π^\pm -МЕЗОНОВ
НА ИЗОТОПАХ НЕ
В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА**

Введение

Двойственность пионного взаимодействия в ядре состоит в том, что с одной стороны пионы являются переносчиками ядерных сил, с другой – зондом, позволяющим изучать природу этих же сил. В ядерной физике пион является легчайшим из виртуальных квантов поля с ненулевой массой во взаимодействии между двумя нуклонами. Он играет особую роль: на больших расстояниях ($r > 2$ фм) посредством однопионного обмена обуславливая дальнюю действующую часть силы, на средних ($2 \text{ фм} > r > 0,8 \text{ фм}$) осуществляя, в основном, двухпионное поглощение, и на малых расстояниях ($r < 0,8 \text{ фм}$) проявляя свои кварковые степени свободы.

Процессы взаимодействия пионов с ядрами при промежуточных энергиях изучаются в рамках различных моделей: оптической, каскадной, методом связанных каналов, спомощью диаграммной техники, в дисперсионной теории и в теории дифракционного рассеяния Глаубера. Преимуществом в использовании глауберовской теории [1] при рассеянии пионов является их малая (по сравнению с нуклонами) масса. Из-за этого отдача нуклонов при рассеянии на них пионов мала, нуклоны остаются почти неподвижными («замороженными») в процессе рассеяния; таким образом, адиабатическое приближение, используемое в теории, выполняется при более низких энергиях.

Целью настоящей работы является вывод матричных элементов упругого рассеяния π^\pm -мезонов на изотопах ${}^6,8\text{He}$ в рамках глауберовской теории при промежуточных (от сотен МэВ до 1 ГэВ) и высоких (выше 1 ГэВ) энергиях. Хотя постановка эксперимента невозможна для рассеяния π -мезонов на нестабильных изотопах ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, однако прогресс ускорительной техникитак быстр, что то, что сегодня является предсказанием, может быть востребовано в недалеком будущем.

Матричны элементы $\pi^6\text{He}$ - и $\pi^8\text{He}$ -рассеяния

Вероятность πHe -рассеяния в глауберовской теории [1] определяется матричным элементом $M_{if}(\mathbf{q}_\perp)$

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_i M_j} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \langle \Psi_i^{JM_j} | \Omega | \Psi_f^{JM_j} \rangle, \quad (1)$$

\mathbf{p}_\perp – прицельный параметр, $\mathbf{R}_6 = \frac{1}{6} \sum_{n=1}^6 \mathbf{r}_n$ – координата центра масс, $\langle \Psi_i^{JM_j} | \Omega | \Psi_f^{JM_j} \rangle$ – матричный элемент перехода из начального $\Psi_i^{JM_j}$ в конечное $\Psi_f^{JM_j}$ состояние; индексом « \perp » обозначены двумерные векторы, лежащие

в плоскости, перпендикулярной направлению столкновения.

Вычислим переданный импульс q в с.м. Исходя из инварианта полной энергии частиц в с.м.с = $(P_a + P_b)^2 = (E_a^* + E_b^*)^2$, где a и b – сталкивающиеся частицы, с учетом того что $E_{a,b} = T_{a,b} + m_{a,b}$, получим

$$s = P_a^2 + P_b^2 + 2P_a P_b = m_a^2 + m_b^2 + 2(E_a E_b - p_a p_b) = m_a^2 + m_b^2 + 2 \left[(T_a + m_a)(T_b + m_b) + \sqrt{(T_a^2 + 2m_a T_a)(T_b^2 + 2m_b T_b)} \right]$$

Импульс частиц в с.м. p^* :

$$p^{*2} = E_a^{*2} - m_a^2 = E_b^{*2} - m_b^2 = \left(\frac{s + m_a^2 - m_b^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_a^2$$

Переданный импульс в с.м.

$$q = 2p^* \sin(\theta^*/2).$$

Оператор Ω записывается в виде ряда многократного рассеяния:

$$\Omega = 1 - \prod_{v=1}^A (1 - \omega_v(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_{\perp v})) = \sum_{v=1}^A \omega_v - \sum_{v \langle \mu} \omega_v \omega_\mu + \sum_{v \langle \mu \langle \eta} \omega_v \omega_\mu \omega_\eta + \dots (-1)^{A-1} \omega_1 \omega_2 \dots \omega_A, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}_{\perp v}$ – двумерный аналог трехмерных одностичных координат нуклонов r_v . Здесь первый член ряда отвечает за однократные соударения частиц, второй – за двукратные, и т.д. до последнего члена, отвечающего за A -кратные соударения. Разложение (2) дает нам удобный способ установления значимости членов однократных соударений и соударений высших

порядков. Перечислим основные этапы вычисления матричного элемента.

Основной задачей при вычислении матричного элемента (1) является разделение переменных. Мы используем ВФ ${}^6\text{He}$ в ann -модели [2]. Запишем оператор (2) в альтернативном виде, исходя из того, что рассеяние происходит на α -частице и двух нейтронах, входящих в ядро ${}^6\text{He}$:

$$\Omega = \omega_\alpha + \omega_{n1} + \omega_{n2} - \omega_\alpha \omega_{n1} - \omega_\alpha \omega_{n2} - \omega_{n1} \omega_{n2} + \omega_\alpha \omega_{n1} \omega_{n2}. \quad (3)$$

Профильные функции ω_v зависят от элементарных амплитуд $f_{\pi n}(q)$ и $f_{\pi \alpha}(q)$:

$$\omega_\alpha(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{R}_{\perp \alpha}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d\mathbf{q}_{v\perp} \exp(-i\mathbf{q}_{v\perp}(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{R}_{\perp \alpha})) f_{\pi \alpha}(q_v), \quad (4)$$

$$\omega_n(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_v) = \frac{1}{2\pi i k} \int d\mathbf{q}_{v\perp} \exp(-i\mathbf{q}_{v\perp}(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_v)) f_{\pi n}(q_v). \quad (5)$$

Сами элементарные амплитуды в стандартной гауссовской параметризации имеют вид

$$f_{\pi x}(q) = \frac{k\sigma_{\pi x}}{4\pi} (i + \varepsilon_{\pi x}) \exp\left(-\frac{\beta_{\pi x}^2 q^2}{2}\right), \quad (6)$$

где $x = a, n$; $\sigma_{\pi x}$ – полное сечение рассеяния пиона на нуклоне и на α -частице, $\varepsilon_{\pi x}$ – отношение действительной части амплитуды к мнимой, $\beta_{\pi x}$ – параметр наклона конуса амплитуды. Параметры элементарной амплитуды σ_{pn}^c , ε_{pn}^c , β_{pn}^c являются входными параметрами теории, и определяются

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_{\alpha}(\mathbf{R}_{\alpha}) \varphi_{n1}(\mathbf{r}_1) \varphi_{n2}(\mathbf{r}_2) \sum_{\lambda L S} \Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (7)$$

где $\Psi_{\alpha}(\mathbf{R}_{\alpha})$, $\varphi_{n1,2}(\mathbf{r}_{1,2})$, $\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ – ВФ α -частицы, нейтрона (n) и относительного движения в координатах Якоби (\mathbf{r}, \mathbf{R}) . Связь их с одночастичными координатами $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \frac{2}{3} \mathbf{R} + \frac{1}{2} \mathbf{r} + \mathbf{R}_6, \quad \mathbf{r}_2 = \frac{2}{3} \mathbf{R} - \frac{1}{2} \mathbf{r} + \mathbf{R}_6, \\ \mathbf{r}_3 &= \mathbf{R}_6 - \frac{1}{3} \mathbf{R}, \quad \mathbf{R}_6 = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 \mathbf{r}_i \end{aligned} \quad (8)$$

В ВФ относительного движения основной вклад дает компонента с конфигурацией λ

$$\Psi_{1111}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{m\mu M_L M_S} \langle 1m1\mu | 1M_L \rangle \langle 1M_L 1M_S | JM_j \rangle Y_{1m}(\mathbf{R}) Y_{1\mu}(\mathbf{r}) \sum_{i,j} C_{ij}^{11} r R \exp(-\alpha_i \mathbf{r}^2 - \beta_j \mathbf{R}^2) \quad (11)$$

После подстановки в профильные функции (4), (5) элементарной амплитуды (6) и интегрирования по импульсу $d\mathbf{q}_{\perp}$, получим:

$$\begin{aligned} \Omega_n &= \omega_n(\boldsymbol{\rho}_{\perp} - \boldsymbol{\rho}_v) = \\ &= F_n \exp(-(\boldsymbol{\rho}_{\perp} - \boldsymbol{\rho}_v)^2 \lambda_n) \end{aligned} \quad (12)$$

где

они из независимых экспериментов. Сводка параметров πN -амплитуд при разных значениях энергии приведена в работе [3].

Как можно видеть из приведенных формул (3), (4), α -частица считается бесструктурной и рассеяние на ней происходит как на одной частице. Ее составная природа учитывается динамически, когда в αn -взаимодействии используется потенциал с запрещенными состояниями.

Волновая функция ядра ${}^6\text{He}$ с полным угловым моментом $J(J^{\pi} = 0^+, S = 0)$ и его проекцией M_j в ann -модели записывается [2]:

$= 0, l=0, L=0, S=0$ с весом 0.957, вторая компонента $\lambda=1, l=1, L=1, S=1$ имеет вес 0.043, остальные компоненты еще меньше [2]:

$$\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{0000}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1111}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (9)$$

Парциальные ВФ получены стохастическим вариационным методом и разложены в ряд по многомерным гауссоидам:

$$\begin{aligned} \Psi_{0000}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j} C_{ij}^{00} \exp(-\alpha_i \mathbf{r}^2 - \beta_j \mathbf{R}^2) \end{aligned} \quad (10)$$

$$F_n = \frac{\sigma_{\pi N}}{4\pi(\beta_{\pi N})^2} (1 - i\varepsilon_{\pi N}), \quad \lambda_n = \frac{1}{2(\beta_{\pi N})^2}. \quad (13)$$

Аналогично для Ω_{α} , с заменой индекса $n \rightarrow \alpha$.

Перепишем оператор Ω (3) от одночастичных координат к относительным. С учетом (12) после некоторых преобразований оператор (3) в относительных координатах (8) будет иметь вид:

$$\Omega(\rho_\perp, R_\perp, r_\perp) = \sum_{k=1}^7 g_k \exp(-a_k \rho_\perp^2 - b_k R_\perp^2 - c_k r_\perp^2 + d_k \rho_\perp R_\perp + e_k \rho_\perp r_\perp + h_k R_\perp r_\perp) \quad (14)$$

где суммирование по k означает суммирование по кратностям рассеяния $k=1\div3$ – однократные соударения, $k=4\div6$ – двукратные, $k=7$ – трехкратное. Здесь

$$\begin{aligned} g_k &= (F_n, F_n, F_\alpha, -F_n F_n, -F_n F_\alpha, -F_n F_\alpha, F_n F_n F_\alpha), \\ a_k &= (\lambda_n, \lambda_n, \lambda_\alpha, 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_\alpha), (\lambda_n + \lambda_\alpha), (2\lambda_n + \lambda_\alpha)), \\ b_k &= \frac{1}{9}(4\lambda_n, 4\lambda_n, \lambda_\alpha, 8\lambda_n, (4\lambda_n + \lambda_\alpha), (4\lambda_n + \lambda_\alpha), (8\lambda_n + \lambda_\alpha)), \\ c_k &= \frac{1}{4}(\lambda_n, \lambda_n, 0, 2\lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, 2\lambda_n), \\ d_k &= \frac{4}{3}\left(\lambda_n, \lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_\alpha, 2\lambda_n, \left(\lambda_n - \frac{1}{2}\lambda_\alpha\right), \left(\lambda_n - \frac{1}{2}\lambda_\alpha\right), (2\lambda_n - 2\lambda_\alpha)\right) \\ e_k &= (\lambda_n, -\lambda_n, 0, 0, \lambda_n, -\lambda_n, 0), \\ h_k &= \frac{2}{3}(-\lambda_n, \lambda_n, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_n, 0), \end{aligned}$$

где $F_n, \lambda_n, F_\alpha, \lambda_\alpha$ определены формулами (13) и зависят от параметров элементарных $f_{\pi n}(q), f_{\pi\alpha}(q)$ амплитуд.

Подставив в формулу (1) ВФ (9), (10), (11), запишем матричный элемент как сумму трех слагаемых, зависящих от компонент $\Psi_{0000}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$:

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = M_{if}^{00}(\mathbf{q}_\perp) + M_{if}^{11}(\mathbf{q}_\perp) + M_{if}^{01}(\mathbf{q}_\perp), \quad (15)$$

где

$$M_{if}^{00}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_s M_s'} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \langle \Psi_{0000}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) | \Omega | \Psi_{0000}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \rangle, \quad (16)$$

$$M_{if}^{11}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_s M_s'} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \langle \Psi_{1111}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) | \Omega | \Psi_{1111}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \rangle, \quad (17)$$

$$M_{if}^{01}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_J M_J'} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \times \quad (18)$$

$$\left\{ \langle \Psi_{0000}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) | \Omega | \Psi_{1111}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \rangle + \langle \Psi_{1111}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) | \Omega | \Psi_{0000}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \rangle \right\}$$

Приведем пример вычисления $M_{if}^{11}(\mathbf{q}_\perp)$. Подставим в (17) ВФ (11):

$$\begin{aligned} M_{if}^{11}(\mathbf{q}_\perp) &= \frac{ik}{6\pi} \sum_{ijj'} C_{ij}^{(11)} C_{ij'}^{(11)} \sum_{mm'\mu\mu'} (-1)^{M_L+M_L'} \langle 1m 1\mu | 1M_L \rangle \langle 1m' 1\mu' | 1M_L' \rangle \times \\ &\times \int d\mathbf{p}_\perp \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \langle (-\alpha_i r - \beta_j R) | \Omega | \exp(-\alpha_i r - \beta_j R) \rangle \langle RY_{1m}(\hat{\mathbf{R}}) | RY_{1m'}(\hat{\mathbf{R}}) \rangle \langle rY_{1\mu}(\hat{\mathbf{r}}) | rY_{1\mu'}(\hat{\mathbf{r}}) \rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

Интегрирование по $d\mathbf{R}_6$ проведено с помощью δ -функции при переходе от одночастичных координат в ВФ к координатам Якоби по формулам (8). Чтобы проинтегрировать выраже-

ние (19) по координатам \mathbf{r} и \mathbf{R} в декартовой системе координат, перейдем от пространственных сферических гармоник к полиномам по формуле [4]:

$$R^l Y_{lm}(\hat{\mathbf{R}}) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} (l+m)!(l-m)! \sum_{u,v,w} \frac{1}{p!t!k!} \left(-\frac{R_x + iR_y}{2} \right)^p \left(\frac{R_x - iR_y}{2} \right)^t R_z^k, \quad (20)$$

где p, t, k - целые положительные числа: $p+t+k=l, p-t=m$; R_x, R_y, R_z - проекции вектора \mathbf{R} на оси декартовой системы координат.

Просуммировав в (19) члены, зависящие от проекций моментов, с учетом (20), получим следующий полином:

$$\sum_{mm'\mu\mu'} (-1)^{M_L+M'_L} \langle 1m 1\mu | 1M_L \rangle \langle 1m' 1\mu' | 1M'_L \rangle \langle RY_{lm}(\hat{\mathbf{R}}) | RY_{lm'}(\hat{\mathbf{R}}) \rangle \langle rY_{1\mu}(\hat{\mathbf{r}}) | rY_{1\mu'}(\hat{\mathbf{r}}) \rangle = \\ = R_x^2(r_y^2 + r_z^2) + R_y^2 r_x^2 - 2R_x r_x (R_y r_y - R_z r_z) + 2R_z^2 r_x^2. \quad (21)$$

Подставив в (19) оператор Ω (14) и полином (21), и разделив переменные, запишем

$$M_{ij}^{11}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{ik}{6\pi} \sum_{ij'j''} C_{ij}^{(11)} C_{i'j''}^{(11)} \sum_{k=1}^7 g_k \{ I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_x(q_x) I_y^{(2)}(q_y) I_z + I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_x(q_x) I_y(q_y) I_z^{(2)} + \\ + I_x(q_x) I_y(q_y) I_y^{(2)}(q_y) I_x^{(2)}(q_x) I_z - 2I_x^{(11)}(q_x) I_y^{(11)}(q_y) I_z + 2I_x(q_x) I_y(q_y) I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_z^{(2)} \}, \quad (22)$$

где введены следующие обозначения:

$$I_z = \int_{-\infty}^{\infty} dR_z dr_z \exp(-\beta_{jj'} R_z^2 - \alpha_{ii'} r_z^2), \\ I_z^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} dR_z dr_z R_z^2 \exp(-\beta_{jj'} R_z^2 - \alpha_{ii'} r_z^2),$$

$$I_x(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_x dR_x dr_x \exp(-a_k \rho_x^2 - b_{kj} R_x^2 - c_{ki} r_x^2 + d_k \rho_x R_x + e_k \rho_x r_x + h_k R_x r_x + iq_x \rho_x), \\ I_x^{(n,m)}(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_x dR_x dr_x R_x^n r_x^m \exp(-a_k \rho_x^2 - b_{kj} R_x^2 - c_{ki} r_x^2 + d_k \rho_x R_x + e_k \rho_x r_x + h_k R_x r_x + iq_x \rho_x),$$

где

$$\alpha_{ii'} = \alpha_i + \alpha_{i'}, \quad \beta_{jj'} = \beta_j + \beta_{j'}, \quad b_{kj} = b_k + \beta_{jj'}, \quad c_{ki} = c_k + \alpha_{ii'}.$$

Переменные r_x, r_y, R_x, R_y входят в матричный элемент (22) симметрично, поэтому интегралы по y записываются аналогично. Это интегралы типа Эйлера–Пуассона, которые вычисляются

аналитически. Здесь важно отметить, что при таком подходе (записи ВФ и операторов в виде разложения по гауссоидам) возможно рассчитать все матричные элементы аналитически

без каких либо упрощений, а значит и без потери точности.

Матричный элемент $\pi^8\text{He}$ -рассеяния вычисляется по другой схеме. Поскольку здесь мы будем подставлять в матричный элемент функцию плотности ядра ${}^8\text{He} \rho(r) = |\Psi(r)|^2$ [5], то расчет значительно упрощается. В этом случае запишем оператор Ω в виде (2) и ограничимся двумя первыми членами ряда, поскольку известно, что каждый следующий член дает вклад в сечение на порядок меньше предыдущего [1].

Подстановка ряда многократного рассеяния (2) в амплитуду (1) и последующие интегрирования по прицельному параметру $d\mathbf{p}$ и импульсам, переданным в каждом акте рассеяния $d\mathbf{p}_1, \dots, d\mathbf{p}_v$, приводят к следующему результату:

$$\tilde{\Omega}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \frac{2\pi}{ik} f_{\pi N}(q) \sum_{i=1}^8 \tilde{\omega}_i - \left(\frac{2\pi}{ik} f_{\pi N} \left(\frac{q}{2} \right) \right)^2 \sum_{i < j=1}^8 \tilde{\omega}_{ij} + \dots, \quad (23)$$

где

$$\tilde{\omega}_i = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{p}_i),$$

$$\tilde{\omega}_{ij} = \exp\left(i\frac{\mathbf{q}}{2}(\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)\right) \delta(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j). \quad (24)$$

Матричный элемент (1) запишем как сумму одно- и двукратных соударений. Знак «минус» между слагаемыми появляется оттого, что ряд многократного рассеяния (2) знакопеременный.

$$M_{if}(\mathbf{q}) = M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}) - M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}), \quad (25)$$

где

$$M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}) = f_{\pi N}(q) \sum_{i=1}^8 \int |\Psi(r)|^2 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{p}_i) d\mathbf{r}, \quad (26)$$

$$M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}) = \left(\frac{2\pi}{ik} f_{\pi N} \left(\frac{q}{2} \right) \right)^2 \sum_{i=1}^8 \int |\Psi(r)|^2 \sum_{i < j=1}^8 \tilde{\omega}_{ij} d\mathbf{r}. \quad (27)$$

Положив $\mathbf{p}_i = \mathbf{r}$, запишем $\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ в виде разложения в ряд по функциям Бесселя

$$\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) = 4\pi \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} (i)^{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{2qr_v}} J_{\lambda+\frac{1}{2}}(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega_q) Y_{\lambda\mu}(\Omega_r). \quad (28)$$

Тогда интегралы (26), (27) можно вычислить в сферической системе координат. Для од-

нократного рассеяния, учитывая, что $\pi\pi$ -столкновений 6, πp -столкновений 2, получим

$$M_{if}^{(1)}(q) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{2q}} \left\{ 6f_{\pi n}(q) \int_0^{\infty} |\Psi_{\pi n}(r)|^2 J_{1/2}(qr) r^{3/2} dr + 2f_{\pi p}(q) \int_0^{\infty} |\Psi_{\pi p}(r)|^2 J_{1/2}(qr) r^{3/2} dr \right\} \quad (29)$$

Для двукратного рассеяния, учитывая, что $\pi\pi$ -столкновений 15, πp -столкновений 13, получим

$$M_{if}^{(2)}(q) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{2q}} \left\{ 15f_{\pi n}^2(q/2) \int_0^{\infty} |\Psi_{\pi n}(r)|^2 J_{1/2}(qr) r^{3/2} dr + 13f_{\pi p}^2(q/2) \int_0^{\infty} |\Psi_{\pi p}(r)|^2 J_{1/2}(qr) r^{3/2} dr \right\} \quad (30)$$

Дифференциальное сечение есть квадрат модуля матричного элемента

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q})|^2. \quad (31)$$

Чтобы вычислить парциальные сечения для $\pi^6\text{He}$ необходимо в операторе Ω (14) учесть соответствующие члены разложения ($k=1\div 3$ для однократных соударений, $k=4\div 6$, для двукратных, $k=7$ для трехкратного) и вычислить с ними матричные элементы (16) - (18). Полный ряд

(14) даст суммарное сечение. Для $\pi^8\text{He}$ достаточно в (31) подставить выражение (25), с учетом (29), (30).

Заключение

В работе выведены матричные элементы $\pi^{6,8}\text{He}$ -рассеяния в рамках глауберовской теории. При выводе матричных элементов для ядра ${}^6\text{He}$ принимались в расчет два условия: трехчастичная ВФ в αnp -модели для ${}^6\text{He}$ и разложение глауберовского оператора Ω в ряд соударений на α -кластере и нуклонах. Разложив глауберовский оператор в ряд, сопряженный трехчас-

тичной ВФ ${}^6\text{He}$, мы рассчитали суммарное ДС с учетом всех кратностей соударений и парциальные ДС, соответствующие одно-, двух- и трехкратным соударениям. Матричные элементы для ${}^8\text{He}$ вычислены с ВФ в LSSM, сопереатором Ω в котором учтены одно- и двукратные соударения. Это позволило рассчитать амплитуды рассеяния аналитически, не прибегая к численному интегрированию. Как показано в предыдущих работах по рассеянию протонов на ядрах ${}^6\text{Li}$ [3], ${}^6,8\text{He}$ [6], основной вклад в сечение при малых переданных импульсах дают однократные соударения, а при больших переданных импульсах вклады высших порядков значительны и должны учитываться.

Литература

- 1 Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами // Успехи физических наук. – 1971. – Т. 103. – Вып. 4. – С. 641-673.
- 2 Кукулин В.И., Краснополский В.М., Ворончев В.Т., Сазонов П.В. Детальное изучение кластерной структуры легких ядер в модели трех тел: (II). Спектр низколежащих состояний ядер с $A=6$ // Ядерная физика А. – 1986. – Т. 453. – Вып. 3. – С. 365-388
- 3 Кукулин В.И., Померанцев В.И., Разиков Х.Д. и др. Детальное изучение кластерной структуры легких ядер в модели трех тел: (IV). Расчет большого пространства ядер с $A=6$ с реалистичными ядерными силами // Ядерная физика А. – 1995. – Т. 586. – Вып. 1. – С. 151-189
- 4 Ибраева Е.Т. Рассеяние π^{\pm} - и K^{\pm} - мезонов на легких кластеризованных ядрах // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2003. – Т. 34. – Вып. 2. – С. 269-331.
- 5 Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. – Л.: Наука. – Ленинградское отд. – 1975. – 439 с.
- 6 Каратагидис С., Дортманс П., Амос К., Беннхолд С. Альтернативные оценки сечения в ядрах // Физический обзор С. – 2000. – Т. 61. – 024319.
- 7 Антонов А.Н., Кадрев Д.Н., Гайдаров М.К. и др. Заряды, распределение материи и форм-факторы легких, средних и тяжелых ядер // Физический обзор С. – 2005. – Т. 72. – 044307.
- 8 Ибраева Е.Т., Имамбеков О., Джазаиров-Кахарманов А. Расчет $p^6\text{He}$ и $p^8\text{He}$ упругого рассеяния в глауберовской аппроксимации // Международный журнал современной физики Е. – 2013. – Т. 22. – 1350017-1-1350075.

References

- 1 Glauber R. Teorija stolknovenij adronov vysokoj jenerгии s jadrami // Uspehi fizicheskikh nauk. – 1971. – Т. 103. – Вып. 4. – С. 641-673.
- 2 Kukulin V.I., Krasnopol'skij V.M., Voronchev V.T., Sazonov P.V. Detal'noe izuchenie klasternoj struktury legkih jader v modeli treh tel: (II). Spekr nizkolezhashhij sostojanij jader s $A=6$ // Jadernaja fizika A. – 1986. – Т. 453. – Вып. 3. – С. 365-388.
- 3 Kukulin V.I., Pomerancev V.I., Razikov H.D. i dr. Detal'noe izuchenie klasternoj struktury legkih jader v modeli treh tel: (IV). Raschet bol'shogo prostranstva jader s $A=6$ s realistichnymi jadernymi silami // Jadernaja fizika A. – 1995. – Т. 586. – Вып. 1. – С. 151-189
- 4 Ibraeva E.T. Rassejanie π^{\pm} - i K^{\pm} - mezonov na legkih klasterizovannyh jadrah // Fizika jelementarnyh chastic i atomnogo jadra. – 2003. – Т. 34. – Вып. 2. – С. 269-331.
- 5 Varshalovich D.A., Moskaev A.N., Hersonskij V.K. Kvantovaja teorija uglovogo momenta. – L.: Nauka. – Leningradskoe otd. – 1975. – 439 s.
- 6 Karataglidis S., Dortmans P., Amos K., Bennhold S. Al'ternativnye ocenki sijanija v jadrah // Fizicheskij obzor S. – 2000. – Т. 61. – 024319.
- 7 Antonov A.N., Kadrev D.N., Gajdarov M.K. i dr. Zarjady, raspredelenie materii i form-factory legkih, srednih i tjazhelyh jader // Fizicheskij obzor S. – 2005. – Т. 72. – 044307.
- 8 Ibraeva E.T., Imambekov O., Dzhazairov-Kaharmanov A. Raschet $r_6\text{Ne}$ i $r_8\text{Ne}$ uprugogo rassejanie v glauberovskoj approssimacii // Mezhdunarodnyj zhurnal sovremennoj fiziki E. – 2013. – Т. 22. – 1350017-1-1350075.

4-бөлім
ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Раздел 4
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Section 4
PLASMA PHYSICS

Альмагамбетов А.Н., Чирков А.Ю.

**Предельные параметры
дейтерий-тритиевой плазмы
в токамаке средних размеров
при мощном инжекционном
нагреве**

Термоядерные системы с низким коэффициентом усиления мощности в плазме $Q \sim 1$ сегодня могут рассматриваться как управляемые источники термоядерных нейтронов для гибридного реактора типа «синтез–деление». В термоядерной плазме с $Q \sim 1$, нагреваемой мощной инжекцией пучков нейтральных атомов может поддерживаться значительное содержание быстрых ионов. Скорость реакции с участием быстрых ионов существенно превышает скорость реакции для тепловых (максвелловских) ионов. В качестве прототипов таких устройств могут рассматриваться уже существующие экспериментальные установки магнитного удержания термоядерной плазмы. В работе рассматриваются возможные диапазоны параметров нейтронного источника на основе токамака средних размеров (малый радиус от 0.5 до 1 м), показана возможность реализации режимов с $Q \sim 1$.

Ключевые слова: термоядерная плазма, источник быстрых нейтронов, токамак, инжекционный нагрев, быстрые ионы.

Almagambetov A.N., Chirkov A.Yu.

**Limiting parameters
of deuterium-tritium plasma in
medium size tokamak with high-
power injection heating**

Fusion systems with low plasma power gain factor $Q \sim 1$ can be considered as controlled source of fusion neutrons for a hybrid fusion-fission reactors. Significant population of fast ions can be supported by a powerful neutral beam injection in regimes with $Q \sim 1$. The reaction rate for fast ions greatly exceeds the rate for thermal Maxwellian ions. Present day magnetic fusion devices can be considered as prototypes of such systems. The possible ranges of the neutron source parameters are discussed for medium size tokamaks (plasma radius of 0.5 to 1 m). The possibility of regimes with $Q \sim 1$ is justified.

Key words: fusion plasma, fast neutron source, tokamak, neutral beam injection heating, fast ions.

Альмагамбетов А.Н., Чирков А.Ю.

**Аса қуатты инжекция әдісімен
қыздырылатын орта өлшемді
токамақтағы дейтерий-тритий
плазмасының шектік
параметрлері**

Қазіргі кезде плазмадағы қуатты арыттыру коэффициенті төмен $Q \sim 1$ термоядролық жүйелер қарастырылуда. Мұндай жүйелер басқарылатын термоядролық нейтрондардың көзі ретінде «синтез-бөліну» реакциясы жүретін гибриді реакторға қолданылады. Аса қуатты инжекция әдісімен нейтральді атомдарды атқылау арқылы қыздырылатын термоядролық плазманың $Q \sim 1$ айтарлықтай бөлігі шапшаң иондардан тұрады. Шапшаң иондардың қатысуымен жүретін реакция жылдамдығы жылулық (максвеллдік) иондардың қатысуымен жүретін реакция жылдамдығынан айтарлықтай асып түседі. Мұндай құрылғылардың бір түрі ретінде магнит өрісіндегі термоядролық плазма ұстайтын экспериментальді аспап қарастырылып отыр. Осы жұмыста орта өлшемді токамак (кіші радиусы 0.5 тен 1 м дейін) негізіндегі нейтрон көзінің параметрлерінің диапазоны және $Q \sim 1$ режимінде жүзеге асыру мүмкіндігі көрсетіліп отыр.

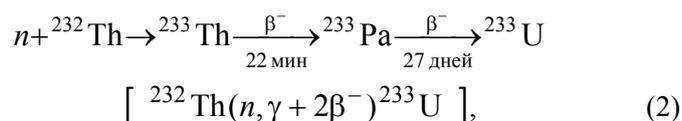
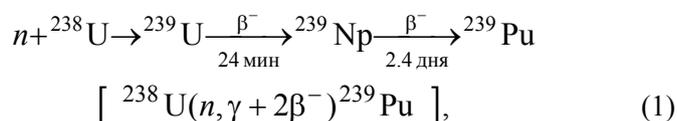
Түйін сөздер: термоядролық плазма, шапшаң нейтрондар көзі, токамак, инжекциялы қыздыру, шапшаң иондар.

**ПРЕДЕЛЬНЫЕ
ПАРАМЕТРЫ
ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОЙ
ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ
СРЕДНИХ РАЗМЕРОВ
ПРИ МОЩНОМ
ИНЖЕКЦИОННОМ
НАГРЕВЕ**

Введение

В настоящее время активно обсуждаются концепции термоядерных источников нейтронов для гибридных систем «синтез–деление» с подкритичным blanketом [1–3]. Гибридная система «синтез–деление» – это реактор, в котором термоядерная плазма является источником нейтронов, окруженным blanketом, содержащим сырьевые изотопы (^{238}U , ^{232}Th) или трансурановые элементы. В результате взаимодействия термоядерных нейтронов с наполнением blanketа производится энергия, делящееся ядерное топливо (^{239}Pu , ^{233}U), а также утилизируются (трансмутуются) радиоактивные отходы.

Захват нейтрона сырьевыми изотопами вызывает их превращения:



где в квадратных скобках приведены символические выражения суммарных реакций, n – нейтрон, β^- – бета-частица и обозначение бета распада, γ – рентгеновское излучение.

Так как для гибридных приложений коэффициент усиления мощности в плазме $Q \sim 1$ (Q – отношение термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева), то в качестве прототипов могут рассматриваться существующие магнитные ловушки. Возможные значения мощности источников термоядерных нейтронов варьируются от мегаватта до сотен мегаватт. Мощность термоядерного нейтронного источника масштаба современных крупных токамаков оценивается в 180 МВт [1]. Компактный нейтронный источник на основе сферического токамака может производить около мегаватта нейтронной мощности [4].

В настоящей работе рассматриваются нейтронные источники на основе токамаков с аспектным отношением (отношение радиуса плазменного шнура a к радиусу магнитной оси R) $A = 2-5$. Сферические токамаки с $A = 1.1-2$ имеют ряд характерных особенностей, принципиально отличающих их от классических токамаков. Преимущества сферических токамаков по сравнению с классическими токамаками заключаются в высоких значениях параметра β (β – отношение давления плазмы к магнитному давлению) и, следовательно, высоких плотностях мощности. В материаловедческом токамаке КТМ аспектное отношение $A = 2$, малый радиус $a = 0.45$ м, при этом тепловая нагрузка на дивертор ~ 10 МВт/м² [5].

Технологическим преимуществом геометрии токамака с большим аспектным отношением является более свободный доступ к области размещения blankets по сравнению с компактной геометрией сферического токамака. Главная цель исследования – определение диапазонов рабочих параметров токамака с инжекцией при различных аспектных отношениях.

При $Q \sim 1$ возможно поддержание значительной популяции надтепловых (быстрых) ионов с помощью мощной инжекции быстрых атомов. Скорость термоядерной реакции с участием быстрых частиц существенно выше, чем в случае максвелловской плазмы. Высокая плотность выделения энергии позволяет сделать систему относительно компактной, снизить ее стоимость. В частности, в системе на основе токамака малый радиус плазмы может быть около 0.5 м [6, 7]. Для сравнения, в больших токамаках, таких, как JET, JT-60U, TFTR, $a \approx 1$ м; в DIII-D и NSTX $a \approx 0.7$ м.

Баланс энергии и частиц в плазме

Баланс энергии плазмы выражается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dW_{th}}{dt} &= (1 - \alpha_{inj})P_{inj} + P_{ECR} + \\ &= (1 - \alpha_{fus})(P_{fus} - P_n) - P_{rad} - \frac{W_{th}}{\tau_E}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $W_{th} = \frac{3}{2} (\sum_i n_{i,th} k_B T_i + n_e k_B T_e) V$ – энергия тепловых компонентов, k_B – постоянная Боль-

цмана, $n_{i,th}$ – концентрация тепловых ионов, n_e – концентрация электронов, T_i – температура ионов, T_e – температура электронов, V – объем плазмы, P_{inj} – поглощенная мощность инжекции, P_{ECR} – поглощенная мощность ЭЦР-нагрева, P_n – мощность в нейтронах, P_{rad} – мощность потерь на излучение, α_{inj} – доля потерь энергии инжектируемых быстрых частиц, α_{fus} – доля потерь энергии термоядерных быстрых частиц, τ_E – время удержания энергии тепловых компонентов.

Параметры α_{inj} и α_{fus} характеризуют потери быстрых ионов в процессе их замедления. Для расчета этих величин необходимо кинетическое моделирование с учетом различных процессов. Моделирование показало, что турбулентные пульсации оказывают пренебрежимо малое воздействие на частицы больших энергий [8, 9]. Кулоновское рассеяние в области потерь также невелико [10]. Поэтому для дальнейшего анализа полагается $\alpha_{inj} = 0$ и $\alpha_{fus} = 0$.

Термоядерная мощность для реакций с участием только тепловых компонентов рассчитывается по формулам из [11]. Для реакций с участием быстрых компонентов используются данные о сечениях реакций [11] и приближенные выражения для функции распределения быстрых частиц по скоростям [12]. Радиационные потери включают тормозное и циклотронное излучение. В режимах с мощной инжекцией и повышенной скоростью термоядерной реакции радиационные потери пренебрежимо малы.

Рассмотрим баланс вещества для компонентов топлива. Для каждого сорта ионов топлива можно выделить две популяции – тепловую и быструю. Тепловые ионы (далее обозначены индексом th) могут появляться в плазме при испарении вводимых твердых крупинки, при ионизации холодного газа, а также в результате замедления и термализации (релаксации) инжектируемого пучка быстрых частиц. Источник быстрых ионов (индекс f) пропорционален мощности инжекции. Баланс тепловых и быстрых ионов сорта i можно выразить уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{i,th}}{dt} &= \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,f}} + (dn/dt)_{0i} - \\ &= \frac{n_{i,th}}{\tau_{i,p}} = \frac{n_{i,f}}{C_{inj,i} \tau_{i,f}} - \frac{n_{i,th}}{\tau_{i,p}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dn_{i,f}}{dt} = \frac{P_{inj,i}}{VE_{0i}} - \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,f}} - \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,L}}. \quad (5)$$

Здесь $(dn/dt)_0$ – источник тепловых ионов, не связанный с инжекцией (индекс i для обозначения сортов ионов далее опущен); источник инжектируемых частиц $(dn/dt)_{inj} = P_{inj}/(VE_0)$; E_0 – энергия инжекции частиц рассматриваемого сорта; τ_p – время удержания тепловых ионов; τ_f – время релаксации пучка быстрых частиц; τ_L – время потерь быстрых частиц; параметр C_{inj} учитывает соотношение источников тепловых ионов;

$$C_{inj} = \left[1 + \frac{(dn/dt)_0}{n_{i,f}/\tau_f} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Если тепловая популяция формируется только за счет термализации быстрых ионов, то $C_{inj} = 1$. Значение $C_{inj} \approx 0$ соответствует режимам с пренебрежимо малым содержанием быстрых частиц.

Концентрация электронов удовлетворяет условию квазинейтральности

$$n_e = \sum_i Z_i (n_{i,th} + n_{i,f}), \quad (7)$$

где Z_i – заряд ионов ($Z_i = 1$ для водородной плазмы).

Коэффициент усиления мощности в стационарном режиме равен

$$\frac{\tau_f}{\tau_E} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \left[1 + K_p + (1 - \alpha_n)Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - \frac{2K_\tau}{C_{inj}}, \quad (10)$$

$$\frac{n_{i,f}}{n_{i,th}} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \frac{C_{inj}}{K_\tau} \left[1 + K_p + (1 - \alpha_n)Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - 2, \quad (11)$$

где величины τ_f , τ_p и E_0 относятся к дейтерию, $K_\tau = \tau_p/\tau_E$ – отношение времен удержания частиц и энергии для тепловых компонентов, $K_p = P_{ECR}/P_{inj}$ – отношение мощности нагрева радиоволнами (в рассматриваемом случае ECR-нагрев) к мощности инжекционного нагрева,

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{inj} + P_{ECR}}. \quad (8)$$

Время релаксации пучка составляет

$$\tau_f \approx \frac{1}{3} \tau_s \ln[(E_0/E_c)^{3/2} + 1], \quad (9)$$

где τ_s – характерное время замедления, E_0 – начальная энергия частиц (энергия инжекции), E_c – критическая энергия (соответствует критической скорости).

Так как термализация быстрых ионов происходит в значительной мере в результате столкновений с электронами, поэтому температуру тепловых ионов полагаем примерно равной температуре электронов: $T_i \approx T_e$.

С точки зрения максимального выхода энергии при заданной мощности инжекции, оптимальным является соотношение между энергиями инжектируемых атомов трития и дейтерия $E_{0T} = 1.5E_{0Di}$ [7]. При этом времена релаксации соотносятся подобным образом: $\tau_{T,f} = 1.5\tau_{D,f}$. Также примем аналогичное соотношение $\tau_{T,p} \approx 1.5\tau_{D,p}$ для времен удержания тепловых частиц трития и дейтерия. При указанных соотношениях выполняются условия равенства концентраций трития и дейтерия для быстрых и компонентов: $n_{T,f} = n_{D,f} = n_{i,f}$ и $n_{T,th} = n_{D,th} = n_{i,th}$. В стационарном режиме из уравнений баланса энергии и частиц (3)–(5) следуют соотношения:

коэффициент усиления Q зависит от температуры T_e и энергии инжекции E_0 .

Температура растет с ростом времени удержания τ_E . При этом Q также растет, а доля быстрых частиц снижается. Анализ показал, что стационарные режимы возможны при значениях

температуры, ограниченных максимальной величиной

$$T_{\max} \approx \frac{C_{inj}(1+K_p)E_0}{3K_\tau k_B}. \quad (12)$$

При определении размеров плазмы необходимо учитывать выполнение условия ионизации пучка в центральных областях плазменного шнура. Для этого рассчитывается длина ослабления пучка (в метрах)

$$l \approx \frac{5.5 \cdot 10^{17} E_0}{n_e A_0}, \quad (13)$$

где E_0 – энергия инжекции в килоэлектронвольтах, n_e – концентрация электронов в м^{-3} , A_0 – атомный номер инжектируемой частицы.

Параметры двухкомпонентного токамака с D–T-плазмой

При анализе диапазонов рабочих параметров отдельный интерес представляет влияние аспектного отношения $A = R/a$, где a – малый радиус тороидальной плазмы, R – большой радиус. С технической точки зрения, величина A должна удовлетворять двум противоположным требованиям. С одной стороны, компактная система с небольшим A может быть сравнительно дешевой. С другой стороны, при больших A облегчается доступ в объем blankets.

Плазменный коэффициент усиления Q , не зависит от аспектного отношения A в явном виде. Величина A входит в скейлинг времени удержания τ_E , и, следовательно, влияет на размер плазменного шнура a , а также значения магнитной индукции на оси шнура B_0 и тока в плазме I_p и других параметров.

Для нахождения параметров токамака необходимо приравнять требуемое время удержания τ_E и время удержания энергии в установке конкретного типа, в данном случае – в токамаке. Для этого используется скейлинг ITER IPB98y2.

Часть тока в токамаке приходится на самовозбуждаемый ток I_{bs} (так называемый bootstrap

current). Его доля может быть оценена по соотношению [13]

$$I_{bs}/I_p \approx 0.6\beta_p A^{-0.5}, \quad (14)$$

где β_p – полоидальное бета (β – отношение давления плазмы к магнитному давлению, β_p – отношение давления плазмы к давлению полоидальной составляющей магнитного поля).

Для стационарного режима ток в плазме должен генерироваться неиндукционными способами (current drive), такими, как инжекция и ECR-нагрев. Поэтому для оценки возможности стационарной работы необходимо проверить соотношение между током в плазме I_p и током I_{cd} , который возможно поддерживать неиндукционными методами. Если для обеспечения требуемых параметров ток в плазме должен быть больше, чем позволяют неиндукционные методы ($I_p > I_{CD} + I_{bs}$), то недостающий ток должен поддерживаться индукционно, но в этом случае время существования тока ограничено, и стационарный режим работы невозможен.

Неиндукционный ток (current drive) связан с мощностью внешнего нагрева соотношением:

$$I_{cd} = \frac{\eta P_{aux}}{R n_e}, \quad (15)$$

где I_{cd} – неиндукционный ток, А; η – эффективность генерации, $\text{А}/(\text{м}^2\text{Вт})$; P_{aux} – мощность внешнего нагрева ($P_{aux} = P_{inj} + P_{ECR}$), Вт; R – большой радиус, м; n_e – электронная плотность, м^{-3} .

Для тангенциальной инжекции эффективность генерации неиндукционного тока пропорциональна температуре электронов; она достигает величины $10^{19} \text{ А}/(\text{м}^2\text{Вт})$ при $T_e \approx 6 \text{ кэВ}$ [13]. Используем приближенное выражение $\eta_{NBI} \approx 10^{19} (T_e / 6)$. Эффективность генерации тока при ECR-нагреве составляет $\eta_{ECR} \approx 2 \cdot 10^{19}$ [13].

Ток в плазме связан с коэффициентом запаса устойчивости на границе плазменного шнура [14, 15]

$$q_a = \frac{5aB_0 [1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1.22\delta^3)](1.17 - 0.65A^{-1})}{2AI_p (1 - A^{-2})^2}, \quad (16)$$

где B_0 – магнитная индукция на тороидальной магнитной оси токамака, Тл; I_p – ток в плазме, МА; δ – параметр треугольности сечения плазмы.

Типичное значение коэффициента запаса устойчивости $q_a \sim 3$.

При расчете параметров токамака необходимо учесть ряд ограничений. Величина параметра β (для тепловых компонентов) ограничена пределом Тройона

$$\beta = 0.01\beta_N \frac{I_p}{aB_0}, \quad (17)$$

где β_N – нормализованное бета или коэффициент Тройона, $\beta_N \sim 3$.

$$I_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{E_0 A_0}{A}} \frac{1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)}{2k}, \quad (19)$$

где I_{cr} – критический ток, МА; E_0 – энергия инжектируемых частиц, кэВ; A_0 – относительная атомная масса иона.

Отметим, что для удержания альфа-частиц, рождающихся в D–T-реакции с энергией $E_0 = 3.5$ МэВ, критическая величина тока примерно на порядок выше, чем для инжектируемых дейтронов с $E_0 \sim 100$ кэВ.

Мощность нагрева, вводимая в плазму токамака (в рассматриваемом случае – инжекция пучка быстрых частиц и ECR-нагрев) ограничена предельным значением величины [14]

$$q_P = (P_{inj} + P_{ECR})/S, \quad (20)$$

где S – площадь поверхности плазмы.

Для современных токамаков максимальное значение $q_P = 0.2$ МВт/м² [14]. Для рассматриваемых далее режимов примем это значение в качестве ограничения максимально допустимой мощности нагрева. Как следствие, это условие также ограничивает величину нейтронного выхода.

Размеры плазмы должны соответствовать длине ионизации пучка по формуле (13). Направление инжекции пучка может быть перпендикулярно направлению оси плазменного шнура, направлено по касательной к оси, а также, в принципе, иметь и произвольную ориентацию. При касательной инжекции в тороидальный плазменный шнур оптимальная длина ослабления составляет

Плотность (концентрация) электронов ограничены значением числа Гринвальда

$$N_G = \frac{\pi a^2 \langle n_e \rangle}{10^{20} I_p} \leq 1. \quad (18)$$

Отметим, что из-за высокого давления быстрых компонентов концентрация электронов при $\beta \sim 0.1$ сравнительно низкая, так что число Гринвальда в режимах с высоким содержанием быстрых частиц невелико $N_G \sim 0.2$.

Для удержания быстрых частиц необходимо, чтобы ток в плазме I_p был больше критического значения [4]

$$l_{opt} \approx \frac{\sqrt{3}}{2} a \sqrt{A + \frac{1}{4}}. \quad (21)$$

При перпендикулярной инжекции оптимальная длина ослабления $l_{opt} \approx a/2$. В нашем случае размер плазмы a относительно невелик, поэтому мы не рассматриваем перпендикулярную инжекцию. Размер плазмы должны быть таков, что $l \lesssim l_{opt}$. При $l \ll l_{opt}$ инжектируемый пучок не может прогреть центральные области плазменного шнура. При $l \gg l_{opt}$ большая часть пучка будет проходить насквозь, что резко снижает эффективность нагрева, при этом прошедший пучок также может оказать повреждающее воздействие на противоположную стенку.

Примем следующие значения параметров токамака: запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 3.1$, вытянутость сечения плазмы $k = 1.7$, треугольность $\delta = 0.35$, нормализованное бета $\beta_N = 3$.

Представляет интерес вопрос о том, как изменяется мощность системы при увеличении A . На первый взгляд, размеры плазмы, а, следовательно, и окружающего ее и blankets, увеличиваются с увеличением A , и мощность должна возрастать. Поэтому в расчетах были рассмотрены варианты нейтронных источников на основе токамака с различными аспектными отношениями: сравнительно низким ($A = 2$), средним ($A = 3$) и высоким ($A = 5$).

Результаты расчетов представлены в таблице, где приведены значения следующих параметров: параметр источника частиц C_{inj} ; отношение мощности нагрева радиоволнами (в рассматриваемом случае ECR-нагрев) к мощности инжекционного нагрева K_P ; энергия инжектируемых атомов дейтерия E_0 ; аспектное отношение тора A ; малый радиус плазменного шнура a ; температура электронов T_e ; коэффициент усиления мощности в плазме Q ; время удержания энергии тепловых компонен-

тов τ_E ; доля быстрых ионов $\xi_f = n_f / (n_{th} + n_f)$; магнитная индукция на магнитной оси тора (вакуумное значение) B_0 ; концентрация (плотность) дейтерия n_D ; ток в плазме I_p ; критический ток для удержания быстрых ионов I_{cr} ; доля бутстреп-тока I_{bs}/I_p ; максимально достижимое отношение неиндукционного тока к току в плазме I_{cd}/I_p ; приведенная мощность нагрева q_P ; длина ионизации (ослабления) пучка l ; оптимальная длина ослабления l_{opt} ; нейтронная мощность P_n .

Таблица – Параметры рабочих режимов токамаков с $A = 2, 3, 5$

Параметры	Вар. 1	Вар. 2	Вар. 3	Вар. 4	Вар. 5	Вар. 6	Вар. 7	Вар. 8	Вар. 9	Вар. 10	Вар. 11
C_{inj}/K_P	1/0	1/0	1/0	1/1	0.5/0	0.5/1	1/0	1/0	1/0	1/0	1/0
E_0 , кэВ	100	100	100	100	100	100	160	100	160	100	160
A	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	2.0	2.0	5.0	5.0
a , м	0.5	0.5	0.6	0.9	0.6	1.0	1.0	0.7	1.4	0.4	0.8
T_e , кэВ	8.1	7.8	8.4	13.0	5.1	9.2	14.6	8.7	16.4	6.9	14.5
Q	0.53	0.53	0.54	0.40	0.36	0.29	1.36	0.56	1.47	0.55	1.36
τ_E , с	0.12	0.12	0.15	0.21	0.13	0.19	0.35	0.17	0.49	0.12	0.32
ξ_f	0.54	0.56	0.52	0.65	0.28	0.38	0.53	0.49	0.46	0.62	0.53
B_0 , Тл	3.5	3.3	3.2	2.88	2.49	2.34	3.88	2.27	2.65	5.11	5.37
n_D , 10^{20} м^{-3}	0.19	0.17	0.16	0.10	0.16	0.10	0.14	0.15	0.13	0.19	0.15
I_p , МА	2.5	2.4	2.8	3.7	2.2	3.4	5.6	4.3	10.0	1.7	3.5
I_{cr} , МА	0.43	0.43	0.43	0.44	0.43	0.43	0.56	0.53	0.66	0.33	0.42
I_{bs}/I_p	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.23	0.23	0.48	0.48
I_{cd}/I_p	0.86	0.81	0.97	2.46	0.69	2.79	1.56	0.8	1.53	0.74	1.74
q_P , МВт/м ²	0.25	0.20	0.20	0.21	0.20	0.21	0.22	0.21	0.21	0.21	0.20
l , м	0.73	0.80	0.85	1.38	0.85	1.45	1.54	0.90	1.76	0.72	1.44
l_{opt} , м	0.78	0.78	0.94	1.41	0.94	1.56	1.56	0.91	1.82	0.79	1.59
P_n , МВт	3.8	3.2	4.9	7.5	2.9	7.0	33.1	4.5	45.8	3.5	32.8

Как показали результаты расчетов, требуемые значения тока в плазме вполне достижимы неиндукционными методами, причем с запасом при учете самовозбуждаемого тока (bootstrap current). Это позволяет рассчитывать на стационарный режим.

Максимальному коэффициенту усиления $Q \approx 1$ соответствует энергия атомов дейтерия $E_0 = 160$ кэВ. Однако из-за относительно низкой плотности плазмы для таких энергий длина ионизации относительно велика. В результате размер плазменного шнура составляет $a \approx 1$ м. Повышение плотности ограничено мощностью энерговыделения и нагрева, что выражается условием $q_P < 0.2$ МВт/м². Снижение размера

плазмы до $a \approx 0.5$ м возможно за счет уменьшения энергии инжекции до $E_0 = 100$ кэВ. При этом коэффициент усиления снижается до $Q \approx 0.5$.

Нейтронная мощность систем с $a \approx 0.5$ м составляет 3–4 МВт. При усилении blankets $M \approx 50$ тепловая мощность гибридного реактора может составить 150–200 МВт. Для системы с $a \approx 1$ м нейтронная мощность на уровне 30 МВт, что соответствует тепловой мощности реактора около 1500 МВт.

Для компактного токамака с $A = 2$ минимальный размер плазменного шнура, удовлетворяющий принятым ограничениям для режимов с мощной инжекцией, составляет $a \approx 0.7$

м. Возможно, эта величина может быть снижена при более детальном учете особенностей сферических токамаков (например, скейлинг удержания энергии, повышенные значения нормализованного бета β_N , высокая вытянутость сечения и др.). С точки зрения удобства обслуживания blankets, система с относительно большим аспектным отношением $A = 5$ является, видимо, более предпочтительной.

Заключение

В работе были проанализированные возможные параметры нейтронного источника на основе термоядерной плазмы, нагреваемой мощной инжекцией атомарных пучков, определены общие требования к системам магнитного удержания. Так, например, для достижения режима с $Q \approx 1$ в D–T-плазме параметр Лоусона

составляет $n\tau_E \approx 0.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}\text{с}$ при $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$. Доля быстрых ионов при этом около 70–80 %. Оптимальные энергии инжекции дейтерия и трития составляют $E_{0D} = 160 \text{ кэВ}$ и $E_{0T} = 240 \text{ кэВ}$, соответственно.

В рассмотренных режимах с $Q \approx 1$ нейтронная мощность $P_n \approx 10 \text{ МВт}$. Соответствующая мощность гибридного реактора может составить около 500 МВт при умножении blankets $M \approx 50$. Прототипами для рассмотренных источников нейтронов с D–T-плазмой могут быть современные экспериментальные термоядерные установки. Поддержание значительной популяции быстрых ионов возможно на основе апробированных технологий инжекционного нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание №13.2573.2014/К.

Литература

- 1 Stacey W.M. Tokamak D–T fusion neutron source requirements for closing the nuclear fuel cycle // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. 217–221.
- 2 Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P., et al. Near term fusion-fission hybrids // Fusion Eng. Design. – 2009. – V. 84. – P. 83–88.
- 3 Moir R.W., Manheimer W. The fusion hybrid as a key to sustainable development (Chapter 14) // Lecture Notes in Energy. – 2013. – V. 19. – P. 699–472.
- 4 Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., et al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils // Nuclear Fusion. – 2011. – V. 51. – 073013 (6 p.).
- 5 Azizov E.A., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., et al. Kazakhstan tokamak for material testing // Plasma Devices and Operations. – 2003. – V. 11 (1). – P. 39–55.
- 6 Chirkov A.Yu. Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating // Journal of Fusion Energy. – 2015. – V. 34. – P. 528–531.
- 7 Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma // Nucl. Fusion. – 2015. – V. 55. – 113027 (8p.).
- 8 Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях // ЖТФ. 2004. – Т. 74. – Вып. 4. – С. 18–26.
- 9 Чирков А.Ю. О влиянии слабых электростатических возмущений на траектории пролетных частиц в магнитном поле токамака // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – Вып. 12. – С. 47–51.
- 10 Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2003. – Вып. 1. – С. 55–65.
- 11 Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nucl. Fusion. – 1992. – V. 32. – P. 611–631.
- 12 Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. – 2013. – Т. 4. – С. 1050–1059.
- 13 Gornezano C., et al. Progress in ITER Physics Basis: Chapter 6: Steady state operation // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. S285–S336.
- 14 Mirnov S.V. From pure fusion to fusion-fission Demo tokamaks // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2013. – V. 55. – 045003 (9 p.).
- 15 Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // Journal of Fusion Energy. – 2013. – V. 32. – P. 208–214.

References

- 1 Stacey W.M. Tokamak D–T fusion neutron source requirements for closing the nuclear fuel cycle // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. 217–221.
- 2 Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P., et al. Near term fusion-fission hybrids // Fusion Eng. Design. – 2009. – V. 84. – P. 83–88.

- 3 Moir R.W., Manheimer W. The fusion hybrid as a key to sustainable development (Chapter 14) // *Lecture Notes in Energy*. – 2013. – V. 19. – P. 699–472.
- 4 Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., et al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils // *Nuclear Fusion*. – 2011. – V. 51. – 073013 (6 p.).
- 5 Azizov E.A., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., et al. Kazakhstan tokamak for material testing // *Plasma Devices and Operations*. – 2003. – V. 11 (1). – P. 39–55.
- 6 Chirkov A.Yu. Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating // *Journal of Fusion Energy*. – 2015. – V. 34. – P. 528–531.
- 7 Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma // *Nucl. Fusion*. – 2015. – V. 55. – 113027 (8p.).
- 8 Hvesjuk V.I., Chirkov A.Ju. Analiz zakonornostej rassejanija chastic plazmy na nestacionarnyh fluktuacijah // *ZhTF*. 2004. – T. 74. – Vyp. 4. – S. 18–26.
- 9 Chirkov A.Ju. O vlijanii slabyh jelektrostaticeskikh vozmushhenij na traektorii proletryh chastic v magnitnom pole tokamaka // *ZhTF*. – 2004. – T. 74. – Vyp. 12. – S. 47–51.
- 10 Chirkov A.Ju., Hvesjuk V.I. K raschetu funkcij raspredelenija vysokojenergetichnyh ionov po skorostjam // *VANT. Ser. Termojadernyj sintez*. – 2003. – Vyp. 1. – S. 55–65.
- 11 Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // *Nucl. Fusion*. – 1992. – V. 32. – P. 611–631.
- 12 Chirkov A.Ju. Jenergeticheskaja jeffektivnost' al'ternativnyh termojadernyh sistem s magnitnym uderzhanijem plazmy // *Jadernaja fizika i inzhiniring*. – 2013. – T. 4. – S. 1050–1059.
- 13 Gormezano C., et al. Progress in ITER Physics Basis: Chapter 6: Steady state operation // *Nucl. Fusion*. – 2007. – V. 47. – P. S285–S336.
- 14 Mirnov S.V. From pure fusion to fusion–fission Demo tokamaks // *Plasma Phys. Control. Fusion*. – 2013. – V. 55. – 045003 (9 p.).
- 15 Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // *Journal of Fusion Energy*. – 2013. – V. 32. – P. 208–214.

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Раздел 1 Жылу физикасы және Теплофизика и теориялық жылу техникасы теоретическая теплотехника

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Алдиярова А.Н.
3D-моделирование процессов образования вредных компонентов при сжигании пылеугольной пыли в объеме топочной камеры котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ 4

Калиахмет А.Б., Асембаева М.К., Нурмаханов Н., Ерикова Г.Е.
Расчет эффективных коэффициентов диффузии компонентов для двух природных углеводородных газовых смесей в воздух в интервале температур 273-1000К 10

Исатаев М.С., Сүйінжанова Ұ.П., Исмаилов А.Х., Сейдулла Ж.Қ., Ильясова Г.О.
Конустік беттік ағыншаның жылуалмасуы 16

Исатаев М.С., Молдабекова Д., Омаралина А., Есеналиева А., Сейдулла Ж.Қ.
Измерение аэродинамических характеристик потока вблизи поверхности тела 22

Толеуов Г., Сейтжаппарова А., Жетібай Г., Серикова А., Рустемова С., Есеналина К.
Проблемы измерения температуры и температурного поля при исследовании свободных струй 28

Аскарова А.А., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Алдиярова А.Н.
Исследование процессов сжигания угольной пыли с учетом угла наклона вихревых горелочных устройств 34

Исимбаева Э.Р., Шинбаева А.К.
Особенности кристаллообразования в образцах мяса при температурах ниже криоскопической 42

2-бөлім Раздел 2 Конденсирленген күй физикасы және Физика конденсированного состояния и материалтану проблемалары проблемы материаловедения

Секербаев К.С., Таурбаев Е.Т., Ботантаева Г.Е., Ермухамед Д., Дьяконов В., Тимошенко В.Ю., Таурбаев Т.И.
Влияние состава галогена на структурные и оптические свойства органометаллических перовскитов 50

Байгаринова Г.А., Тоғанбаева Л.К., Ильин А.М.
Компьютерное моделирование композитных графеновых наноструктур 56

Мұрадов А.Д., Сыдықова А.А., Суюндыкова Г.С.
«Полиимид – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » полиимидті композитті материал жүйесіне γ -сәулелендірудің механикалық қасиеттерінің өзгеруіне әсері 62

Тусупжанов А.Е., Муратбеков Б.М., Кантай Н.
Исследование эксплуатационных характеристик и структурно-фазового состояния Fe-Ni-Co инвара 70

3-бөлім Раздел 3 Ядро және элементар Физика ядра и бөлшектер физикасы элементарных частиц

Буртебаев Н., Демьянова А.С., Данилов А.Н., Керимкулов Ж.К., Джансейтов Д.М., Насурла М., Алимов Д.К., Шакиров А.К.
Исследование экзотических состояний ядра ^{13}C 82

Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В.
Кластерная структура ядер и новые пространственные закономерности 88

Имамбеков О., Токсаба Ж.
Расчет матричных элементов рассеяния π^+ -мезонов на изотопах He в теории Глаубера 98

4-бөлім Раздел 4 Плазма физикасы Физика плазмы

Альмагамбетов А.Н., Чирков А.Ю.
Предельные параметры дейтерий-тритиевой плазмы в токамаке средних размеров при мощном инжекционном нагреве 108

CONTENTS

Section 1

Thermal Physics and Theoretical Thermal Engineering

Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.V., Aitbaeva A.N.
3D – modeling of the formation of harmful components the combustion of pulverized coal dust in the volume of the combustion chamber of the boiler BKZ-75 Shakhtinskaya CHP 4

Kaliakhmet A.B., Asembaeva M.K., Nurmahanov N., Erikova G.E.
Calculation of the effective diffusion coefficient of components for two natural hydrocarbon gas mixture in air in the temperature range 273-100K 10

Isatayev M.S., Cuinzhanova U.P., Ismailov A.H., Sejdulla Zh.K., Ilyasova G.O.
Heat transfer cone wall jet 16

Isatayev M.S., Moldabekova D., Omaralina A., Esenalieva A., Sejdulla Zh.K.
Measurement of aerodynamic characteristics fluxes near the surface of the body 22

Toleuov G., Seitzhapparova A., Zhetibay G., Serikova A., Rustemova S., Esenalina K.
Problems of measurement of temperature and temperature field in the study of free jets 28

Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.V., Aitbaeva A.N.
The study of combustion processes of coal dust taking into account the inclination angle of vortex burners 34

Issimbayeva E.R., Shinbayeva A.K.
Features of crystal formation in meat samples at temperatures below the cryoscopic 42

Section 2

Condensed Matter Physics and Materials Science Problems

Sekerbayev K.S., Taurbaev E.T., Botantayeva G.E., Yermukhamed D., Dyakonov V., Timoshenko V.Yu., Taurbaev T.I.
Influence of halide content on the structure and optical properties of organometalperovskites 50

Baigarinova G.A., Toganbaeva L.K., Ilyin A.M.
Computer simulation of composite graphene nanostructures 56

Muradov A.D., Sydykova A.A., Suiundykova G.S.
Investigation of the influence γ - irradiation on the mechanical properties of the polyimide composite material system «Polyimide – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ » 62

Tussupzhanov A.E., Muratbekov B.M., Kantai N.
Study of operational characteristics and structural-phase state Fe-Ni-Co the invar 70

Section 3

Nuclear and Elementary Particle Physics

Burtebayev N., Demyanova A.S., Danilov A.N., Kerimkulov Zh.K., Janseitov D.M., Nassurilla M., Alimov D.K., Shakirov A.K.
Investigation of exotic states of ^{13}C 82

Dyachkov V.V., Zaripova Y.A., Yushkov A.V.
Cluster structure of nuclei and new spatial regularities 88

Imambekov O., Toksaba Zh.
Calculation of matrix elements of π^\pm -meson scattering by He isotopes in the Glauber theory 98

Section 4

Plasma Physics

Almagambetov A.N., Chirkov A. Yu.
Limiting parameters of deuterium-tritium plasma in medium size tokamak with high-power injection heating 108