

**НИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАЗАХСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА им. АЛЬ-ФАРАБИ**

**МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ АКАДЕМИЧЕСКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ СЕМИНАР
“ОРГАНИЗАЦИИ И ЭВОЛЮЦИИ ПРИРОДНЫХ СТРУКТУР”**

**ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**ЖУРНАЛ
ПРОБЛЕМ ЭВОЛЮЦИИ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ
(Журнал ПЭОС)**

Выпуск двадцатый

**Том 2
(Июль-декабрь)**

Алматы
2018

Редакционная коллегия:

Главный редактор:	Казахстан	Академик НАН РК	Рамазанов Т.С.
Зам.главного редактора:	Казахстан Казахстан	Проф., д.ф.-м.н. к.ф.-м.н.	Сомсиков В.М. Лаврищев О.А.
Ответственные секретари:	Казахстан Россия	к.ф.-м.н. к.б.н.	Нұрғалиева Қ.Е. Садовская Г.М.
Технический редактор:	Казахстан		Андреев А.Б.

Члены редакционной коллегии:

<u>Физика</u>	Казахстан Россия Испания	Проф., д.ф.-м.н. Проф., д.ф.-м.н. Проф., д.ф.-м.н.	Жанабаев З.Ж. Чашечкин Ю.Д. Pisarchik A.N.
<u>Математика</u>	Казахстан Россия Россия	Проф., д.ф.-м.н. Проф., д.ф.-м.н. к.ф.-м.н.	Алексеева Л.А. Горбань Н.А. Еганова И.А.
<u>Космос, Земля</u>	Казахстан Казахстан	Член.-корр. НАН РК д.ф.-м.н.	Жантаев Ж.Ш. Хачикян Г.Я.
<u>Химия</u>	Казахстан Россия	Академик НАН РК Проф., д.х.н.	Ергожин Е.Е. Быков В.И.
<u>Биология, Медицина</u>	Казахстан Казахстан Казахстан Россия Россия Казахстан	Проф., д.м.н. Проф., д.б.н. Проф., д.б.н. Проф., д.б.н. Проф., д.б.н. Проф., д.б.н.	Байназарова А.А. Ивашенко А.Т. Нуртазин С.Т. Печуркин Н.С. Сомова Л.А. Тулеханов С.Т.
<u>Прикладные исследования</u>	Казахстан	Проф., д. ф.-м.н.	Дробышев А.С.

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 рекомендованных для публикации научных статей ККСОН (Комитет по контролю в сфере образования и науки) МОН РК.

Адрес офиса: Республика Казахстан, г. Алматы, пр. аль-Фараби д.71, корпус физико-технического факультета НИИ экспериментальной и теоретической физики (НИИ ЭТФ) для Нұрғалиевой Қ.Е.

E-mail: kdungen@gmail.ru и vmssoms@rambler.ru

Сайт: <http://peosjournal.org/>

Печатается без редакторской и коррекционной правки

ISSN2617-7609

e-ISSN2617-7595

ФИЗИКА

От редколлегии	Памяти Дробышева Андрея Степановича	5
Әбдірахманов А.Р., Коданова С.К., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С.	Вращательное движение плазменно-пылевых структур при воздействии внешнего магнитного поля	7
Давлетов А.Е., Еримбетова Л.Т. Архипов Ю. В. Мухаметкаримов Е.С. Кисан А. Момынов С.	Статические свойства пылевой плазмы с частицами конечных размеров	13
Сламия М., Сәйдібек Е., Ертаев О.А., Қамбаров Ә., Досболаев М.К.	Комплексті плазмада магнетрондық тозаңдандыру көмегімен нанокұрылымды композитті бөлшектер мен қабықшалар алу	22
Сомсиков В.М.	О построении физики эволюции	30
Тәжен Ә.Б., Нұрболат Қ., Досболаев М.К.	Импульсті плазма ағынына спектроскопиялық диагностика жасау	45
Nesvizhevsky V.V., Turlybekuly K., Kereibay D.A., Lychagin E.V., Sakhiyev S.K.	Simulation of loss coefficient measurement experiment at different UCN velocities of using gravitational spectroscopy	52
Исанова М.К.,, Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Хоффманн Д.	Исследование динамических свойств плотной плазмы	63
Исанова М.К.,, Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Куанбаева Б.У. Хоффманн Д.	Исследование кулоновского логарифма на основе эффективного потенциала в плотной плазме	72
Толеуов Г., Лежнин С.И., Сейдулла Ж.К., Кантаева Г.Н., Султан М.Р.	Влияние сопротивления трения торцовых пластин на затухание плоской струи	79

МАТЕМАТИКА

Жумабекова Р.Ж, Смагулова А.С.	Компьютерное моделирование и расчет тазо- бедренного сустава с применением конечно- элементного анализа в рамках пакета Ansys Workbench	86
---	--	----

ХИМИЯ

Габдуллин М.Т., Смаилов К.М., Оспанов Х.К.	Люминесцентные и электрофизические свойства наноструктурных синтезированных соединений кадмия и цинка из унитиолатных координационных соединений	92
---	---	----

Для авторов		105
--------------------	--	-----

Памяти Дробышева Андрея Степановича



После тяжелой и продолжительной болезни 20 декабря 2018 года ушел из жизни член редколлегии «Журнала проблем эволюций открытых систем», видный ученый в области физики низких температур, доктор физико-математических наук, профессор Дробышев Андрей Степанович.

Он родился 11 сентября 1950 г. в с. Лукьяновка, Омской области. В 1959 г. семья переезжает в Казахстан. В 1967 г. заканчивает среднюю школу и поступает на физический факультет КазГУ имени С.М.Кирова. С этого момента вся трудовая деятельность А.С. Дробышева связана с университетом. В 1973 г. заканчивает вуз с присвоением квалификации «физик», «преподаватель физики» и распределяется на кафедру физической гидродинамики (впоследствии, кафедра теплофизики).

С 1975 г. активно включается в научно-исследовательскую работу, являясь исполнителем, а впоследствии, и руководителем крупных хоздоговорных тем, выполняемых по заказу предприятий Министерства общего машиностроения СССР. Основное направление проводимых работ – моделирование космоса в наземных испытательных установках и термовакуумные испытания материалов и узлов изделий, предназначенных для работы в условиях космического пространства.

Результаты этих исследований стали основой кандидатской диссертации на тему «Скорость роста, плотность и теплопроводность криоконденсатов газов», которая была защищена в 1984 г. по специальности «теплофизика и молекулярная физика». В марте 1987 г. А.С. Дробышев создает лабораторию криофизики и криотехнологий, руководителем которой является по настоящее время. Кроме продолжения прикладных исследований, важным направлением

работ лаборатории криофизики становится выполнение исследований фундаментального характера, связанных с изучением фазовых переходов газ-твердое тело при низких температурах и свойств криовакуумных конденсатов газов.

В 1991 г. А.С. Дробышев входит в инициативную группу, возглавляемую профессором Т.А. Кожамкуловым, которая занимается разработкой нормативных документов по созданию НИИ при вузе. В результате в 1992 г. на базе физического факультета был создан первый в Казахстане научно-исследовательский институт при университете - НИИ экспериментальной и теоретической физики (НИИЭТФ). А.С. Дробышев становится заместителем директора этого института, а с 1993 по 1996 год является его директором.

В 1996 г. для завершения докторской диссертации поступает в докторантуру КазНУ имени аль-Фараби и в 1997 г. защищает диссертацию на тему «Кинетика роста, структура и свойства реальных криокристаллов» по специальности «физика твердого тела». После защиты продолжает исследования в области физики низких температур, являясь руководителем тем, выполняемых в рамках ряда программ фундаментальных исследований НАН РК. Одновременно возглавляемая им лаборатория криофизики и криотехнологий осуществляет научно-производственную деятельность, внедряя низкотемпературные технологии на предприятиях Казахстана. Устанавливаются тесные научно-производственные и педагогические контакты с ведущими вузами постсоветского пространства и дальнего зарубежья – Институт физики твердого тела (Россия), Физико-технический институт низких температур (Украина), МГУ имени М.В.Ломоносова, Независимый университет Мадрида (Испания), Техасский христианский университет (США), университет Манчестера (Англия), Мюнхенский политехнический институт (Германия).

В 2000 г. А.С. Дробышев возглавляет творческий коллектив по разработке Государственного стандарта по специальности «техника и физика низких температур». В этом же году осуществляется первый набор по этой специальности на физическом факультете КазНУ. Он подготовил и читает основополагающие спецкурсы по этой специализации: «Криофизика», «Техника и физика низких температур», «Экспериментальная физика», «Криофизика конденсированного состояния», «Физика криокристаллов» и др. Под его руководством защищены кандидатская диссертация и диссертации PhD.

В течение ряда лет А. Дробышев являлся членом ученого совета университета и физического факультета, членом диссертационного совета по защите докторских диссертаций, членом научно-технического совета НИИЭТФ при КазНУ имени аль-Фараби, экспертом Министерства образования и науки РК. В 2008 году награжден Нагрудным знаком «За заслуги в развитии науки Республики Казахстан». С 2011 года был членом Совета Института нефти и газа Казахстана.

По материалам научных исследований опубликовано более 100 статей в крупных международных научных журналах, в которых отражены основные научные результаты, полученные группой А.С. Дробышева.

Редакция «Журнала проблем эволюции открытых систем», коллектив Научно-исследовательского института теоретической и экспериментальной физики КазНУ имени аль-Фараби выражают глубокое соболезнование родным и близким в связи с безвременной кончиной известного ученого в области физики низких температур, доктора физико-математических наук, профессора Дробышева Андрея Степановича.

А.Р. Әбдірахманов, С.К. Коданова, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов
*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби,
 Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической
 физики, 050040, г. Алматы, Казахстан*
abdirakhmanov@physics.kz

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация. В работе приведены результаты экспериментальной исследования о влиянии внешнего магнитного поля на пылевую структуру, которые были взвешены в стратах тлеющего разряда постоянного тока. Наблюдения проводились в стратах, расположенных между катушками, под катушкой и над катушкой. Наблюдалась динамика пылевых структур в стратах, о чем ранее не сообщалось в аналогичных экспериментальных работах. В ходе эксперимента было обнаружено, что пылевая структура взвешенных в стратах тлеющего разряда постоянного тока вращается по часовой стрелке над катушкой против часовой стрелки под катушкой, а пылевая структура, расположенной между катушками, не вращается по горизонтальной плоскости. Магнитное поле направлено вверх. Измерена зависимость средней угловой скорости пылевых структур от индукции магнитного поля в разных исследуемых областях. Было измерено продольное и поперечное компонент магнитного поля в активной области с помощью датчика Холла. Было сделано интерпретация поведения плазменно-пылевых структур в стратах тлеющего разряда постоянного тока.

Ключевые слова: газовый разряд постоянного тока, пылевая плазма, магнитное поле, плазменно-пылевая структура.

Введение

Пылевая плазма встречается в разных средах, например, в планетарных кольцах [1], а также в экспериментах по термоядерному синтезу [2]. Один из компонентов пылевой плазмы, заряженная частица пыли может существенно влиять на параметр и свойства плазмы. Первоначально исследование пылевой плазмы было мотивировано проблемой контроля и удаления пылевых частиц из технологических установок.

Изучение пылевых структур в высокочастотном (RF) разряде в магнитном поле впервые было опубликовано в работах [3-5], а результаты, полученные с использованием тлеющего разряда постоянного тока (DC) в магнитном поле, были представлены в работах [6-7]. В работе [8] и [9] изучены свойства пылевой плазмы в сильном магнитном поле в ВЧ разряде и в разряде постоянного тока. В работе [6] сообщалось о «вращательной инверсии» плазменных пылевых структур.

В настоящее время известны несколько механизмов, объясняющих эффект «ре-

версивного вращения». Первым из них является изменение потока радиальных ионов за счет усиления магнитного поля [10]. Второй механизм – существование вихревого тока в стратах [11]. Другие работы Недоспасовы А.Р. [12-13] где указан, что вращение газа обусловлено силой Ампера, которая появляется вблизи торцевых поверхностей соленоида и в сужении поперечного сечения разрядного канала, может оказать значительное влияние на пылевую структуру. В работе [14] теоретические объяснения из [12-13] были проверены экспериментально. Также, было исследовано и влияние краевого эффекта соленоида на динамику плазменно-пылевых структур. С этой целью был создан специальный модернизированный длинный соленоид, в котором вся плазменная область находилась внутри катушки, то есть в область однородного магнитного поля. Показано, что инверсия направления вращения пылевых структур не связана с действием краевого эффекта.

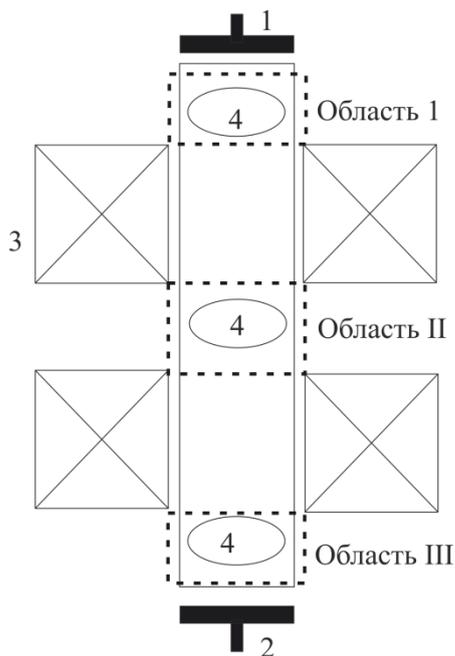
В аналогичных экспериментах [6] с использованием разряда постоянного тока использовалась диафрагма (вставка, которая

сужает радиус разряда) [6-7, 10]. Эта диафрагма, используется для получения устойчивых постоянных слоев-первой стоячая слоя над диафрагмой. Последнее также уменьшает влияние катодного пятна на параметры разряда. Отличием наших работ от идентичных экспериментов [6] является отсутствие диафрагмы.

В нашем эксперименте мы обнаружили, что стабильный стратифицированный тлеющий разряд без диафрагмы может быть реализован путем изменения параметров разряда. Это возможно из-за различного расположения электродов и меньшего диаметра разрядной трубки по сравнению с использованием в работах, описанных в [6-7, 10].

Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка представляет собой вертикально ориентированную разрядную трубку. Мы используем газ аргона для заполнения трубки. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1.



1-анод, 2-катод, 3- катушка, 4-страты с пылевыми частицами.

Рисунок 1 – Экспериментальная установка
 Давление газа составляло 0,2-0,25 торр. Рабочий диапазон тока разряда составлял 1-2 мА. При этих параметрах со-

здаются стабильные страты без сужающего канала тока вставки.

Как уже упоминалось, пылевые частицы левитируют в стратах, образуя трехмерные упорядоченные структуры (плазменно-пылевые структуры). Визуализация пылевых частиц осуществлялась посредством освещения с помощью лазерного луча. Рассеянный свет записывался видеокамерой со скоростью 250 кадров в секунду. Магнитное поле создается с помощью катушки Гельмгольца. Наблюдения проводились в слоях, расположенных между катушками, под и над катушкой.

Результаты экспериментов.

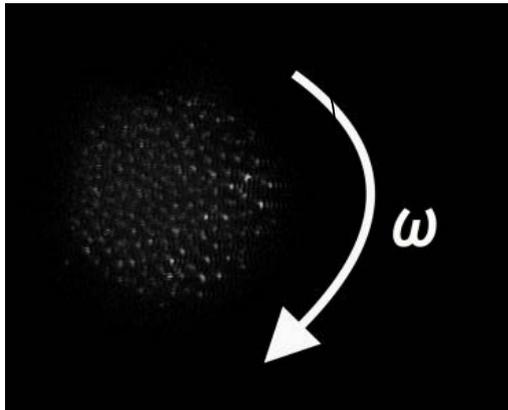
Вид сверху на пылевые структуры в стратах показан на рисунке 2.

Диаметр пылевых структур варьируется от 2,5 мм до 2 мм в зависимости от значения магнитного поля. Из-за различных размеров пылевых частиц; структура пыли имела многослойную секцию. Наблюдения проводились в трех регионах (как показано на рисунке 1). Первая область (I), где была сформирована пылевая структура, находится над катушкой, вторая область (II) находится между катушками, а третья область (III) находится под катушкой. Когда включалось магнитное поле, частицы пыли в областях I и III имели вращательное движение на горизонтальной плоскости. Движения по часовой стрелке и против часовой стрелки наблюдались соответственно в областях I и III, тогда как структура пыли в области II не вращалась.

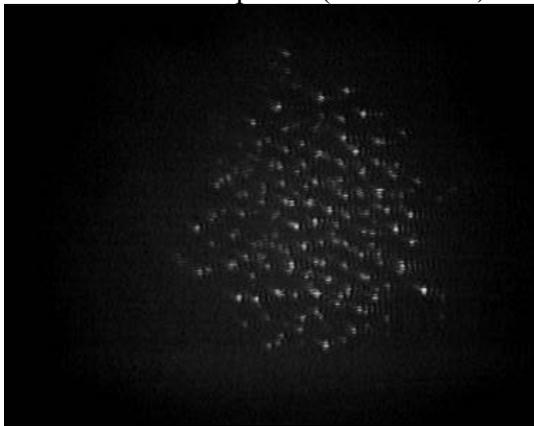
Зависимость средней угловой скорости пылевых структур от индукции магнитного поля в трех областях показана на рисунке 3. При увеличении магнитного поля средняя угловая скорость пылевых структур увеличивается в областях I и III. Максимальные угловые скорости пылевых структур составляют 1,1 рад / с в области I и 1,3 рад / с в области III.

В эксперименте магнитное поле измерялось с помощью тесламетра (PHYWE) с погрешностью 5%. Магнитную индукцию **B** можно рассматривать как

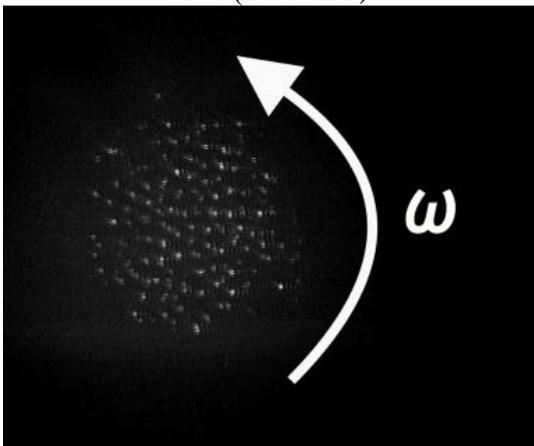
сумму продольных V_{\parallel} (по вертикали вдоль трубки) и поперечных компонентов V_{\perp} (как показано на рисунке 4).



а) область I—пылевая структура вращается по часовой стрелке ($B \approx 19\text{mT}$)



б) область II—пылевая структура не вращается ($B \approx 19\text{mT}$)

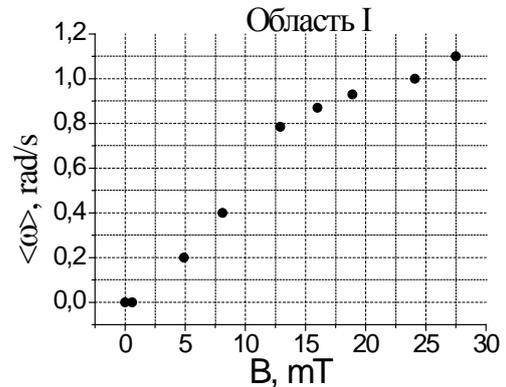


с) область III—пылевая структура вращается против часовой стрелки ($B \approx 19\text{mT}$)

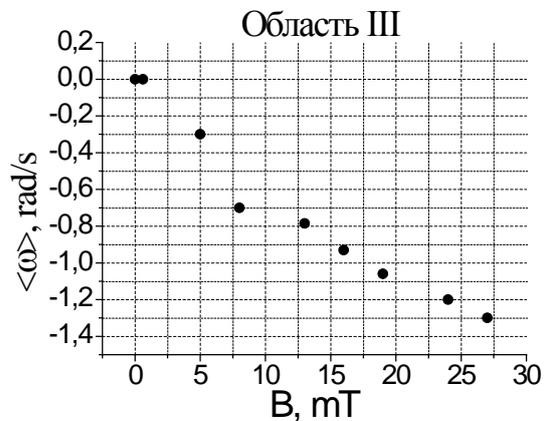
Рисунок 2 —Пылевая структура в страхах в трех областях (как показано на рисунке 1) и иллюстрация их вращения

Вращательное движение происходило в скрещенных электрических и магнитных полях; где радиальная составляющая потока ионов, которая испытывает отклонение в

вертикальном магнитном поле, приводит к возникновению азимутальной силы ионного увлечения [9-11].



а)



б)

Рисунок 3 – Зависимость угловой скорости пылевых структур от магнитного поля

Направление вращения определяется силой Лоренца. Отметим также, что пылевые структуры в страхе в горизонтальной плоскости удерживаются за счет радиального электрического поля.

По мере увеличения силы магнитного поля уменьшался размер плазмы в радиальном направлении (пинч-эффект). Об этом свидетельствует потеря частиц пыли, что приводит к уменьшению диаметров пылевых структур примерно от 2,5 до 2 мм. В области II структура пыли не вращалась. В области III линии магнитного поля направлялись от стены к центру. В области I направлялись от центра к стене. Соответственно, в областях I и III структура пыли вращается в противоположных направлениях. Причины отсутствия вращательного движения в области II связаны с тем, что линии магнитного поля и

направленная скорость заряженных частиц не пересекаются.

Вывод

Пылевые структуры в первой и третьей областях находились в разных конфигурациях линий магнитного поля. В первой области линии индукции магнитного поля расходятся от центра трубки, а в третьей области сходятся к центру. Поэтому пылевые структуры в этих областях вращаются в противоположных направлениях. Мы измерили зависимость средней угловой скорости от индукции магнитного поля в разных областях.

Мы планируем продолжить это исследование, рассмотрев трубки разных диаметров. Кроме того, планируется теоретическое исследование и моделирование наблюдаемых процессов. В этих будущих исследованиях будет представлена дополнительная информация о роли различных механизмов (таких как сила ионного сопротивления, вращение силы, индуцированной силой Ампера, и другие краевые эффекты) в управлении динамикой плазменно-пылевых структур в магнитном поле.

Работа была выполнена при поддержке МОН РК в рамках гранта AP05133536.

Список литературы

- 1 G. Goertz (1989, May). Dusty plasmas in the solar system. *Reviews of Geophysics* 27, p. 271-292
- 2 J. Winter (1998). Dust in fusion devices- Experimental evidence, possible sources and consequences. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 40, p.1201-1210
- 3 N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, S. Shimizu, and S. Iizuka (2001, May). Dynamics of fine particles in magnetized plasmas. *Phys. Plasmas* 8, p. 1786-1790
- 4 U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg, and G. Morfill (2000, February). Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields. *Phys. Rev. E* 61, p.1890
- 5 P. K. Kaw, K. Nishikawa, and N. Sato (2002, February). Rotation in collisional strong-

lycoupled dusty plasmas in a magnetic field. *Phys. Plasmas* 9, p.387

- 6 V. Y. Karasev, A. I. Eikhvald, E. S. Dzlieva, and A. Y. Ivanov (2006). Rotational motion of dusty structures in glow discharge in longitudinal magnetic field. *Phys. Rev* 74, p. 066403
- 7 M. M. Vasiliev, L. G. D'yachkov, S. N. Antipov, R. Huijink, O. F. Petrov, V. E. Fortov (2011, January). Dynamics of dust structures in a DC discharge under action of axial magnetic field. *EPL* 93, p. 15001
- 8 E. Jr. Thomas, B. Lynch, U. Konopka, R. L. Merlino, and M. Rosenberg (2015, March). Observations of imposed ordered structures in a dusty plasma at high magnetic field. *Phys. Plasmas* 122, pp. 030701
- 9 V. Y. Karasev, E. S. Dzlieva, S. I. Pavlov, L. Novikov, S. Maiorov (2018, April). The rotation of complex plasmas in a stratified glow discharge in the strong magnetic field. *Plasma IEEE Transactions on Plasma Science* 46, p. 727-730
- 10 E. S. Dzlieva, V. Yu. Karasev, S. I. Pavlov, M. A. Ermolenko, L. A. Novikov and S. A. Maiorov (2016, April). A Calculation of the Electron Temperature of Complex Plasma of Noble Gases Mixture in CCRF Discharge. *Contributions to Plasma Physics* 56, p.197-203
- 11 E. S. Dzlieva, V. Y. Karasev, and S. I. Pavlov (2015, June). Detection of eddy current in the striation. *EPL* 110, p. 55002
- 12 A. V. Nedospasov (2009, March). Motion of plasma-dust structures and gas in a magnetic field. *Phys. Rev. E* 79, p.036401
- 13 A. V. Nedospasov, Nenova, N. V. (2014, November). Gas rotation in discharge with moving strata in longitudinal magnetic field. *EPL* 108, p. 45001
- 14 A. R. Abdirakhmanov, M. K. Dosbolayev., T. S. Ramazanov (2018, January). The Gas Discharge Dusty Plasma in a Uniform Magnetic Field. *AIP Conference Proceedings* 1925, p 020007
- 15 M. K. Dosbolayev, A. R. Abdirakhmanov, S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, Zh. A. Moldabekov (2018, May). Plasma-dust structures in the DC discharge. 15th Dusty Plasma Workshop. p58

Принято к печати 15.09.2018

Приложение 1

В результате измерения было получено отношение продольной составляющей магнитного поля к поперечной составляющей магнитного поля (таблица 1).

Таблица 1. – Распределения магнитного поля

	Y L	0.4A		1.6A		3A		4.5A		5.8A		7A		8.4A		9.8A		11.4A	
		B_{\parallel}	B_{\perp}																
I область	1.5см	0.49	0.11	4.1	1.13	6.4	2.5	10.2	4.1	12.9	5.7	15.9	6.8	20	9.3	24	10	28	11
	1см	0.59	0.09	4.9	0.96	8.1	1.6	12.9	3.2	16	4	18.9	5.1	24.1	7.1	27.5	8	31.4	8.5
	0см	0.69	0.08	5.6	0.82	9.9	1.43	14.6	2.2	19.1	3.19	23	3.9	27.9	5.3	31.3	6.8	35.3	7
II область	1.5см	0.69	0.08	5.6	0.83	9.9	1.43	14.6	2.2	19.1	3.19	23	3.8	27.9	5.4	31.3	6.8	35.3	7.1
	1см	0.69	0.08	5.6	0.83	9.9	1.43	14.6	2.2	19.2	3.2	23	3.8	27.2	5.4	31.2	6.8	35	7.1
	0см	0.68	0.08	5.69	0.84	9.9	1.4	14.7	2.2	19	3.23	23	3.9	27.6	5.5	31.4	6.9	35.2	7.4
	-1см	0.69	0.08	5.6	0.83	9.9	1.43	14.5	2.2	19.1	3.2	23	3.9	27.1	5.4	31.4	6.9	35	7.1
	-1.5см	0.69	0.08	5.6	0.83	9.9	1.43	14.6	2.1	19	3.19	23	3.8	28	5.3	31.2	6.8	35.1	7
III область	0см	0.69	0.08	5.5	0.82	10	1.43	14.6	2.2	19	3.19	23	3.8	28.2	5.3	31.5	6.8	35	7.1
	-1см	0.6	0.09	5	0.95	8	1.6	13	3.1	16	1	19	5	24	7.1	27	8	31	8.5
	-1.5см	0.51	0.11	4	1.13	6.5	2.5	10	3.9	13	5.7	16	7	20	9.2	24.1	10	28	11

А.Р. Әбдірахманов, С.К. Коданова, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби,
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической
физики, 050040, г. Алматы, Казахстан*
abdirakhmanov@physics.kz

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация. В этой статье приведены экспериментальные результаты о влиянии внешнего магнитного поля на пылевую структуру, которые были взвешены в стратах тлеющего разряда постоянного тока. Наблюдения проводились в стратах тлеющего разряда, расположенных между катушками, под катушкой и над катушкой. Мы наблюдали интересное динамичное поведение пылевых структур в стратах, о чем ранее не сообщалось в аналогичных экспериментальных работах. В ходе эксперимента было обнаружено, что пылевая структура взвешенных в стратах тлеющего разряда вращается по часовой стрелке над катушкой (I-область) и против часовой стрелки под катушкой (III-область), а структура пыли, расположенной между катушками (II-область), не вращается на горизонтальной плоскости. Линии магнитного поля направлены вверх. Измерена зависимость средней угловой скорости пылевых структур от индукции магнитного поля в разных исследуемых областях (I-III-область). Также было измерено продольное и поперечное компонент магнитного поля в исследуемой активной области с помощью датчика Холла. Дана интерпретация к поведению плазменно-пылевых структур в стратах в тлеющем разряде постоянного тока.

Ключевые слова: газовый разряд постоянного тока, пылевая плазма, магнитное поле, плазменно-пылевая структура.

A.R. Abdirakhmanov, S.K. Kodanova, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov
Al-Farabi Kazakh National University
Institute of Experimental and Theoretical Physics, 050040, Almaty, Kazakhstan
abdirakhmanov@physics.kz

ROTATIONAL MOVEMENT OF PLASMA-DUST STRUCTURES UNDER EXPOSURE TO THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Abstract. This article presents experimental results on the effect of an external magnetic field on the dust structure, which was suspended in strata of a dc glow discharge. Observations were carried out in strata of a glow discharge located between two coils, under the coil, and above the coil. We observed an interesting dynamic behavior of dust structures in the strata, which was not previously reported in similar experimental works. During the experiment, it was found that the dust structure suspended in strata of a glow discharge rotates clockwise above the coil (I region) and counterclockwise under the coil (III region), and the dust structure located between the coils (II region) does not rotate on horizontal plane. The magnetic field lines are directed upwards. The dependence of the average angular velocity of dust structures on the induction of the magnetic field in different regions (I-III region) was measured. The longitudinal and transverse components of the magnetic field in the active region under study were also measured using a Hall sensor (Appendix A). An interpretation was made of the behavior of plasma-dust structures in the strata in a dc glow discharge.

Keywords: DC glow discharge, dusty plasma, magnetic field, plasma-dust structure.

А.Р. Әбдірахманов, С.К. Коданова, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов
Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
Экспериментальды және теориялық физика ғылыми зерттеу институты,
0500400, Алматы, Қазақстан.
abdirakhmanov@physics.kz

СЫРТҚЫ МАГНИТ ӨРІСІНДЕГІ ПЛАЗМАЛЫ-ТОЗАҢДЫ ҚҰРЫЛЫМНЫҢ АЙНАЛМАЛЫ ҚОЗҒАЛЫСЫ

Аннотация. Бұл мақалада сыртқы магнит өрісінің тұрақты токты солғын разрядтың (DC разряд) стратасында түзілген тозаңды құрылымға әсерінің эксперименттік нәтижелері көрсетілген. Зерттеу жұмысы екі катушканың саңылауында (II аймақ), катушканың жоғарғы бөлігінде (I аймақ) және төменгі бөлігіндегі (III аймақ) орналасқан тұрақты токты солғын разрядтың стратасында жүргізілді. Тоzaңды құрылымның бұрынғы ұқсас (аналогты) эксперименттік жұмыстарда байқалынбаған ерекше динамикалық қозғалысы бақыланды. Эксперимент барысында солғын разрядтың стратасында шоғырланған тозаңды құрылым катушканың жоғары бөлігінде (I аймақ) сағат тілінің бағытымен айналса, ал катушканың төменгі бөлігінде (III аймақ) сағат тіліне қарама қарсы бағытқа ие екені анықталды. Екі катушканың саңылауындағы (II аймақ) тозаңды құрылым горизонтальды бетте айналмалы қозғалысқа ие емес. Магнит өрісінің күш сызықтары жоғары бағытталған. Әр түрлі зерттелген аймақта (I-III аймақ) тозаңды құрылымның орташа бұрыштық жылдамдығының магнит өрісінің индукциясынан тәуелділігі есептелді. Сондай-ақ зерттелген активті аймақта (зерттелінген аймақ) Холл датчигінің көмегімен магнит өрісінің көлденең және бойлық құраушылары өлшенді (Қосымша А). Тұрақты токты солғын разрядтың стратасында шоғырланған плазмалы-тозаңды құрылымның қозғалысына интерпретация жасалынды.

Түйін сөздер: тұрақты токты газдық разряд, тозаңды плазма, магнит өрісі, плазмалы-тозаңды құрылым.

**А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова, Ю.В. Архипов, Е.С. Мухаметкаримов,
А. Кисан, С. Момынов**

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы,
Казахстан, e-mail: askar@physics.kz*

СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Аннотация. Целью исследования является определение статических характеристик пылевой компоненты плазмы и вычисление ее давления с последующим сравнением с результатами простейших аппроксимационных формул для режима сильной связи. Предполагается, что пылинки имеют конечный размер, а потенциал взаимодействия между ними получается из теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. Радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевых частиц получены решением уравнения Орнштейна-Цернике в так называемом базовом гиперцепном приближения, который органично включает в себя модель абсолютно твердых сфер, рассчитываемых с помощью соотношения Перкуса-Йевики. На кривых радиальных функций распределения и статических структурных факторов обнаружено появление максимумов и минимумов, свидетельствующих об образовании ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц. Проведены численные расчеты для давления пылевой компоненты в зависимости от параметра связи и обнаружено хорошее согласие с известными из литературы аналитическими формулами для относительно небольших значений плотностей упаковки системы.

Ключевые слова: пылевая плазма, потенциал взаимодействия, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, уравнение состояния.

Введение

Физика пылевой плазмы имеет большое значение в современной физике плазмы, поскольку самые различные процессы, эффекты и явления определяют довольно сложное поведение твердых частиц макроскопического масштаба, называемых пылинками и погруженных в окружающую ионизированную среду. Это становится особенно очевидным, принимая во внимание тот факт, что пылевая плазма появляется при весьма разнообразных внешних условиях как в природе [1,2], так и в лабораториях [3,4]. Поэтому неудивительно, что в настоящее время используется весь аппарат теоретической физики и современные экспериментальные методы для всестороннего изучения пыли в плазме.

Исторически первым Ленгмюр [5] практически сразу заметил, что пылевые частицы легко поглощают электроны и ионы плазмы, тем самым приобретая довольно большой электрический заряд, который обычно оказывается отрицательным из-за большого отношения подвижностей элект-

тронов и ионов. Однако в ряде ситуаций, представляющих общий интерес, электронная эмиссия играет решающую роль, что случается, например, в планетарных условиях [6,7]. Другим практически важным примером является пристеночный слой в токамаках [8,9], когда термоэлектронное излучение приводит к положительному заряду пылевых частиц, возникающих в результате взаимодействия плазмы со стенкой.

В настоящее время известно, что электрический заряд пылевых частиц является самой важной характеристикой, которая регулирует их поведение при различных обстоятельствах. До недавнего времени было предложено лишь несколько методов теоретического описания положительного электрического заряда пылинок. Самый простой и доступный подход известен как приближение ограниченного орбитального движения (OML) [10,11], которое исключительно применимо к пылевым частицам, значительно меньшим по размеру, чем дебаевский радиус экранирования. Строго говоря, приближение OML выполняется для очень раз-

реженной бесстолкновительной плазмы, когда траектории частиц плазмы можно считать практически баллистическими. Когда размер пылинок растет и становится сравним с длиной экранирования, применяется модифицированный метод ограниченного орбитального движения (MOML) [12], который рассматривает поглощение электронов на границе плазменной оболочки, а не на поверхности пылевой частицы. Для учета отклонений функции распределения от ее равновесного значения представляется более надежным использование так называемой теории орбитального движения (ОМ) [13], которая опирается на уравнение Пуассона и кинетическое уравнение Власова для бесстолкновительной плазмы. Однако с увеличением плотности плазмы роль столкновений резко возрастает, так что траектории электронов больше нельзя рассматривать как баллистические, и соответствующий интеграл столкновений следует ввести в кинетическое уравнение, которое затем решается феноменологически [14] или в рамках моделирования методом частиц в ячейках [15].

Большой электрический заряд пылевых частиц приводит к их сильному взаимодействию, так что наблюдается формирование упорядоченных структур в пылевой компоненте, то есть пылинки в пространстве расположены не хаотическим образом, а образуют некое подобие кристалла, который называется плазменным. Данное исследование и посвящено изучению образования таких структур и установлению их влияния на термодинамические характеристики пылевой компоненты.

Параметры плазмы.

В данной работе сильно связанная пылевая плазма рассматривается как однокомпонентная система, состоящая из макроскопических частиц конечных размеров. Будем считать, что пылевые частицы с концентрацией n_d представляют собой твердые шары радиуса R , несущие электрический заряд $Z_d e$ где Z_d – зарядовое число, а e – элементарный заряд.

Тогда пылевую компоненту можно охарактеризовать безразмерным параметром связи

$$\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{a_d k_B T}, \quad (1)$$

где $a_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылевыми частицами, k_B – постоянная Больцмана, T – температура пылевой подсистемы.

Известно, что электрическое поле пылинок, помещенных в плазменную среду, экранируется с характерным размером, который называется радиусом Дебая r_D и полностью определяется свойствами окружающей среды. Для описания этого явления вводится безразмерный параметр экранирования

$$\kappa = \frac{a_d}{r_D}. \quad (2)$$

Конечность размеров пылевых частиц будем описывать плотностью упаковки, которая определяется следующим образом

$$\eta = \frac{4}{3} \pi n_d R^3. \quad (3)$$

Отметим, что плотность упаковки не может превысить теоретически предельного значения $\sqrt{2}\pi/6$, соответствующего наиболее компактному расположению шаров одинакового радиуса в пространстве.

Потенциал взаимодействия частиц.

Для определения свойств пылевой компоненты крайне важно знать потенциал взаимодействия пылевых частиц который в настоящем исследовании учитывает экранировку поля окружающей плазмы и конечность размеров самих пылинок [16]

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r + 2R} - \frac{Z_d^2 e^2}{r} [1 - \exp(-k_D r) - 2k_D R V(r)], \quad (4)$$

где

$$V(r) = \exp(k_D (2R + r)) \text{Ei}(k_D (2R + r)) - \exp(k_D (2R - r)) \text{Ei}(2k_D R) + \exp(-k_D (2R + r)) [\text{Ei}(2k_D R) - \text{Ei}(-k_D (2R + r))] \quad (5)$$

с экспоненциальной интегральной функцией

$$Ei(x) = \int_x^\infty \frac{\exp(-t)}{t} dt \quad \text{и волновым числом}$$

экранирования $k_D = r_D^{-1}$

Рассмотрим два интересных предельных случая для потенциала взаимодействия между пылинками (4). В случае очень малых пылевых частиц $k_D R \rightarrow 0$, когда их можно считать практически точечными, потенциал взаимодействия переходит в широко применяемый потенциал Юкавы

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r} \exp(-k_D r) \quad (6)$$

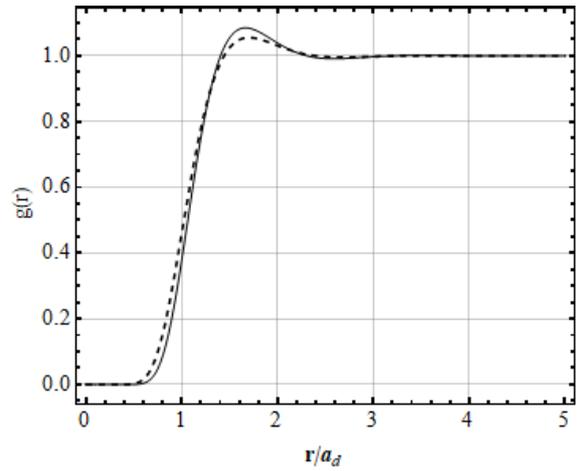
Другой предельный случай соответствует очень большим пылевым частицам $k_D R \gg 1$ и приводит к выражению

$$\varphi(r) = \frac{4Z_d^2 e^2 R}{k_D^2 r (r + 2R)^3} - \frac{Z_d^2 e^2}{2k_D^2 R^2 r} \exp(-k_D r) \quad (7)$$

Интересно отметить, что экспоненциальный характер спада потенциала взаимодействия для малых пылевых частиц в формуле (6) фактически сменяется обратным степенным законом для больших пылевых частиц, о чем свидетельствует первый член в формуле (7).

Статические свойства пылевой компоненты.

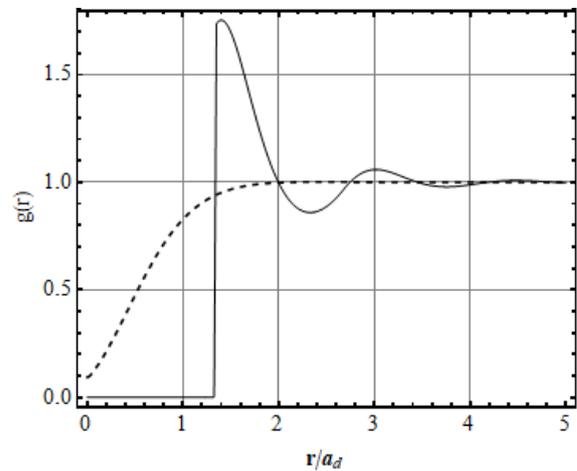
С помощью потенциала (4) было исследовано поведение радиальных функций распределения в рамках метода базового гиперцепного приближения (RHNC) [17,18], который представляет собой фактическую реализацию уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении, так что в нем органично учитывается конечность размера пылинок путем решения интегрального уравнения Перкуса-Йевики для модели твердых сфер. Результаты проведения вычислений представлены на рисунках 1-4, на которых также показано сравнение с обычным методом Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении (HNC), который справедлив для частиц точечных размеров.



$$\Gamma = 10; \kappa = 1; \eta = 10^{-4}$$

Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)

Рисунок 1 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами



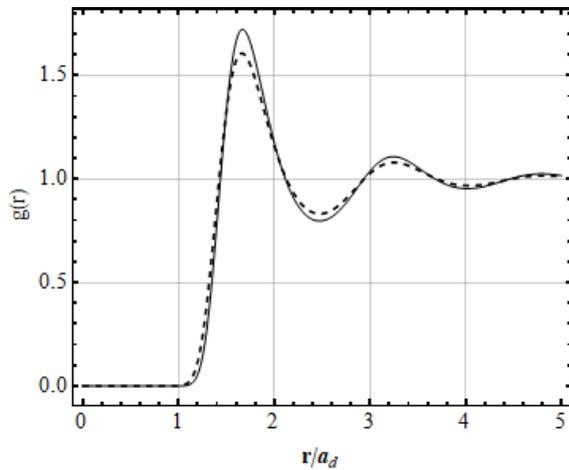
$$\Gamma = 10; \kappa = 1; \eta = 0.3$$

Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)

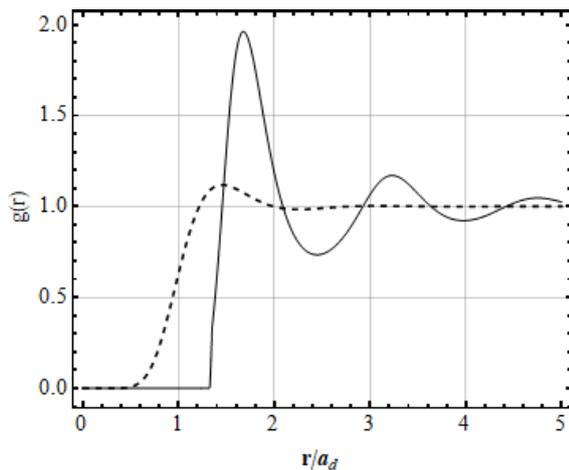
Рисунок 2 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами

Анализ полученных графических данных позволяет сделать следующие выводы. При не слишком больших плотностях упаковки оба использованных метода дают практически совпадающие результаты. При этом величина первого пика на радиальной функции распределения в приближении RHNC резко возрастает с увеличением плотности упаковки, а сам он располагается значительно правее такого же пика в приближении HNC. Это свидетельствует о необходимости корректного и последовательного учета размера пылевых частиц. При малых параметрах связи и плотности упаковки примененные методы практически не различаются, тогда как при больших –

наблюдаются сильные различия, которые могут быть проверены с помощью моделирования.

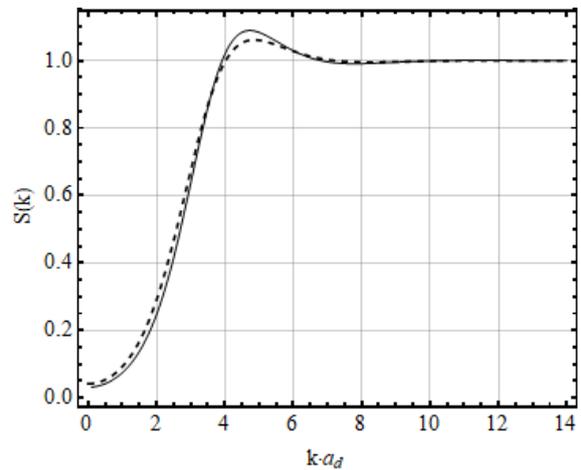


$\Gamma = 100; \kappa = 1; \eta = 10^{-4}$
 Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)
 Рисунок 3 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами

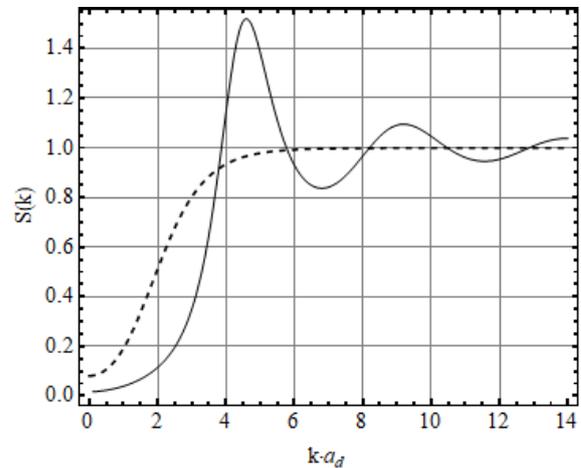


$\Gamma = 100; \kappa = 1; \eta = 0.3$
 Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)
 Рисунок 4 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами

На рисунках 5-8 показаны соответствующие графики для статических структурных факторов, которые имеют большое значение для определения динамических характеристик пылевой компоненты в рамках метода моментов.



$\Gamma = 10; \kappa = 1; \eta = 10^{-4}$
 Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)
 Рисунок 5 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами



$\Gamma = 10; \kappa = 1; \eta = 0.3$
 Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)
 Рисунок 6 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

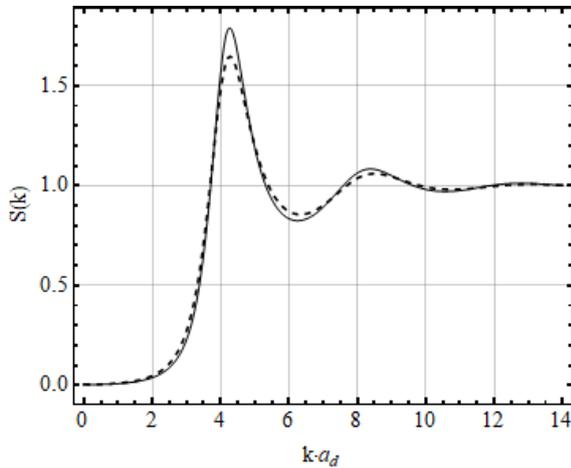
Одной из наиболее важных термодинамических функций системы является ее уравнение состояния, то есть зависимость давления P от температуры среды T и ее объема V . Удобно выразить давление пылевой компоненты в безразмерных единицах избыточного давления, которое имеет вид

$$p_{ex} = \frac{P}{n_d k_B T} - 1. \quad (8)$$

Статистическая теория систем, состоящих из большого числа частиц, позволяет получить следующее выражение для избыточного давления

$$p_{ex} = \frac{2\pi n_d}{3k_B T} \int_0^\infty r^3 \varphi'(r) g(r) dr, \quad (10)$$

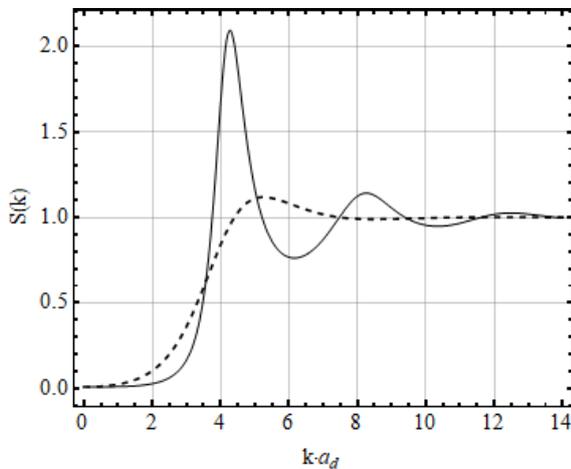
где $\varphi(r)$ – определенный на предыдущих этапах потенциал взаимодействия пылевых частиц.



$\Gamma = 100; \kappa = 1; \eta = 10^{-4}$

Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)

Рисунок 7 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

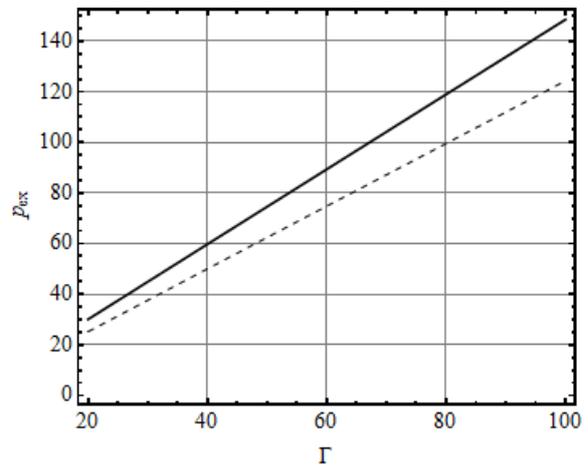


$\Gamma = 100; \kappa = 1; \eta = 0.3$

Сплошная линия: RHNC с потенциалом (4); штриховая линия: HNC с потенциалом Юкавы (6)

Рисунок 8 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

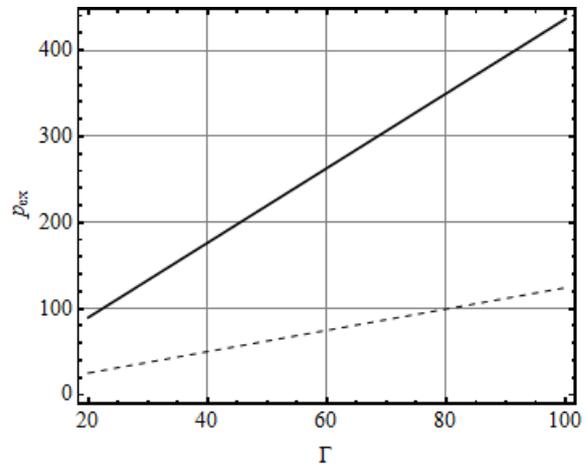
На рисунках 9 и 10 показана зависимость избыточного давления пылевой компоненты плазмы в зависимости от параметра связи при фиксированных значениях параметров экранировки и плотности упаковки.



$\kappa = 1; \eta = 10^{-4}$

Штриховая линия: [4,5]; сплошная линия: RHNC с потенциалом (4)

Рисунок 9 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от Γ



$\kappa = 1; \eta = 0.3$

Штриховая линия: [4,5]; сплошная линия: RHNC с потенциалом (4)

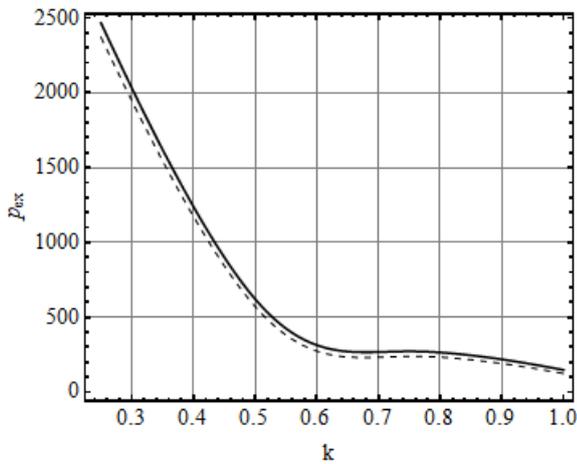
Рисунок 10 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от Γ

Физически очевидно, что избыточное давление растет с увеличением параметра связи, так как оно фактически определяется взаимодействием между частицами. При этом с ростом параметра плотности упаковки, который приводит к повышению избыточного давления, видна необходимость учета конечности размеров пылевых частиц.

На рисунках 11 и 12 представлена зависимость избыточного давления от параметра экранирования при фиксированных значениях плотности упаковки и параметра связи.

Видно, что различие с известными аналитическими аппроксимациями для избыточного давления незначительно, однако с ростом плотности числа частиц и их раз-

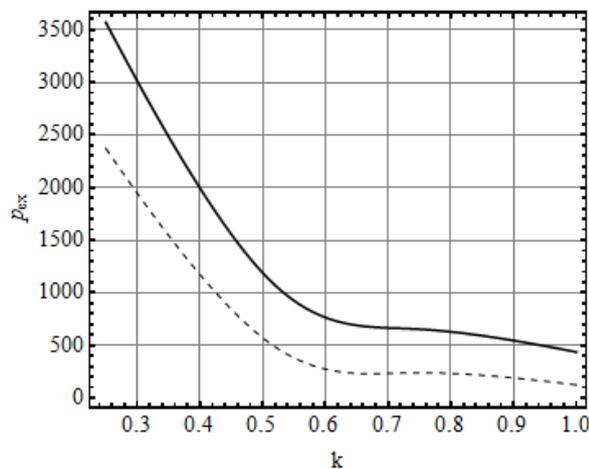
мера вклад конечности размера пылевых частиц в термодинамические характеристики становится существенным.



$$\Gamma = 100; \eta = 10^{-4}$$

Штриховая линия: [4,5]; сплошная линия: RHNC с потенциалом (4)

Рисунок 11 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от κ



$$\Gamma = 100; \eta = 0.3$$

Штриховая линия: [4,5]; сплошная линия: RHNC с потенциалом (4)

Рисунок 12 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от κ

Из рисунков можно в общем заключить, что избыточное давление пылевой компоненты плазмы падает как с ростом параметра связи, так и с увеличением параметра экранирования.

Заключение

В данной работе исследованы статические свойства пылевой компоненты плазмы, которая имеет конечные размеры. В качестве потенциала взаимодействия пылинок выбиралась предложенная ранее модель, ко-

торая была получена из теории линейного диэлектрического отклика, а полная диэлектрическая функция плазменной среды рассчитывалась в приближении хаотических фаз. Рассмотрены предельные случаи взаимодействия частиц очень малых и очень больших, по сравнению с радиусом Дебая частиц, размеров, при этом экспоненциальный характер спада с расстоянием меняется на обратный степенной.

Радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевых частиц рассчитывались в рамках базового гиперцепного приближения, которое идеально подходит для систем твердых заряженных шаров одинакового размера. С увеличением параметра связи и плотности упаковки на кривых статических структурных факторов и радиальных функций распределения появляются локальные максимумы и минимумы, свидетельствующие об образовании ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц друг относительно друга. С другой стороны сравнение с результатами для точечных частиц показывает, что размером пылинок нельзя пренебрегать в случае режима сильной связи.

Определено уравнение состояния пылевой компоненты, которое представляет собой зависимость избыточного давления от параметров системы. Сравнение с известными результатами аппроксимационных формул показывает хорошее согласие для достаточно малых значений плотностей упаковки.

Полученные статические характеристики позволят в будущем изучить динамические свойства пылевой компоненты в рамках метода моментов.

Благодарности

Данная работа выполнена в рамках программы целевого финансирования МОН РК BR05236730.

Список литературы

1. Chai K.B., Bellan P. M., Formation and alignment of elongated, fractal-like water-ice grains in extremely cold, weakly ionized plasma // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 802. – Art. No. 112 (11 p.).

2. Nourry S., Krim L., The chemical stability of CH₃OH on cold interstellar grains: heat-induced dehydrogenation processes of methanol // MNRAS – 2015. – Vol. 452. – P. 3319-3333.
3. Bacharis M., Coppins M., Allen J. E., Critical issues for modeling dust transport in tokamaks // Phys. Rev. E – 2010. – Vol. 82. – Art. No. 026403 (5 p.).
4. Vaverka J., Richterova I., Vysinka M., Pavlu J., Safrakova J., Nemecek Z., The influence of secondary electron emission on the floating potential of tokamak-born dust // Plasma Phys. Control. Fusion – 2014. – Vol. 56. – Art. No. 025001 (11 p.).
5. Mott-Smith H., Langmuir I., The Theory of Collectors in Gaseous Discharges // Phys. Rev. – 1926. – Vol. 28. – P. 727-763.
6. Copnin S. I., Kosarev I. N., Popel S. I., Yu M. Y., Localized structures of nanosize charged dust grains in Earth's middle atmosphere // Planet. Space Sci. – 2004. – Vol. 52. – P. 1187-1194.
7. Fujii Y. I., Okuzumi S., Inutsuka S.-I., A fast and accurate calculation scheme for ionization degrees in protoplanetary and circumplanetary disks with charged dust grains // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 743. – Art. No. 53 (9 p.).
8. Bacharis M., Coppins M., Allen J. E., Dust in tokamaks: An overview of the physical model of the dust in tokamaks code // Phys. Plasmas – 2010. – Vol. 17. – Art. No. 042505 (11 p.).
9. Tolia P., Raatynskaia S., de Angeli M., de Temmerman G., Ripamonti D., Riva G., Bykov I., Shalpegin A., Vignitchouk L., Brochard F., Bystrov K., Bardin S., Litnovsky A., Dust remobilization in fusion plasmas under steady state conditions // Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. – Vol. 58. – Art. No. 025009 (16 p.).
10. Khrapak S. A., Nefedov A. P., Petrov O. F., Vaulina O. S., Dynamical properties of random charge fluctuations in a dusty plasma with different charging mechanisms // Phys. Rev. E – 1999. – Vol. 59. – P. 6017-6022.
11. Autricque A., Khrapak S. A., Coüedel L., Fedorczak N., Amas C., Layet J.-M., Grisolia C., Electron collection and thermionic emission from a spherical dust grain in the space-charge limited regime // Phys. Plasmas – 2018. – Vol. 25. – Art. No. 063701 (9 p.).
12. Bacharis M., Floating potential of large dust grains with electron emission // Phys. Plasmas – 2014. – Vol. 21. – Art. No. 074501 (4 p.).
13. de Angelis U., Forlani A., Grain charge in dusty plasmas // Phys. Plasmas – 1998. – Vol. 5. – P. 3068-3069.
14. Vishnyakov V. I., Charging of dust in thermal collisional plasmas // Phys. Rev. E – 2012. – Vol. 85. – Art. No. 026402 (6 p.).
15. Delzanno G. L., Tang X.-Z., Charging and Heat Collection by a Positively Charged Dust Grain in a Plasma // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 113. – Art. No. 035002 (5 p.).
16. Davletov A.E., Arkhipov Yu.V., Tkachenko I.M. Electric charge of dust particles in a plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 308-320.
17. Lado F. Perturbation Correction for the Free Energy and Structure of Simple Fluids // Phys. Rev. A – 1973. – Vol. 8. – P. 2548-2552.
18. Lado F. Charged hard spheres in a uniform neutralizing background using 'mixed' integral equations // Mol. Phys. – 1976. – Vol. 31. – P. 1117-1127.
19. Khrapak S.A., Khrapak A.G., Ivlev A.V., Morfill G.E. Simple estimation of thermodynamic properties of Yukawa systems // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 89. – P. 023102 (8 p.).
20. Kharapak S.A., Thomas H.M. Simple estimation of thermodynamic properties of Yukawa systems // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 91. – P. 023108 (5 p.).

Принято к печати 17.09.2018

**А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова, Ю.В. Архипов, Е.С. Мухаметкаримов,
А. Кисан, С. Момынов**

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы,
Казахстан, e-mail: askar@physics.kz*

СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Аннотация. Целью исследования является определение статических характеристик пылевой компоненты плазмы и вычисление ее давления с последующим сравнением с результатами простейших аппроксимационных формул для режима сильной связи. Предполагается, что пылинки имеют конечный размер, а потенциал взаимодействия между ними получается из теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. Радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевых частиц получены решением уравнения Орнштейна-Цернике в так называемом базовом гиперцепном приближения, который органично включает в себя модель абсолютно твердых сфер, рассчитываемых с помощью соотношения Перкуса-Йевики. На кривых радиальных функций распределения и статических структурных факторов обнаружено появление максимумов и минимумов, свидетельствующих об образовании ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц. Проведены численные расчеты для давления пылевой компоненты в зависимости от параметра связи и обнаружено хорошее согласие с известными из литературы аналитическими формулами для относительно небольших значений плотностей упаковки системы.

Ключевые слова: пылевая плазма, потенциал взаимодействия, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, уравнение состояния.

**А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова, Ю.В. Архипов, Е.С. Мухаметкаримов,
А. Кисан, С. Момынов**

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, қ. Алматы,
Қазақстан, e-mail: askar@physics.kz*

БӨЛШЕКТЕРІНІҢ ӨЛШЕМІ ШЕКТЕУЛІТОЗАНДЫПЛАЗМАНЫҢСТАТИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Аннотация. Аталмыш жұмыстың мақсаты плазманың тозаңды компонентінің статикалық сипаттарын анықтау және оның қысымын есепту, сондай-ақ, тығыз байланысқан режимге арналған қарапайым жуықтау формулаларының нәтижелерімен салыстыру. Тозаңды бөлшектердің өлшемі шектеулі деп саналады, ал олардың арасындағы өзара әсерлесу потенциалы хаостық фаза жуықтауындағы плазманың диэлектрлік функциясын қолдану арқылы сызықтық диэлектрлік үндестік теориясынан алынады. Тозаң бөлшектердің радиалды таралу функциялары мен статикалық құрылымдық факторлары негізгі гипертізбекті жуықтау деп аталатын Орнштейн-Цернике теңдеуін шешу арқылы анықталады. Бұл теңдеу Перкус-Йевик қатынасымен есептелетін абсолютті қатты сфералардың моделін қамтиды. Радиалды таралу функциялары мен статикалық құрылымдық факторлардың қисықтарында пайда болған максимум және минимумдар тозаң бөлшектердің орналасуындағы жақын және алыс реттіліктердің түзілуін айғақтайды. Тозаңды компонент қысымының байланыс параметріне тәуелдігі сандық түрде есептелді. Алынған нәтижелердің әдебиеттерден белгілі салыстырмалы түрде аз тығыздықты жүйеге арналған аналитикалық формулалармен жақсы сәйкесетіні анықталды.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, радиалды таралу функциясы, статикалық құрылымдық фактор, күй теңдеуі.

A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, Yu.V. Arkhipov, Ye.S. Mukhametkarimov,

A. Kissan, S. Momynov

*Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, e-mail: askar@physics.kz*

STATIC PROPERTIES OF DUSTY PLASMAS WITH PARTICLES OF FINAL DIMENSIONS

Abstract. The aim of the present study is to determine the static characteristics of the dust component of plasmas and calculate its pressure, which is then compared with the results of the simplest approximation formulas for the strong coupling regime. It is assumed that the dust particles have a finite size, and the interaction potential between them is obtained from the theory of the linear dielectric response with the dielectric function of the plasma appropriate for the random phase approximation. Radial distribution function and static structure factor of dust particles are obtained by solving the Ornstein-Zernike equation in the so-called reference hypernetted chain approximation, which organically includes the model of hard solid spheres incorporated within the Percus-Yevik relation. Numerical calculations are performed for the pressure of the dust component depending on the coupling parameter, and good agreement is found with the analytical formulas, known from the literature and valid for relatively small values of the packing fractions of the system.

Keywords: dusty plasma, radial distribution function, static structural factor, equation of state.

М. Сламия, Е. Сәйдібек, О.А. Ертаев, Ә. Қамбаров, М.Қ. Досболаев
АТҰНЗ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан
s.mauletbek@gmail.com

КОМПЛЕКСТІ ПЛАЗМАДА МАГНЕТРОНДЫҚ ТОЗАҢДАНДЫРУ КӨМЕГІМЕН НАНОҚҰРЫЛЫМДЫ КОМПОЗИТТІ БӨЛШЕКТЕР МЕН ҚАБЫҚШАЛАР АЛУ

Аннотация. Қарастырылып отырған жұмыста тұрақты тоқтағы магнетрондық тозаңдандыру әдісі көмегімен газдық разрядтың комплексті плазмасында (тозаңды плазма) наноқұрылымды қабатты композитті тозаңды бөлшектер, нанобөлшектер және нано қабықшалы бетер алудың түрлі режимдері зерттеліп, эксперименттердің тиімді параметрлері анықталды. Комплексті плазма алу үшін жоғары жиілікті сиымдылықты газдық разряд қолданылды. Комплексті плазма – ашық жүйе [1,2]. Плазмадағы тозаңды құрылым (кристалл) шынының полидисперсті сфералық макробөлшектерін арнайы механизм көмегімен сырттан енгізу арқылы пайда болды. Макробөлшектер бетіндегі наноқұрылымды алюминий қабат магнетрондық тозаңдандыру көмегімен алынды. Көміртегі нанобөлшектер газдық разряд көлемінде плазма химиялық процестердің жүруінен пайда болады, ол үшін аргон және метан (10 %) газдарының қоспасы қолданылды. Көміртегі нанобөлшектерінің пайда болу (өсу) процесі бірнеше этаптардан тұрады, оның бірі өлшемдері 2-3 нм болатын көміртегі нанокластерлерінің монокристалының түзілуі. Бұл процестің жүруінің уақыт диапазоны эксперименттік жолмен анықталды. Осы процесс жүру кезінде көміртегі нанокластерлеріне магнетрондық тозаңдандыру көмегімен мыс макробөлшектерінің ағыны бағытталады. Нәтижесінде мыс және көміртегіден тұратын композитті нанобөлшектер алынды. Осылайша, бірнеше рет қайталанып жасалған эксперименттер нәтижесінде композитті тозаңды бөлшектердің, нанобөлшектердің және наноқұрылымды қабықшалы беттердің лабораториялық үлгілері алынды және олардың химиялық құрамы, геометриялық өлшемдері электрондық микроскоп көмегімен анықталды.

Түйін сөздер: жоғары жиілікті сиымдылықты газдық разряд, комплексті плазма, плазмалы-тозаңды құрылым, магнетрондық тозаңдандыру.

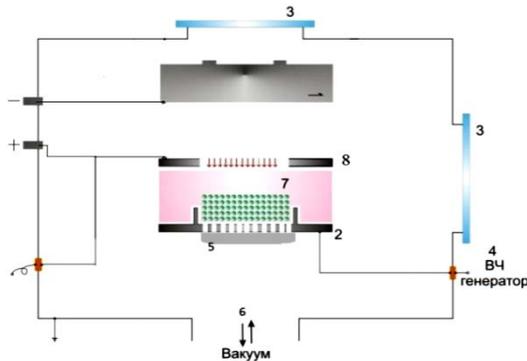
Кіріспе

Қазіргі кезде композитті наноқұрылымды бөлшектер мен үлдірлер жасау және оны қолдану адамзат өмірінің технологиялық прогресіндегі жаңа этап. Композитті наноқұрылымды бөлшектер мен үлдірлер әртүрлі материалдармен қапталып немесе араластырып жасалуы мүмкін. Бұл кезде бөлшектің немесе үлдірдің ерекше қасиеттері пайда болады, олар катализаторлар, абразивті беттер, коррозияға беріктілік, электромагниттік өрісті экрандаушы және т.б. [3-9]. Қабықшалардың құрылымдық ерекшеліктері, үлестік өткізгіштігі, бетінің сапалылығы, заттың қасиетін сақтауы – мұның барлығы зерттеп отырған үлгінің сапасы мен қолданыс аясы үшін маңызды болып саналады. Дисперсті нанокомпозитті бөлшектер мен беттерді

дайындаудың технологиялық әдістердің бірі, комплексті плазмалық әдіс. Бұл жерде плазмалы-тозаңдық құрылымдағы макробөлшектер магнетрон көмегімен тозаңдатылады, нәтижесінде метал атомдарымен қапталған нано және микроөлшемді дисперсті композитті бөлшектер алынады. Макробөлшектер плазмалық көлемге сырттан енгізіледі, ал нанобөлшектер плазма химиялық реакция нәтижесінде пайда болады. Қарастырылып отырған әдістің ерекшелігі пайда болған нано және макробөлшектер зерттеліп отырған ортамен тікелей байланысқа түспейді, алынған материал таза әрі біртекті болады. Ал қабықшаларды алудағы ең тиімді әдіс тұрақты токтың магнетрондық разрядындағы реактивті тозаңдату. Бұл әдістің артықшылығы тозаңдау диапазонының кеңдігінде.

Эксперименттік қондырғы

Композитті жұқа үлдірлер мен бөлшектер алу мақсатында жоғары жиілікті сиымдылықты разряд пен магнетрондық разрядтың біріккен плазмасын алуға арналған эксперименттік қондырғы қолданылды. Қондырғының принциптік схемасы 1-суретте көрсетілген.



1 – Тозандандырушы магнетрон. 2 – Жоғары жиілікті электрод. 3 – Кварц терезелер. 4 – Жоғары жиілікті генератор. 5 – Тозанды бөлшектерді жоғары жиілікті плазмалық жүйеге енгізуге арналған ультрадыбысты табақша. 6 – Вакуумдау және газ енгізу бөлігі. 7 – Плазмалы-тозанды құрылым. 8 – Жерге жалғанған, экран электрод.

1 сурет. Жоғары жиілікті сиымдылықты разряд пен магнетрондық разрядтың біріккен плазмасын алуға арналған эксперименттік қондырғының принциптік схемасы

Жоғары жиілікті сиымдылықты разряд плазмалы-тозанды құрылым түзуге арналған жүйе. Ол, диаметрлері 10 см, бір-бірінен 3 см арақашықтықта өзара параллель орналасқан жазық, екі металл электродтардан тұрады [10]. Электродтардың астыңғысы 13.56 МГц жиілікті генераторға, ал үстіңгі метал тор түрінде жасалған электрод жерге жалғанған. Үстіңгі электрод жоғары жиілікті және магнетрондық плазмаларын тудыратын жүйелерге ортақ және олардың аралығында экран қызметін атқарады. Плазма түзуші газ ретінде таза аргон және аргон мен метан газдарының қоспасы қолданылды. Камерадағы газ қысымы 0.1-0.4 Торр аралығында.

Магнетрондық тозандандыру жүйесі жоғары жиілікті плазмалық жүйе өсіне перпендикуляр орналасқан. Магнетронның катоды, тозандандырушы материал ретінде мыс

және алюминий таңдалды (жалпы кез-келген метал қолдануға болады). Тозандату кезінде пайда болған атомдар (молекулалар) ағыны бастапқы жылулық қозғалысы нәтижесінде жерге жалғанған тор электрод арқылы кедергісіз өтіп жоғары жиілікті плазмалық ортаға енеді. Бұл жерде плазма біріктіру (агрегация) аймағы қызметін атқарады.

Бұл зерттеу жұмысы үш бөлімнен тұрады: комплексті плазмада, 1) композитті нанобөлшектер (нанокластерлер), 2) нанокөпозитті тозанды бөлшектер және 3) наноүлдірлер алу.

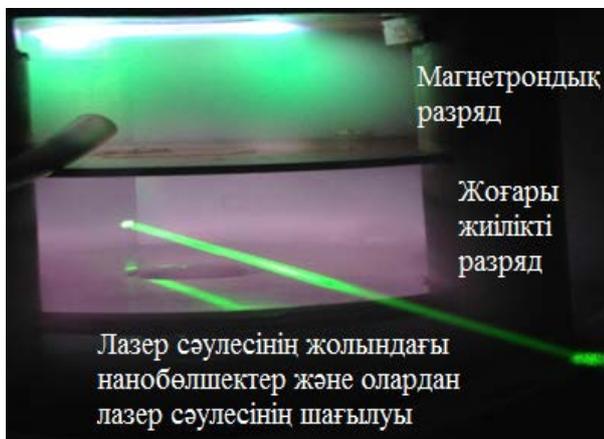
Эксперимент нәтижелері

Комплексті плазмада магнетрондық тозандандыру көмегімен композитті (көміртегі+мыс) нанобөлшектерін алу.

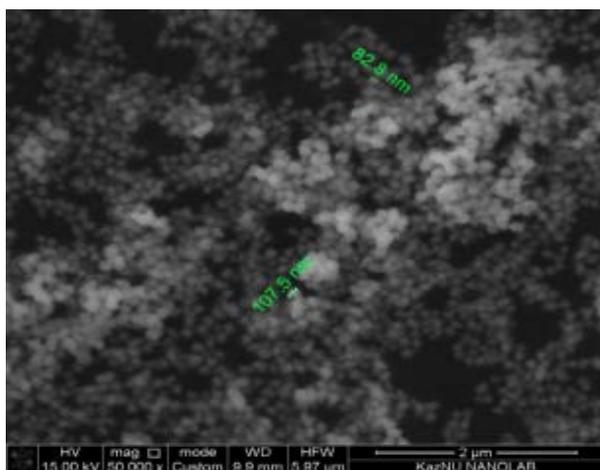
Көміртегі нанобөлшектерін өсіру үшін жоғары жиілікті разряд плазмасы метан (10%) және аргон газ қоспаларында жағылды [11,12]. Бұл жерде электр разряды жанғанда метан молекулалары бейтарап радикалдарға, көміртек гидридінiң анионы мен катионына ыдырайды. Ал разрядқа аргонның қатысумен бейтарап атомдардың өндірілуі жоғарылайды, ол Ag^* және Ag^+ соқтығысу нәтижесінде метан диссоциациясының жоғары жылдамдығы әсерінен болады. Осылайша, анион және катиондардың санына қарағанда бейтарап радикалдардікі көп. Бейтарап радикалдардың жоғары реакциялық қасиеті болғандықтан, олар өлшемі 0,5 нм бейтарап кластерлер (C_nH_x) түзетін полимерлеу реакциясына қатысады. Кластерлердің өсуі өлшемі 2 – 3 нм болғанша, яғни көміртек нанокластерлерінің монокристалы түзілгенше жүреді. Нанобөлшектердің өсу механизмі полимерлену, қанығу, коагуляция (бірігу) және нанобөлшектің беттік өсу фазаларынан тұрады.

Мыс атомдарының (молекулаларының) ағыны магнетрондық тозандандыру көмегімен алынады және көміртегі бөлшектерінің өсу фазасының коагуляция бөлімінде іске қосылады. Коагуляция жүретін уақыт эксперименттік жолмен анықталды. Ол жоғары жиілікті газдық разряд параметрлеріне тәуелді болады. Біздің жағдайымызда 40-50 сек. Осы процестер

жүзеге асатын эксперименттік қондырғының негізгі бөлігінің жұмыс режиміндегі фотосы 2 суретте көрсетілген. Өсу процесі кезіндегі композитті нанобөлшектерді лазер сәулесінің көмегімен жарықтандыру арқылы бақылауға болады.



2 сурет. Метан және аргон газдарының қоспасындағы комплексті плазмалық жүйенің жұмыс режимі



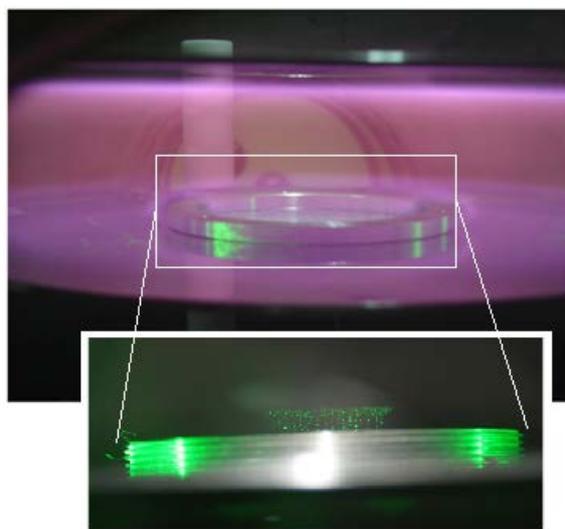
3 сурет. Мыс және көміртегі композитті нанобөлшектердің сыртқы көрінісі

Эксперименттен кейін арнайы механизм көмегімен жиналып алынған композитті нанобөлшектердің лабораториялық үлгілер ток өткізгіш скотчпен атомдық электрондық-сканерлік микроскопқа орнатылып, тозаңданған материалдардың қасиеттері мен сипаттамаларына талдау жасалды. Композитті нанобөлшектердің сыртқы түрі 3 суретте көрсетілген, орташа диаметрі 80 нм.

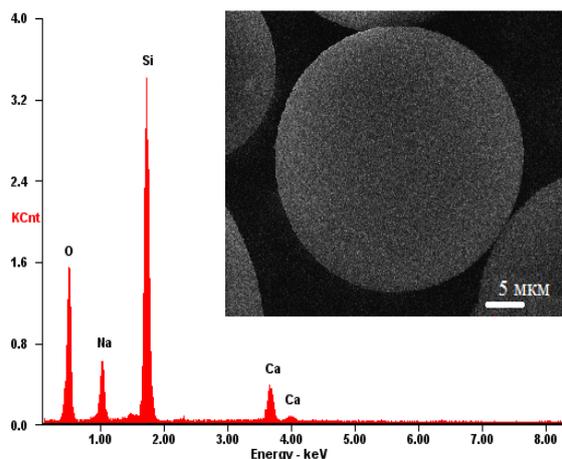
Комплексті плазмада магнетрондық тозаңдандыру көмегімен алюминиймен

қапталған композитті наноқұрылымды тозаңды бөлшектері алу.

Жоғары жиілікті разрядта пайда болған плазмалы-тозаңды құрылымның фотосы 4 суретте көрсетілген.



4 сурет. Жоғары жиілікті газдық разрядта пайда болған плазмалы-тозаңды құрылым.

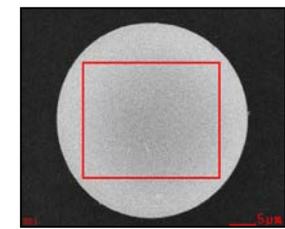


5 сурет. Үлгі ретінде алынған әйнек макробөлшектің массалық құрамы (35,97 SiO₂; 6,78 CaO; 46,64 O; 10,62 Na₂O)

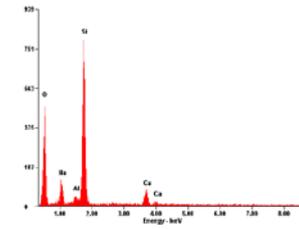
Плазмалық құрылым сфералық диэлектрлік макробөлшектерден тұрады (5-суретте). Тозаңды бөлшектер плазма құрамына сырттан арнайы механизм көмегімен енгізіледі.

Магнетрондық тозаңдандыру көмегімен алынған алюминий атомдарының (молекулаларының) ағыны плазмалы-тозаңды құрылымға бағытталады. Плазмаға (агрегациялық аймақ) енген бойда, алюминий атомдарының бір бөлігі сол оратадағы тозаңды бөлшектердің бетіне

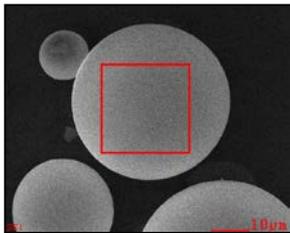
отырады, енді бір бөлігі бірігіп нанокластерлер түзеді. Пайда болған нанобөлшектерді салыстырмалы түрде үлкен массала тозаңды бөлшектер өзіне жұта бастайды [13-16]. Осылайша, әртүрлі параметрдегі эксперименттер барысында алынған композитті наноқұрылымды алюминий қабатты тозаңды бөлшектердің электрондық-сканерлік микроскопта алынған фотолары және олардың беткі қабатының химиялық құрамын көрсететін спектрлер 6- суретте көрсетілген.



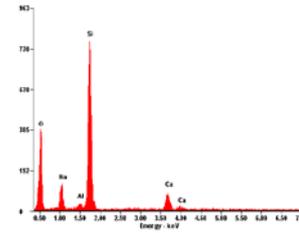
а) $p=0,09$ Торр; $W=2$ Вт



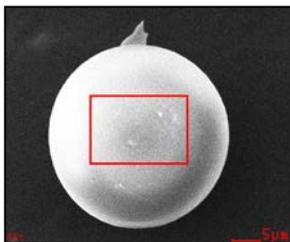
ә) композитті тозаңды бөлшек бетіндегі алюминий атомдарының пайыздық үлесі 1,98%



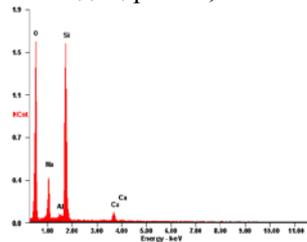
б) $p=0,15$ торр; $w=2$ вт



в) композитті тозаңды бөлшек бетіндегі алюминий атомдарының пайыздық үлесі 1,17%



г) $p=0,2$ Торр; $W=2$ Вт



ғ) Композитті тозаңды бөлшек бетіндегі алюминий атомдарының пайыздық үлесі 0,76%

6 сурет. Композитті тозаңды бөлшектердің беткі қабатының химиялық құрамын көрсететін спектрлер

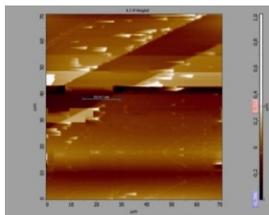
Эксперимент нәтижелерінен тозаңдандырылған микробөлшектің бетінде алюминий қабат бар екенін көрсетеді. Сонымен қатар, вакуумдық камерадағы газдың қысымын жоғарлатқан кезде беттік қабат құрамындағы алюминийдің пайыздық

үлесі төмендейтіні анықталды. Бұны келесідей түсіндіруге болады, қысым шамасы өскен сайын қабатталу механизмі трансформацияға ұшырайды. Қысым жоғарылаған кезде алюминий ағындағы атомдарының термализация ұзындығы реактордың геометриялық өлшемінен бірмаша кіші болып келеді. Тозаңдатылатын нысанадан тозаңды бұлтқа дейінгі қозғалыс кезінде тозаңдатылатын материал атомдарының ағыны плазма түзгіш газ атомдарымен соқтығысуынан термализацияланып жылдамдықтарын жоғалтады, нәтижесінде наноқұрылымды қабаттың қалыңдығы төмендейді. Сонымен қатар бетпен адгезиясы нашарлайды.

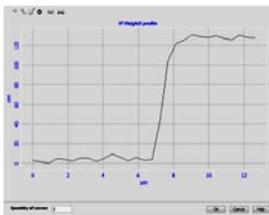
Комплексті плазмада магнетрондық тозаңдандыру көмегімен композитті наноқұрылымды мыс қабатты беттер алу.

Беттерде наноқұрылымды мыс қабықшалар алу магнетрондық тозаңдандыру әдісі көмегімен жасалынды. Жұмыс келесі ретпен орындалды. Алдынала арнайы тазалаудан өткізілген кремний төсеніші жоғары жиілікті разряд плазмасына, төменгі электродқа жақын орналастырылды. Бұл жағдайда төсеніш плазмалық ортада ілініп тұрғанмен пара-пар және Дебай радиусына сәйкес экрандалу керек, әдетте теріс потенциалды. Сонымен қатар массивті денемен жанасуы нашар болғандықтан төсенішпен қоршаған орта аралығында жылу алмасу төмен болады. Демек, магнетроннан төсенішке бағытталған мыс атомдарының және плазмалық ортада бірігуден пайда болған нанобөлшектер ағыны төсеніш бетіне жақындаған кезде жылулық және өрістік әсерге ұшырайды. Дәлірек айтсақ өріспен сепарацияланып [17], жылулық әсермен тежеледі. Осылайша, эксперименттер үш параметрде қайталанып жасалды. Өзгертін шама тозаңдандыру уақыты, 10, 20 және 35 минут. Экспериментте алынған нәтижелер 7 – суретте көрсетілген.

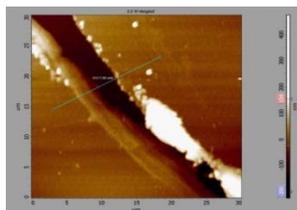
Тозаңдату уақыты 10 минут болғанда 130 нм, 20 минутта 150 нм және 35 минутта 185 нм қалыңдықты қабықша алынды. Осыларға сәйкес қабықшаның қалыңдау жылдамдығы 13 нм/мин, 7,5 нм/мин және 5,3 нм/мин.



а) Нанокұрылымды мыс қабатты бет. $U=355$ В, $I=0.58$ А, $p=0.11$ Торр, $t=10$ мин



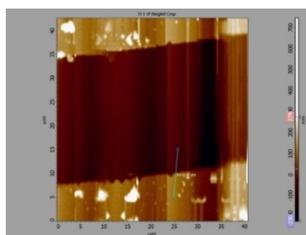
ә) Беттегі нанокұрылымды мыс қабаттың қалыңдығы бойынша профилі, 130 нм



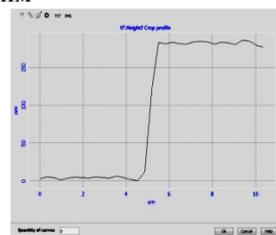
б) Нанокұрылымды мыс қабатты бет. $U=355$ В, $I=0.58$ А, $p=0.11$ Торр, $t=20$ мин



в) Беттегі нанокұрылымды мыс қабаттың қалыңдығы бойынша профилі, 150 нм



г) Нанокұрылымды мыс қабатты бет. $U=355$ В, $I=0.58$ А, $p=0.11$ Торр, $t=35$ мин



ғ) Беттегі нанокұрылымды мыс қабаттың қалыңдығы бойынша профилі, 185 нм

7 сурет. Нанокұрылымды мыс қабатты бет, беттегі нанокұрылымды мыс қабаттың қалыңдығы бойынша профилі

Алынған нәтижелерге негізделгенде түзілетін мыс наноқабықшалардың құрылымы конденсациялану үрдісі мен разряд параметрлеріне тәуелді. Яғни, тозаңдату уақыты өскен сайын төсеніштің температурасы адсорбирленген атомдар әсерінен жоғарлайды да тозаңданатын мыс атомдары жылулық әсерге ұшырап төсеніш бетінен ауытқыйды, сол себепті наноқабықшалардың уақытқа тәуелді қалыңдауы баяулайды. Сонымен қатар, эксперименттерде алынған нанокұрылымды беттердің біркелкі екенін көруге болады. Бұл магнетроннан төсенішке бағытталып, плазмада нано кластерлерге

айналған ағынның төсеніш бетіндегі өріспен сепарациялануына байланысты болу керек.

Қорытынды

Метан және аргон газдары қоспасының жоғары жиілікті разряд плазмасында магнетрондық тозаңдандыру әдісімен мыс және көміртегіден тұратын, орташа диаметрі 80 нм сфералық композитті нанобөлшектер өсірілді.

Тозаңды плазманы магнетронмен тозаңдандыру арқылы алюминиймен қапталған композитті нанокұрылымды бетті тозаңды бөлшектер алынды. Эксперименттік нәтижелерге сараптамалар жасау негізінде вакуумдық камерадағы газдың қысымын жоғарлатқан кезде беттік қабат құрамындағы алюминийдің пайыздық үлесі төмендейтіндігі, демек қабат қалыңдығын эксперимент параметрлеріне тәуелді басқаруға болатындығы анықталды.

Жоғары жиілікті сиымдылықты плазмалық ортада магнетрондық тозаңдандыру әдісімен композитті нанокұрылымды мыс қабатты беттер алынды. Алынған нәтижелерге негізделгенде түзілетін мыс наноқабықшалардың құрылымы және қалыңдығы конденсациялану үрдісі мен разряд параметрлеріне тәуелді екені анықталды.

Бұл ғылыми зерттеу жұмысы ҚР БҒМ қолдауындағы IRN AP05134391 гранты көмегімен жүзеге асырылды.

Әдебиеттер тізімі:

1. В.Н. Цытович. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. Том 176, №1, 57-99 (1997)
2. М.К. Досболаев. Экспериментальное исследование свойств пылевой плазмы – как открытой системы // ПЭОС. Выпуск 9, Том 2, стр. 60-63 (2007)
3. Rahul Sahay, Venugopal Jayarama Reddy and Seeram Ramakrishna. Synthesis and applications of multifunctional composite nanomaterials // International Journal of Mechanical and Materials Engineering 9:25 (2014)
4. Leticia García-Cruz, Conchi O. Ania, Ana Paula Carvalho, Teresa J. Badosz, Vicente Montiel and Jesús Iñiesta. The Role of Carbon on Copper–Carbon Composites for the

Electrooxidation of Alcohols in an Alkaline Medium // Journal of Carbon Research. 3, 36, pp. 1-16 (2017)

5. R. Ghosh Chaudhuri and S. Paria. Core/Shell Nanoparticles: Classes, Properties, Synthesis Mechanisms, Characterization, and Applications // Chem. Rev. 112, pp. 2373-2433 (2012)

6. Marco Biondi, Assunta Borzacchiello, Laura Mayol and Luigi Ambrosio. Nanoparticle-Integrated Hydrogels as Multifunctional Composite Materials for Biomedical Applications // Gels, 1, pp. 162-178 (2015)

7. Bao Phuong Huu Do, Ba Dung Nguyen, Hoang Duy Nguyen and Phuong Tung Nguyen. Synthesis of magnetic composite nanoparticles enveloped in copolymers specified for scale inhibition application // Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol. 4, 045016 (7pp)(2013)

8. C. Burda, X. Chen, R. Narayanan and M. A. El-Sayed, Chem. Rev. 105, 1025(2005)

9. Y.-C. Liu, H.-T. Lee and H.-H. Peng, Chem. Phys. Lett. 400, 436(2004)

10. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov and M.K. Dosbolayev. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency // PHYSICS OF PLASMAS. 15, 053704 (5pp)(2008)

11. L. Boufendi, M. Ch. Jouanny, E. Kovacevic, J. Berndt, and M. Mikikian. Dusty

plasma for nanotechnology // Journal of Physics D: Applied Physics 44, 17, 174035(2011)

12. M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov, T.T. Daniyarov, M. Silamiya, M.T. Gabdullin. Coating of thin nanofilms on microparticles in dusty plasma. Book of abstracts ICPDP-6, P. 124(2011)

13. H. Kersten, G. Thieme et. all, Pure Appl. Chem., No. 2, pp. 415-428 (2005)

14. P.V. Kashtanov, B.M. Smirnov et. all. Uspekhi Phys. Nauk, №5, pp. 473-510 (2007)

15. Ю. А. Манкелевич, М. А. Олеванов, А. Ф. Паль, Т. В. Рахимова, А.Н. Рябинкин, А. О. Серов, А. В. Филиппов. Коагуляция пылевых частиц в аргоновой плазме ВЧ-разряда // Физика плазмы, том 35, № 3, с. 219–228 (2009)

16. M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov, T.T. Daniyarov et. all. 3rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Odessa, Ukraine (2010)

17. D.G. Batryshev, T. S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev and M. T. Gabdullin. A Method of Separation of Polydisperse Particles in the Plasma of Radio-Frequency Discharge // Contrib. Plasma Phys. 55, No. 5, pp. 407-412 (2015)

20.09.2018 басылымға қабылданды

М. Сламия, Е. Сәйдібек, О.А. Ертаев, Қамбаров Ә., М.Қ. Досболаев

АТҰНЗ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан

s.mauletbek@gmail.com

КОМПЛЕКСТІ ПЛАЗМАДА МАГНЕТРОНДЫҚ ТОЗАҢДАНДЫРУ КӨМЕГІМЕН НАНОҚҰРЫЛЫМДЫ КОМПОЗИТТІ БӨЛШЕКТЕР МЕН ҚАБЫҚШАЛАР АЛУ

Аннотация. Қарастырылып отырған жұмыста тұрақты тоқтағы магнетрондық тозаңдандыру әдісі көмегімен газдық разрядтың комплексті плазмасында (тозаңды плазма) нанокұрылымды қабатты композитті тозаңды бөлшектер, нанобөлшектер және нано қабықшалы бетер алудың түрлі режимдері зерттеліп, эксперименттердің тиімді параметрлері анықталды. Комплексті плазма алу үшін жоғары жиілікті сиымдылықты газдық разряд қолданылды. Комплексті плазма – ашық жүйе. Плазмадағы тозаңды құрылым (кристалл) шынының полидисперсті сфералық макробөлшектерін арнайы механизм көмегімен сырттан енгізу арқылы пайда болды. Макробөлшектер бетіндегі нанокұрылымды алюминий қабат магнетрондық тозаңдандыру көмегімен алынды. Көміртегі нанобөлшектер газдық разряд көлемінде плазма химиялық процестердің жүруінен пайда болады, ол үшін аргон және метан (10 %) газдарының қоспасы қолданылды. Көміртегі нанобөлшектерінің пайда болу (өсу) процесі бірнеше этаптардан тұрады, оның бірі өлшемдері 2-3 нм болатын көміртегі нанокластерлерінің монокристалының түзілуі. Бұл процестің жүруінің уақыт диапазоны эксперименттік жолмен анықталды. Осы процесс жүру кезінде көміртегі нанокластерлеріне

магнетрондық тозандандыру көмегімен мыс микробөлшектерінің ағыны бағытталады. Нәтижесінде мыс және көміртегіден тұратын композитті нанобөлшектер алынды. Осылайша, бірнеше рет қайталанып жасалған эксперименттер нәтижесінде композитті тозаңды бөлшектердің, нанобөлшектердің және нанокұрылымды қабықшалы беттердің лабораториялық үлгілері алынды және олардың химиялық құрамы, геометриялық өлшемдері электрондық микроскоп көмегімен анықталды.

Түйін сөздер: жоғары жиілікті сиымдылықты газдық разряд, комплексті плазма, плазмалы-тозаңды құрылым, магнетрондық тозандандыру.

М. Сламия, Е. Сәйдібек, О.А. Ертаев, Ә. Қамбаров, М.Қ. Досболаев
ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
s.mauletbek@gmail.com

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КОМПОЗИТНЫХ ЧАСТИЦ И ПЛЕНОК В КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Аннотация: В данной работе показаны результаты экспериментальных исследований различных режимов получения композитных пылевых частиц с наноструктурированными поверхностными слоями, наночастицы и нанопленок в комплексной (пылевой) плазме газового разряда с помощью метода магнетронного распыления в постоянном токе, а также были определены эффективные параметры эксперимента. Для получения комплексной плазмы был применен высокочастотный емкостной газовый разряд. Такая комплексная плазма является открытой системой [1,2]. Пылевая структура (кристалл) в плазме образовалось внедрением извне полидисперсных сферических макрочастиц стекла, используя специально разработанный механизм. Алюминиевый нанослой на поверхностях макрочастиц был осажден с помощью магнетронного распыления. Наночастицы углерода в объеме газового разряда синтезируются в результате плазмохимического процесса, для протекания этого процесса использовался смесь газов аргона и метана (10 %). Образование углеродных наночастиц (их рост) состоит из нескольких этапов, один из них образование монокристалла из нанокластеров углерода с размерами 2-3 нм. Диапазон времени, затраченный на данный процесс, определялся экспериментально. Во время образования монокристалла углерода к ним направляется поток распыленных микрочастиц меди с помощью магнетрона. В результате чего получаем композитные наночастицы состоящие из углерода и меди. Таким образом, были получены лабораторные образцы композитных пылевых частиц, наночастиц и пленок с наноструктурированными слоями. Проведены химический анализ состава образцов и определены их геометрические формы и размеры с помощью электронного микроскопа.

Ключевые слова: высокочастотный емкостной газовый разряд, комплексная (пылевая) плазма, плазменно-пылевая структура, магнетронное распыление.

M. Slamia, Ye. Saidibek, O.A. Yertayev, A. Kambarov, M.K. Dosbolayev
NNLOT, Al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan
s.mauletbek@gmail.com

OBTAINING OF NANOSTRUCTURED COMPOSITE PARTICLES AND FILMS IN A COMPLEX PLASMA BY MAGNETRON SPUTTERING

Abstract. This paper shows the results of experimental studies of various modes of obtaining composite dust particles with nanostructured surface layers, nanoparticles and films with nanolayers in a complex (dusty) gas discharge plasma using the direct current magnetron sputtering method. Also the effective parameters of the experiment were determined. To obtain a complex plasma, a high-frequency capacitive gas discharge was applied. Such a complex plasma is an open system.

The dust structure (crystal) in the plasma was formed by the injection of polydisperse spherical particles of glass by the specially developed mechanism. An aluminum nanolayer on the surface of the particulates was precipitated using magnetron sputtering. Carbon nanoparticles in the gas discharge volume are synthesized as a result of a plasma-chemical process by using the mixture of argon and methane gases (10%). The formation of carbon nanoparticles (their growth) consists of several stages, one of them is the formation of a single crystals from carbon nanoclusters with dimensions of 2-3 nm. The range of time spent on this process was determined experimentally. During the formation of a carbon monocrystal, a stream of sputtered copper microparticles is directed to them using a magnetron. As a result, we obtain composite nanoparticles consisting of carbon and copper. Thus, laboratory prototype of composite dust particles, nanoparticles, and films with nanostructured layers were obtained. A chemical analysis of the composition of the samples was carried out and their geometrical shape and dimensions were determined using an electron microscope.

Keywords: high-frequency capacitive gas discharge, complex (dusty) plasma, plasma-dust structure, magnetron sputtering.

В.М. Сомсиков

Институт ионосферы, Алматы, 050020, Казахстан,

Email: ymsoms@rambler.ru

О ПОСТРОЕНИИ ФИЗИКИ ЭВОЛЮЦИИ

Аннотация. Рассматриваются вопросы, как и какие возможности, открывает детерминированный механизм необратимости (ДМН) для построения физики эволюции. С этой целью излагается природа ДМН. Показывается, как можно изучать неравновесные системы на основе механики структурированных частиц (СЧ). Рассматривается роль Д-энтропии, определяющей эффективность преобразования энергии движения системы в ее внутреннюю энергию, для механики неравновесных систем. Представляются основы формализма физики эволюции, полученные в результате использования уравнения движения СЧ вместо уравнения движения Ньютона, и рассматривается его отличие от формализма классической механики. Показывается и обосновывается, почему базовым элементом материи следует брать *открытую неравновесную динамическую систему (ОНДС)*. Исследуется вопрос об иерархичности ОНДС. Рассматриваются принципы возникновения, существования и развития ОНДС. Показывается, как внешние ограничения определяют эволюцию ОНДС. Исследуются вопросы об условиях стационарности ОНДС. Представляются уравнения, определяющие развитие ОНДС при условии их стационарности. Рассматриваются некоторые закономерности, определяющие поведение ОНДС и анализируется их зависимость от сложности ОНДС. Рассмотрены пути построения физики эволюции.

Ключевые слова: эволюция, динамика, системы, механика, энтропия, необратимость, формализмы классической механики.

Введение

Основная задача физики - построение картины мира, главной чертой которой является эволюция. Но современная фундаментальная физика, описывающая эту картину, имеет существенный недостаток. Она, отвечая на вопрос, как устроен мир, не может учесть процессы эволюции. То есть, в рамках фундаментальных законов физики невозможно описать возникновение, развитие и распад систем, объяснить диссипативные процессы, фазовые переходы, невозможно понять сущность жизни и т.п. Это, главным образом, связано с обратимостью ее законов [1,2]. Впервые всю глубину проблемы необратимости в фундаментальной физике осознал Больцман. В результате усилий Больцмана и его последователей в прошлом веке удалось предложить статистическое объяснение ее механизма [3-7]. Объяснение опирается на гипотезу о существовании внешних хаотических флуктуаций, воздействующих на систему. Необходимость гипотезы объясняется тем, что экспоненциально неустойчивые по Ляпунову гамильтоновы системы, хотя и через сколь угодно большое,

но конечное время, возвращаются в любую сколь угодно малую наперед заданную окрестность исходной точки фазового пространства. Но при наличии сколь угодно малых флуктуаций внешних условий такое возвращение становится невозможным. А поскольку в природе все системы в той или иной степени открыты и находятся под влиянием внешних случайных воздействий, то это эквивалентно необратимости. Однако, использование вероятностной гипотезы в основе доказательства необратимости выводит его за рамки фундаментальной физики. Поэтому, хотя механизм необратимости был найден, поставленный Больцманом вопрос о возможности создания физической теории эволюции в рамках законов фундаментальной физики остался нерешенным. То есть, поиск детерминированного механизма необратимости (ДМН) - актуальная проблема современности. [6,7]. Действительно, в рамках найденного статистического механизма необратимости оставалось не ясно, можно ли, и если можно, то, как строить физическую теорию эволюции, то есть такую теорию, которая описывает возникновение,

развитие и распад систем в рамках фундаментальных законов физики [8]. Ведь если необратимость имеет случайную природу, то невозможно объяснить, как из хаоса возникает порядок. Но, пожалуй, самое главное, остался открытым вопрос: можно ли в рамках законов фундаментальной физики строить эволюционную картину мира.

Относительно недавно ДМН был предложен [8-11]. Он найден на основе уравнения движения структурированной частицы (СЧ). Согласно ДМН необратимость обусловлена тем, что для движущихся систем в неоднородном поле внешних сил часть их работы тратится на увеличение внутренней энергии. То есть, симметрия времени, основным условием сохранения которой является сохранение энергии движения тела, нарушается.

Существование ДМН свидетельствует о возможности описания диссипативных процессов в рамках фундаментальных законов физики. А поскольку диссипация является необходимым фактором для возникновения аттракторов [19], ДМН открывает путь к построению физики эволюции, для которой характерны необратимые процессы.

Задача этой статьи рассмотреть, как ДМН создает возможность построения физики эволюции. Для этого кратко изложена природа ДМН, и как он расширяет классическую механику. Показано, почему в качестве базового элемента материи следует брать открытую неравновесную динамическую систему (ОНДС). Исследован вопрос о ее структуре. Рассмотрены принципы возникновения, существования и развития ОНДС. Изучено, как внешние ограничения определяют эволюцию ОНДС, как можно установить закономерности поведения ОНДС. Определены условия, при которых ОНДС могут находиться в стационарных состояниях. Предложены пути построения физики эволюции.

Природа ДМН

Поясним ключевые идеи и понятия, которые использовались при обосновании ДМН с помощью простейшего примера, демонстрирующего необратимость динамики тел, связанной с диссипацией его энергии движения. (см. рис. 10). На нем изображен кирпич, скатывающийся по наклонной шероховатой поверхности под действием силы тяжести.

В начальный момент энергия движения кирпича равна его потенциальной энергии в поле тяжести. В процессе скатывания по шероховатой поверхности часть этой энергии тратится на преодоление силы трения, которая идет на его нагрев кирпича. То есть, происходит диссипация энергии движения в тепловую энергию кирпича, эквивалентную внутренней энергии. В классической механике силу трения задают эмпирическим образом. Покажем, как в рамках законов классической механики можно получить ее аналитическое выражение, позволяющее описать необратимый процесс диссипации энергии движения тела в его внутреннюю энергию.

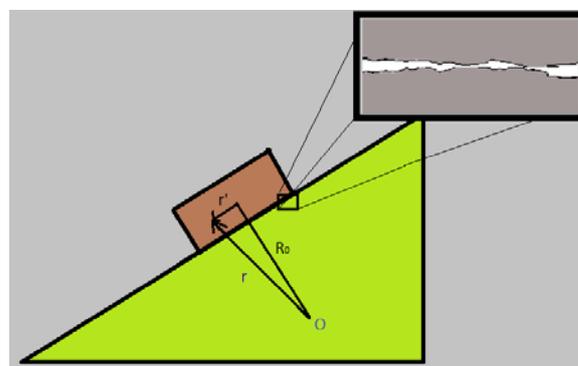


Рисунок 1 – Диссипативная динамика тела.

Представим кирпич равновесной системой потенциально взаимодействующих МТ (см. рисунок 1). Вектор r определяет положение одной из МТ в лабораторной системе координат с началом в точке O . Этот вектор можно записать в виде суммы векторов: $r = R_0 + r'$, где вектор R_0 направлен в ЦМ системы, а вектор r' определяет положение МТ относительно ЦМ тела. Аналогичным образом задается вектор скорости МТ: $v = V_0 + v'$. Назовем систему координат такого представления дуальной системой координат (ДСК). Покажем, что в ДСК энергия тела распадается на энергию движения и внутреннюю энергию.

Пусть система состоит из N потенциально взаимодействующих МТ единичной массы. Из условия потенциальности сил следует их аддитивность, поэтому силы, действующие на каждую МТ, равны сумме сил

со стороны всех других МТ и внешних сил. Силы между МТ определяются расстоянием между ними. Кинетическая энергия системы, T_N , равна сумме кинетических энергий МТ. То есть, $T_N = \sum_{i=1}^N m v_i^2 / 2$, где v_i - скорость i -й МТ в лабораторной системе координат. Потенциальная энергия системы МТ в поле внешних сил - U_N^{env} равна сумме потенциальных энергий МТ. Потенциальная составляющая внутренней энергии складывается из энергий парных взаимодействий МТ между собой - $U_N^{ins}(r_{ij}) = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N U_{ij}(r_{ij})$, где i, j - номера МТ, $i, j = 1, 2, 3 \dots N$; $r_{ij} = r_i - r_j$ расстояние между i и j элементами. Энергия в лабораторной системе координат имеет вид:

$$E_N = T_N + U_N^{ins} + U_N^{env} = const \quad (1)$$

Перепишем энергию (1) в ДСК. То есть, перейдем в ДСК, где $r = R_0 + r'$, $v = V_0 + v'$ (см. рис.1, где индексы i опущены). Оказывается, что в ДСК квадратичную функцию кинетической энергии можно записать через квадратичную функцию, в которой аргументами являются относительные скорости МТ и скорость ЦМ системы [26]. Это следует из равенства:

$$N \sum_{i=1}^N v_i^2 = (\sum_{i=1}^N v_i)^2 + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2.$$

Выполним здесь замену: $V_0 \equiv V_N = (\sum_{i=1}^N v_i) / N$ - скорость ЦМ; $v_i - v_j = v_{ij} = \dot{r}_{ij}$. В результате получим: $T_N = [M_N V_N^2 + m / N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2] / 2$ (а). Теперь выполним

в (1) замену: $v_i = V_N + \tilde{v}_i$, где \tilde{v}_i - скорости движения частиц относительно ЦМ. Так как при условии $m = 1$ имеем $\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = 0$, то получим: $T_N = M_N V_N^2 / 2 + \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2$ (б). Из (а) и (б) видно, что сумма энергий относительных движений МТ и энергия, определяемая суммой кинетических энергий движения МТ относительно ЦМ, совпадают. Кинетическая энергия системы, представленная в ДСК, распалась на сумму кинетических энергий МТ относительно ЦМ и кинетическую энергию движения ЦМ системы.

Потенциальная составляющая энергии движения системы определяется суммарной потенциальной энергией всех МТ в поле

внешних сил и соответствует потенциальной энергии МТ в точке ЦМ, равной массе системы. Потенциальная составляющая внутренней энергии связана с энергией взаимодействия МТ.

Переменные, определяющие внутреннюю энергию, назовем микропеременными, а переменные, определяющие энергию движения системы, назовем макропеременными. Согласно (а, б) микро- и макропеременные независимы и принадлежат к двум различным группам симметрии. Это свидетельствует о наличии двух инвариантов, соответствующих двум группам симметрии, определяющим движение тел. С одним типом симметрии связана энергия движения тела, а со вторым - внутренняя энергия. Это означает, что движение структурированного тела определяется симметрией тела и симметрией пространства, в котором оно движется. Данное утверждение называется принципом дуализма симметрии (ПДС) [8-10].

В микро- и макропеременных переменных энергия системы имеет вид:

$$E_N = E_N^{tr} + E_N^{ins}, \quad (2)$$

где $E_N^{ins} = T_N^{ins} + U_N^{ins}$ - внутренняя энергия, зависящая от микропеременных; $T_N^{ins} = \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2$ - кинетическая составляющая внутренней энергии тела МТ, $E_N^{tr} = T_N^{tr} + U_N^{tr}$ - энергия движения, T_N^{tr} - кинетическая энергия движения системы, зависящая от макропеременных.

В соответствии с (2), закон сохранения энергии системы следующий: *сумма энергии движения и внутренней энергии системы сохраняется вдоль ее траектории*. Таким образом, в ДСК возникает разделение энергии системы на сумму ее энергии движения и внутренней энергии. Покажем, как в ДСК можно изучать диссипативные процессы, связанные с преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию.

Продифференцировав энергию системы (2) по времени, получим [30]:

$$V_N M_N \dot{V}_N + \dot{E}_N^{ins} = -V_N F^{env} - \Phi^{env}, \quad (3)$$

$$\text{где } F^{env} = \sum_{i=1}^N F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i),$$

$$\dot{E}_N^{ins} = T_N^{ins}(\tilde{v}_i) + U_N^{ins}(\tilde{r}_i) = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i (m \dot{\tilde{v}}_i + F(\tilde{r}_i)_i),$$

$$M_N = mN, F_i^{env} = \partial U^{env} / \partial \tilde{r}_i,$$

$$\Phi^{env} = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i).$$

Уравнение (3) определяет изменение энергии движения и внутренней энергии системы во внешнем поле сил. Правая часть определяет работу внешних сил.

Помножив уравнение (3) на V_N , разделив его на V_N^2 , оставив в левой части инерциальную силу, получим уравнение движения системы:

$$M_N \dot{V}_N = -F^{env} - \alpha_N V_N, \quad (4)$$

Таким образом, мы получили уравнение движения системы с учетом диссипативных процессов. В общем случае уравнение (2) описывает движение системы МТ в неоднородном поле внешних сил. Согласно этому уравнению, нарушение симметрии времени связано с нарушением закона сохранения энергии движения системы, обусловленное трансформацией энергии движения тела во внутреннюю энергию.

Рассмотрим, как и от чего зависит трансформация энергии движения системы во внутреннюю энергию. Пусть выполняется неравенство $R \gg \tilde{r}_i$. Тогда силу F^{env} можно разложить по малому параметру \tilde{r}_i / R . Сохраняя в разложении члены нулевого и первого порядков малости, запишем:

$$F_i^{env} \approx F_i^{env} \Big|_R + (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R. \quad \text{Так как}$$

$$\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i = 0 \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^N F_{i0}^{env} = N F_{i0}^{env} = F_0^{env}, \quad \text{то}$$

из уравнения (3) будем иметь:

$$V_N (M_N \dot{V}_N) + \dot{E}_N^{ins} \approx$$

$$-V_N F_0^{env} - \sum_{i=1}^N (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R \tilde{v}_i. \quad (5)$$

Второй член в правой части (5) зависит как от микро, так и от макропеременных, принадлежащим разным группам симметрии. Поэтому этот нелинейный член *бисимметричный*. Он отличен от нуля только при наличии градиента сил, когда микро – и макропеременные зацепляются. В результате возникает преобразование энергии движения во внутреннюю энергию. Если градиенты внешних сил малы, то возникающим при этом нарушением равновесия СЧ можно пренебречь. Так как внутренняя энергия равновесной системы не может преобразовываться в энергию

движения, то это приводит к необратимости динамики СЧ.

Нелинейности, отвечающие за нарушение симметрии времени в результате преобразования энергии движения систем в любые другие типы ее энергии, названы *эволюционными* [8].

Изучение НС на основе механики СЧ

В природе все тела в той или иной степени являются НС. Описанием релаксационных процессов установления равновесия в НС занимается кинетика [4]. Это описание опирается на вероятностные подходы, развитые в стат. физике [3,4]. В них используется метод статистических ансамблей. В его основе лежит представление системы совокупностью равновесных подсистем. Изучение НС с помощью уравнения движения СЧ также выполняется на основе метода статистических ансамблей. Но в отличие от кинетических методов, механика СЧ позволяет описывать процессы эволюции НС далеких от равновесия в рамках законов классической механики с учетом взаимодействия подсистем и при наличии внешних воздействий.

Учет движения СЧ в НС потребовал модификации используемого для их описания фазового пространства. Модификация заключается в том, что, что НС представляется совокупностью движущихся относительно друг друга СЧ. В этом случае состояние НС можно задать точкой в фазовом пространстве $6K-1$ измерений, где K – количество СЧ в НС. Положение каждой СЧ задается тремя координатами и тремя компонентами импульсов. Такое пространство было названо *S-пространством*. Точки *S-пространства* характеризуют эволюцию НС [8]. При движении СЧ ее внутренняя энергия изменяется из-за взаимодействия с другими СЧ. Каждой точке *S-пространства* соответствуют состояния с разными значениями внутренней энергии СЧ. Эта неоднозначность устраняется, если *S-пространство* дополнить пространством микропеременных, определяющих движение МТ внутри СЧ. Такое дуальное пространство названо *SD-пространством* [8]. Наиболее просто *SD-пространство* выглядит для случая, когда СЧ можно считать равновесными в течение все-

го времени. Тогда дополнительное пространство сводится к K - мерной плоскости. В этом случае состояния СЧ определяются их внутренней энергией [8]. Равновесие соответствует тому, что вектор состояний НС лежит в D -пространстве. НС является третьей ступенью иерархической лестницы материи: $MT \Rightarrow СЧ \Rightarrow НС$. В природе в общем случае внутренняя структура тел самоподобна телу. То есть, она сама должна быть неравновесной. Поэтому цепочку следует продлить еще на один шаг: $MT \Rightarrow СЧ \Rightarrow НС \Rightarrow ОНДС$ (а)

Возьмем в качестве НС систему из K СЧ, в каждой из которых содержится N одинаковых МТ. Масса такой НС равна $M_{NS} = NKm$. Уравнение энергии НС имеет вид [8]:

$$E_{NS} = \{M_{NS} V_{NS}^2 / 2 + U_{NS}^0\} + \left\{ \sum_{p=1}^K M_{SP} V_{SPp}^2 / 2 + \sum_{q=1}^{K-1} \sum_{p=q+1}^K U_{p,q} \right\} + \sum_{p=1}^K \left\{ \sum_{l=1}^N m v_{pl}^2 / 2 + U_p \right\} \quad (6)$$

$M_{SP} = mN$ - масса каждой СЧ;

$U_p = \sum_{i_p=1}^{N-1} \sum_{j_p=i_p+1}^N U_{i_p, j_p}(r_{i_p, j_p})$ - внутренняя для p -й СЧ потенциальная энергия, обусловленная взаимодействиями всех ее МТ; r_{i_p, j_p} - расстояние между i_p -й и j_p -й МТ из p -й СЧ;

V_{SPp} - скорость p -й СЧ;

$U_{p,q} = \sum_{l_{qj}=1}^{N-1} \sum_{l_{pi}=1+l_{qj}}^N U_{p_i, q_j}(r_{p_i, q_j})$ - потенциальная энергия взаимодействий МТ из разных p -й и q -й СЧ; r_{p_i, q_j} - расстояние между p_i -й и q_j -й МТ из p -й и q -й СЧ. То есть, третий член в (6) определяет потенциальную энергию взаимодействий всех СЧ из НС.

Первый член в (6) - энергия движения НС. Он состоит из кинетической энергии движения НС и ее потенциальной энергии в поле внешних сил. Второй член - сумма энергий относительных движений всех СЧ и их энергий взаимодействий. Третий член определяет кинетическую и потенциальную энергию МТ внутри всех СЧ. Четвертый член U_{NS}^0 - потенциальную энергию НС в поле внешних сил.

В общем случае работа внешних сил тратится на движение НС в пространстве и на изменение внутренней энергии, которая складывается из кинетических энергий дви-

жения СЧ относительно ЦМ НС, их потенциальных взаимодействий, а также из их внутренних энергий. Внутренняя энергия СЧ складывается из кинетических энергий движения МТ относительно ЦМ и из потенциальных энергий их взаимодействий.

Иерархия независимых переменных, определяющих динамику НС, соответствует ПДС на каждом иерархическом уровне. Если замкнуть НС, то она перейдет в равновесное состояние, поскольку энергия относительных движений СЧ со временем перейдет в их внутреннюю энергию. Отсюда возможность существования стационарных НС обусловлена внешними потоками энергии, компенсирующими диссипацию энергий относительных движений СЧ. Диссипативные процессы в НС определяются с помощью анализа эволюционной нелинейности, ответственной за нарушение временной симметрии [17]. В статистической физике стремление НС к равновесию доказывается путем вариации энтропии НС при условии существования ее максимума в равновесном состоянии, и того, что максимальной энтропии соответствуют состояния, в которых система находится максимальное время. Равновесное состояние соответствует нулевым значениям энергии движения СЧ [4]. Это следует из того, что энергия относительных движений СЧ в равновесии удовлетворяет условию: $T_K^{tr} \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, где k - номер СЧ. Согласно принципу наименьшего действия, равновесие является устойчивым состоянием [8].

Д-энтропия

То, что ПДС характерен, как для механики СЧ, так и для термодинамики, позволило ввести в механике СЧ **механический принцип энергии**. Он записывается так [21]: $dU^{sp} = \delta E^{int} + \delta E^{tr}$. В механике СЧ, работа внешних сил по ее перемещению рассматривается полностью. Но при этом работа по изменению внутренней энергии, в отличие от термодинамики, не делится на работу по изменению ее объема и тепла, как это делается в термодинамике. При анализе эволюции НС в таком разделении нет необходимости. В отличие от термодинамики, в механике СЧ учитывается градиент внешнего поля сил, благодаря которому возникает транс-

формация энергии движения СЧ в ее внутреннюю энергию. В термодинамике же энергия движения системы и изменяющие ее силы рассматриваются [3]. Следовательно, **механический принцип энергии** представляет собой полную работу внешних сил по перемещению системы и изменению ее внутренней энергии, а **термодинамический принцип** включает в себя только работу по изменению ее внутренней энергии, которая разбивается на работу по изменению объема системы и ее тепла. Хотя термодинамический принцип энергии отличается от механического принципа, они по физической сути совпадают. Действительно, работа по изменению объема тела соответствует работе по перемещению СЧ, совокупностью которых можно задать тело. А тепловая энергия эквивалентна сумме внутренних энергий СЧ. То есть, отличия механики СЧ от термодинамики не носят качественного характера, как в случае отличия механики Ньютона для бесструктурных тел от механики СЧ, учитывающую структуру тел.

Подобие термодинамического и механического принципов энергии, обусловленное учетом в механике СЧ изменения внутренней энергии, позволило ввести в механику СЧ **детерминированное** понятие энтропии, определив ее, как $\Delta E^{\text{int}} / E^{\text{int}}$. Она была названа **Д-энтропией** - S^d [18]. Для Д-энтропии больших систем справедлив второй закон термодинамики: $dS^d / dt \geq 0$. Для замкнутой НС, объем которой не меняется, изменение **Д-энтропии** определяется количеством энергии относительных движений СЧ, перешедшим в их внутреннюю энергию. Физический смысл Д-энтропии заключается в том, что энергия упорядоченного движения переходит в энергию хаотического движения совокупности МТ. Для хаотического движения МТ равновесной системы характерно то, что суммарный вектор их импульсов в любой выделенной подсистеме равен нулю. Это может служить определением равновесия системы. Изменение Д-энтропии для НС определяется суммой приращения Д-энтропий каждой СЧ. Это можно записать так [8,18]:

$$\Delta S^d = \sum_{L=1}^R \left\{ N_L \sum_{k=1}^{N_L} \left[\int \sum_s F_{ks}^L v_k dt \right] / E_L \right\} (7)$$

E_L - внутренняя энергия L -СЧ; s - внешние МТ относительно L -СЧ, взаимодействующие с ее k -ми МТ; F_{ks}^L - сила, действующая на k -ю МТ данной СЧ со стороны s -ой МТ другой СЧ; v_k - скорость k -й МТ.

Д-энтропия применима не только для СЧ, но и для систем с малым количеством МТ. Изменение Д-энтропии малой системы может быть отрицательным [13].

Для Д-энтропии не возникает проблем ее расчета для открытых НС, а вероятностные типы энтропии становятся эквивалентны ей в частных случаях консервативных систем [8,13]. Важность Д-энтропии связана еще и с тем, что образование аттракторов возможно только для диссипативных систем [19].

Механика СЧ позволяет обосновать не только законы термодинамики в рамках фундаментальных законов физики, но и законы неравновесной термодинамики, описывающей неравновесные процессы в сплошных средах на основе уравнений баланса массы, энергии, импульса, энтропии [3]. Также из механики СЧ следует бесконечная делимость материи [8]. Это согласуется с математическим описанием процессов возникновения аттракторов, превращения порядка в хаос и хаоса в порядок, что является главными атрибутами физики эволюции [19].

О формализме физики эволюции

*Изучение НС выполняется на основе различных эмпирических модификаций кинетических уравнений [5]. Они построены на основе канонических формализмов классической механики и вероятностных закономерностей. В свою очередь, формализмы построены на основе уравнения движения Ньютона для МТ при условии выполнения гипотезы о голономности связей [14, 15]. Это привело к потере в формализмах ДМН [10]. Необратимость кинетических уравнений вводится искусственно с помощью эмпирических членов, которые приходится каждый раз для конкретной задачи получать из опыта. Но если опираться на **расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона, Лиувилля**, полученные, опираясь на уравнение движения СЧ, то эти члены возникают аналитическим образом. Вывод этих*

обобщенных уравнений осуществляется, как и в классическом случае. Но только вместо уравнения движения Ньютона берется уравнение движения СЧ. Обобщенное уравнение Лагранжа имеет вид [20]:

$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial L_p}{\partial v_i} - \frac{\partial L_p}{\partial r_i} \right) = \sum_{i=1}^N \Phi_i^p = \Phi^p \quad (8)$$

Здесь Φ_i^p - непотенциальная составляющая сил, действующих на i -ю МТ, входящую в p -ю СЧ, $i=1,2,3...N$, Φ^p - результирующие силы, меняющие внутреннюю энергию p - СЧ. Эти силы определяются вторым членом правой части уравнения (4).

Из (8) стандартным образом получаем уравнения Гамильтона [20]:

$$\frac{\partial H_p}{\partial r_i} = -\dot{p}_i + F_i^p, \quad \frac{\partial H_p}{\partial p_i} = v_i, \quad (8a)$$

Здесь H^p - функция Гамильтона для p -й СЧ, \dot{p}_i - импульс i -й МТ. Отсюда выводится расширенное уравнение Лиувилля для СЧ [20]:

$$\begin{aligned} \frac{df_p}{dt} &= \frac{\partial f_p}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \{v_i (\partial f_p / \partial r_i) + \dot{p}_i (\partial f_p / \partial p_i)\} = \\ &= -f_p \sum_{i=1}^N \partial F_i^p / \partial p_i \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь f_p - функция распределения МТ в p -й СЧ, v_i, r_i, p_i - скорость, координаты и импульс i -й МТ, N - число МТ в СЧ. Правая часть уравнения (9) отлична от нуля из-за учета внешних сил, меняющих внутреннюю энергию СЧ.

Формальное решение уравнения (9) имеет вид:

$$f_p = f_0 \exp \left\{ - \int \left(\sum_{i=1}^N \partial F_i^p / \partial p_i \right) dt \right\} \quad (10)$$

Из (10) следует, что со временем функция распределения стремится к равновесной.

Уравнения (8-10) применимы для изучения процессов установления равновесия в НС, так как они описывают переход энергий движения СЧ в их внутреннюю энергию. Видим, что S -пространство сжимаемо. Только в равновесном или стационарном состояниях системы, S -пространство совпадает с обычным фазовым пространством.

Расширенные скобки Пуассона для НС строятся, как и обычные скобки Пуассона, только вместо уравнения движения для

МТ используется уравнение движения СЧ. Определяемые ими инварианты, зависят от микро- и макропеременных [8]. Общим их инвариантом является сумма энергии движения и внутренней энергии.

Покажем, как учет диссипативных сил в движущихся в неоднородных полях системах модифицирует принцип наименьшего действия.

Условие голономности связей эквивалентно потенциальности коллективных сил, определяющих движение системы. Это видно из того, что к уравнению Лагранжа можно прийти как вариационным методом, так и интегрированием уравнения Даламбера по времени при потенциальности внешних сил. Интегрируя уравнение Даламбера с фиксированными начальными и конечными точками траектории системы, получим [14]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta w dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L_0 dt = \delta A = 0, \quad (11)$$

где $A = \int_{t_1}^{t_2} L_0 dt$ - действие, L_0 - канонический лагранжиан для голономных систем.

Выражение (11) - принцип наименьшего действия. Согласно этому принципу, движение системы происходит таким образом, что определенный интеграл с фиксированными начальным и конечным положениями системы имеет стационарное значение по отношению к любым возможным изменениям ее траектории. Отсюда для потенциальных сил имеем: $\delta A = 0$ [14, 15]. Этот случай справедлив для систем, близких к равновесию. В общем случае для СЧ в неоднородном поле сил вместо уравнения (11) имеем [21]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta w dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = \delta A^d \neq 0 \quad (12)$$

Здесь A^d - член, обусловленный нелинейным преобразованием энергии движения системы во внутреннюю энергию. В простейшем случае A^d - билинейная функция и, согласно уравнению (5), имеет место [22]:

$$A^d = \delta \int \sum_{i=1}^R (\Phi_i dr_i) dt \quad (13)$$

Выражение (13) это расширенный или модифицированный принцип наименьшего действия для систем в неоднородном поле внешних сил.

Канонические уравнения формализмов классической механики являются частным случаем соответствующих им

расширенных уравнений, которые составляют основу формализма физики эволюции, приемлемого для описания диссипативных процессов.

ОНДС-базовый элемент в физике эволюции

Процессы образования и эволюции любого природного объекта математически описываются на языке аттракторов в фазовом пространстве [15]. Само возникновение аттракторов возможно только при наличии диссипации. Диссипация неразрывно связана с ДМН. Согласно ДМН, необратимость возможна только для систем. Для бесструктурных тел она невозможна [21]. Следовательно, образование, эволюция тел возможны лишь в том случае, если эти тела, а также их структурные элементы являются взаимодействующими динамическими системами. Отсюда также следует открытость структурного элемента материи, поскольку обмен энергией, импульсами, материей, обуславливающих возникновение и существование структур, возможен только при их взаимодействиях. То, что первичный элемент должен быть *системой*, следует из невозможности возникновения и существования бесструктурных элементов и из бесконечной делимости материи. Если тела обмениваются потоками материи, энергией, импульсом, то они ОНДС, поскольку в равновесных телах отсутствуют потоки энергии и импульса. Таким образом, приходим к выводу, что *описание процессов возникновения, эволюции и распада тел в природе возможно только на основе ОНДС.*

Поскольку ОНДС - базовый элемент материи, то *одной из основных задач физики эволюции является изучение принципов и законов возникновения, развития и разрушения ОНДС на основе фундаментальных законов физики* [8]. Идеи об использовании ОНДС в качестве простейшего базового элемента материи были высказаны в работе [23]. Они опираются на заключение о бесконечной делимости материи и невозможности существования бесструктурных элементов. То есть, если не учитывать структурность базового элемента материи, то невозможно описание процессов возникновения, эволюции систем в природе. Ниже более глубоко обос-

нуем эти идеи.

Из условия бесконечной делимости материи следует, что в качестве минимальной ОНДС можно взять квантовый осциллятор, поскольку он обладает внутренней энергией и энергией движения. Такому ОНДС присущ корпускулярно – волновой дуализм [22]. Этот дуализм для осциллятора можно объяснить тем, что его движение определяется колебанием элементов осциллятора относительно ЦМ и поступательным движением. Причем при прохождении потенциального барьера, каким, например, может являться щель, его траектория будет определяться фазой взаимодействия с барьером [13]. Не исключено, что этим можно объяснить дифракционную картину на экране при прохождении через щель потоков квантовых частиц.

Для тел, состоящих из ОНДС присущи следующие принципы построения законов тел на базе законов их элементов [9, 23]:

1. Законы верхнего иерархического уровня следуют из законов нижнего иерархического уровня;
2. Модель тела, представляющую собой систему структурных элементов должна включать в себя переменные, входящие в верхний и нижний уровни описания (макро-описание и микро-описание);
3. Макропеременные, определяющие поведение верхнего иерархического уровня, должны строиться на основе микропеременных, определяющих поведение элементов. В предельных случаях макро-описание должно сводиться к микро-описанию. Т.е. макро-описание «вложено» в микро-описание;
4. При переходе к верхнему иерархическому уровню, система фундаментальных понятий и определяющих параметров для нижнего иерархического уровня дополняется фундаментальными понятиями и параметрами, отображающими новые свойства верхнего иерархического уровня;
5. Силы следует определять из характера трансформации соответствующих энергий;
6. Эволюция тел на каждом иерархическом уровне определяется на основе ПДС.
7. Для описания процессов возникновения и эволюции тел необходимо учитывать структурность их базовых элементов.

Эти принципы следуют из природы формирования свойств системы на основе свойств их элементов [8]. Они согласуются с принципами причинности, детерминизма и единственности картины мира [24]. Общность предложенных принципов позволяет использовать их и для построения картины мира.

Иерархия ОНДС

Энергия тел состоит из энергии их движения и внутренней энергии. Внутренняя энергия разбивается на сумму энергий относительных движений ее составных элементов и их внутренних энергий. В свою очередь энергия элементов также разбивается на два типа энергии и так далее. То есть, ОНДС существует на каждом иерархическом уровне материи. Энергия внешнего поля для каждой иерархической ступени ОНДС идет как на изменение ее энергии движения, так и на изменение энергии относительных движений ее частей. В соответствии с этой иерархией энергии ОНДС следует определять и иерархию ее Д-энтропии [18]. Работа внешних сил тратится как на перемещение ОНДС, так и на приращение Д-энтропии. Увеличение внутренней энергии складывается из изменения энергий движения составных частей ОНДС относительно ЦМ, и изменения их внутренних энергий. То есть, Д-энтропия, как и энергия, обладает иерархией. Часть внутренней энергии, определяемая Д-энтропией, является энергией относительно движения составных частей ОНДС. Так же, как и часть внутренней энергии ОНДС, определяющая Д-энтропию, является кинетической энергией относительно движения подсистем, из которых состоят части ОНДС и так по цепочки вплоть до минимальной ОНДС. Это можно назвать *принципом относительности энергии и Д-энтропии для ступеней иерархической лестницы материи*. Для ОНДС этот принцип можно записать через приращение его энергии и Д-энтропии за счет работы внешних сил таким образом [26]:

$$\begin{aligned} \Delta E_{ONDS} &= \Delta E_{ONDS}^{mot} + \Delta E_{ONDS}^{int} ; \\ \Delta E_{ONDS}^{int} &= \Delta E_{NS}^{mot} + \Delta E_{NS}^{int} ; \Delta E_{NS}^{int} = \Delta E_{SP}^{mot} + \Delta E_{SP}^{int} ; \\ \Delta E_{SP}^{int} &= \Delta E_{MP}^{mot} \quad (14a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta S_{ONDS}^d &= \Delta E_{ONDS}^{int} / E_{ONDS}^{int} ; \Delta S_{NS}^d = \Delta E_{NS}^{int} / E_{NS}^{int} ; \\ \Delta S_{SP}^d &= \Delta E_{SP}^{int} / E_{SP}^{int} ; \Delta S_{MP}^d = 0 \quad (14b) \end{aligned}$$

Здесь (14a, 14b) цепочки приращений энергий и Д-энтропии иерархии тела, движущегося в неоднородном поле сил. Энергии соответствующих структур состоят из суммы их энергий движения и внутренних энергий, обозначенных верхним индексом «*mot*» и «*int*» соответственно.

Если последовательно выражать в уравнении (14b) все члены через энергию движения соответствующего иерархического уровня, то получим уравнение [26]:

$$\Delta S_{ONDS}^d = (\Delta E_{NS}^{mot} + \Delta E_{SP}^{mot} + \Delta E_{MP}^{mot}) / (E_{NS}^{mot} + E_{SP}^{mot} + E_{MP}^{mot}) \quad (15)$$

Отметим, что если принять бесконечную делимость материи, то получим рекуррентную форму Д-энтропии для R -го иерархического уровня материи:

$$\Delta S_R^d = \sum_{i=1}^R \Delta E_i^{mot} / \sum_{i=1}^R E_i^{mot}, i=1,2,3...R. R \rightarrow \infty \quad (16)$$

Т.е., на каждом иерархическом уровне Д-энтропия определяется изменениями энергии движения, а также полной энергией движения всех элементов системы.

Из иерархии энергий на каждой ступени иерархической системы следует рекуррентное уравнение для энергии ОНДС R -го уровня, которое можно представить так:

$$E_R = E_R \{ E_{R-1} \{ E_{R-2} \dots \{ E_0 \} \} \}, R \rightarrow \infty \quad (17)$$

Поскольку мы исходим из условия, что материя на каждой ступени иерархической лестницы представляет собой ОНДС, то уравнения (13-17) и соответствующие им уравнения движения должны определять общие эволюционные характеристики материи.

Уравнение движения ОНДС следует из уравнения для энергии (6). Из-за новых типов энергии в ОНДС, это уравнение зависит от иерархии микро- и макропеременных, которая определяется условием (а). Этой иерархии переменных соответствует иерархия коллективных сил, определяющих движение составляющих ОНДС подсистем, и иерархии изменений их внутренних энергий.

Таким образом, из условия бесконечной делимости материи следует, что материя построена из ОНДС. ОНДС состоят из вложенных друг в друга структурных элементов, которые также представляют собой

ОНДС и так до бесконечности. Каждому иерархическому уровню ОНДС соответствуют свои силы. В природе иерархия сил выстраивается в соответствии с молекулярными, атомными, ядерными и другими силами. Причем фундаментальные силы существенно отличаются друг от друга. Благодаря этому существует устойчивая иерархия структур материи: молекулы, атомы, ядра, нуклоны и т.п. Чем больше энергия взаимодействия, тем глубже по иерархической лестнице сил может идти изменение внутренней энергии и соответствующая перестройка системы. Когда внешние силы много меньше внутренних сил, уравнение движения ОНДС сводится к уравнению Ньютона.

Ниже в приближении неравновесной термодинамики рассмотрим некоторые общие свойства ОНДС. Учтем при этом, что ключевые параметры, определяющие эволюцию систем - это энергия, энтропия и их масса. Остальные величины, характеризующие эволюцию, могут быть определены с помощью этих ключевых параметров.

Внешние ограничения и стационарность ОНДС

Поскольку в общем случае в природе все тела являются ОНДС, то возникает вопрос о том, каким образом реализуется их стационарность. Очевидно, что она создается с помощью соответствующих типов внешних ограничений, которые способны обеспечить баланс на всех иерархических уровнях входящих и исходящих потоков вещества, энергии, энтропии при условии, что этот баланс поддерживает структуру ОНДС. В дальнейшем такой поток, который обеспечивает стационарность тел, будем называть **балансным**. Простым примером стационарных ограничений является поддерживаемый перепад температуры на границах системы, который приводит к градиенту температуры внутри системы. Соответствующий градиенту температуры балансный поток тепла приводит, например, к образованию конвективных ячеек Бенара в жидкости [3]. Если же гипотетически лишить ОНДС их взаимодействия с окружающим миром, то есть замкнуть их, то начнется процесс последовательного установления равновесного состояния на всех иерархических уровнях ОНДС за

счет трансформации энергии движения *структурных элементов* в их внутреннюю энергию. В результате иерархическая лестница ОНДС начнет сверху донизу разрушаться. Связано это с тем, что ключевыми и определяющими свойствами эволюции на всех иерархических ступенях ОНДС являются диссипативные процессы. То есть, внешние ограничения должны обеспечивать потоки, компенсирующие производство энтропии на всех иерархических ступенях ОНДС.

Чем выше на иерархической лестнице материи находится ОНДС, тем сложнее должны быть внешние ограничения, обеспечивающие стационарность. Например, если для конвективной ячейки Бенара стационарность обеспечивается постоянством потока тепла, то для поддержания стационарности в более сложной ОНДС, например, в живой клетке, балансный поток состоит из различных типов веществ и энергии. Причем само поступающее вещество также является совокупностью ОНДС. Внешние ограничения, которые поддерживают ОНДС в стационарном состоянии и позволяют им эволюционировать в соответствии с присущими им процессами, будем называть *гармоничными ограничениями*.

Состояния ОНДС на каждой иерархической ступени определяются ПДС. На основе ПДС определяется движение ОНДС в неоднородном поле внешних сил, представляющее собой внешнее ограничение системы. Причем, *законы, определяющие эволюцию, должны быть согласованы на всех иерархических уровнях системы*. А поскольку все системы существуют только благодаря взаимодействиям с внешним миром, то такая согласованность законов должна пронизывать всю Вселенную.

Рассмотрим природу эволюции на примере систем классической механики. Будем исходить из условия, что их состояние определяется внешними ограничениями. Пусть ОНДС движется в неоднородном поле внешних сил. Ключевыми параметрами такой системы, определяющими ее динамику, являются энергия ее движения и внутренняя энергия. Внешние силы совершают работу как по перемещению системы в пространстве, так и по изменению ее внутренней энергии, то есть, по изменению Д-энтропии.

Установление стационарности ОНДС только в рамках законов механики невозможно. Действительно, согласно законам классической механики для СЧ может существовать только постоянный прирост Д-энтропии. Это означает бесконечное увеличение ее внутренней энергии. Это противоречие устраняется, например, в результате теплового излучения Планка внутренней энергии [3]. Неравновесность тел поддерживается тем, что произведенная внутри энтропия «выносятся» с энергией излучения и для стационарной ОНДС, производство энтропии равно разности энтропий входящего и исходящего потоков радиации и/или вещества [23]. Рассмотрим, какими должны быть уравнения баланса при условии гармоничности ограничений.

Стационарные состояния должны соответствовать экстремальным значениям динамических функций. Это означает, что вблизи стационарного состояния эти функции линейно зависят от параметров системы. Отсюда следует, что при условии стационарности ОНДС на всех иерархических уровнях можно рассматривать независимыми, а стационарное состояние ОНДС определяется уравнениями баланса энергии, энтропии и вещества, которые имеют вид [23- 26]:

$$\dot{E}^{in} = 0, \dot{E}^{out} = 0, \quad (18)$$

$$\dot{S}^{in} + \dot{S}^{pr} - \dot{S}^{out} = 0 \quad (19)$$

$$\dot{P}^{in} + \dot{P}^{out} = 0. \quad (20)$$

Здесь $E^{in} = \sum_{i=1}^R e_i^{in}(\lambda_i^e, r, P^{in}, t)$, $E^{out} = \sum_{i=1}^R e_i^{out}(\lambda_i^e, r, P^{out}, t)$, E^{out} - входящая в ОНДС и выходящая из нее энергии соответственно; N число иерархических уровней [26]:

$$S^{in} = \sum_{i=1}^R s_i^{in}(\lambda_i^s, r, P^{in}, E^{in}, t),$$

$$S^{pr} = \sum_{i=1}^R s_i^{pr}(\lambda_i^s, r, t),$$

$$S^{out} = \sum_{i=1}^R s_i^{out}(\lambda_i^s, r, P^{out}, E^{out}, t),$$

где S^{in}, S^{pr}, S^{out} - поступающая энтропия с потоками энергии и вещества, производство энтропии внутри системы, уходящая энтропия с потоками энергии и вещества соответственно.

$P^{in} = \sum_{i=1}^R \rho_i^{in}(\lambda_i^p, r, t)$, $P^{out} = \sum_{i=1}^R \rho_i^{out}(\lambda_i^p, r, t)$ - поступающее в систему и уходящее из нее вещество. В простейшем случае каждая из

компонент энергии, энтропии и вещества зависят от характерного параметра для данного иерархического уровня $\lambda_i^e, \lambda_i^s, \lambda_i^p$, а также координат и времени. Входящие и исходящие потоки энергии и энтропии также зависят от поступающего и исходящего потоков вещества. Кроме того, входящая и исходящая энтропия зависит от соответствующих потоков энергии.

Уравнение (18) определяет полный баланс поступающей и уходящей энергии в ОНДС. Уравнение (19) определяет приходящую, производимую и уходящую с веществом или потоком радиации энтропию. Уравнение (20) определяет поступающее и уходящее из ОНДС вещество, то есть определяет баланс вещества. Причем поступающее вещество на соответствующий иерархический уровень само представляет ОНДС более низкого уровня.

Если выполняется принцип детального равновесия, то потоки энергии, энтропии и вещества представляют собой сумму компонентов, соответствующих каждому i -му иерархическому уровню системы, а система уравнений (18-20) принимает вид [26]:

$$\dot{e}_i^{in} + \dot{e}_i^{out} = 0 \quad (21)$$

$$\dot{s}_i^{in} + \dot{s}_i^{pr} - \dot{s}_i^{out} = 0 \quad (22)$$

$$\dot{\rho}_i^{in} + \dot{\rho}_i^{out} = 0 \quad (23)$$

Даже для такого простейшего случая система уравнений (21-23) непростая. Ведь компоненты потоков энтропии, энергии, вещества для различных иерархических уровней в любом случае взаимозависимы, хотя в некоторых случаях эта зависимость может определяться постоянными коэффициентами.

В общем случае разновидность форм приходящей и уходящей энергий и материи значительно сложнее, чем для систем МТ. Тем не менее, принцип баланса потоков энергии и Д-энтропии для существования стационарного состояния системы должен соблюдаться. Очевидно, что для стационарности сложных ОНДС, прежде всего, нужен в среднем баланс потоков всех типов материи, энергий и энтропий. Баланс входящих и исходящих потоков материи, энергии и энтропии, обеспечивающих стационарность ОНДС при заданных внешних ограничениях

на всех иерархических уровнях при условии сохранения их структур, назовем *гармонией* [8].

Отметим, что все элементы Вселенной с позиций детерминизма должны, так или иначе, быть взаимосвязаны. Поэтому гармония возможна только лишь при балансе всех потоков энергии и энтропии для всех объектов Вселенной. Понятие гармонии в определенной степени эквивалентно принципу наименьшего действия в классической механике [8, 18]. Согласно этому принципу, МТ всегда движется по такому пути между заданными точками пространства, на котором действие минимально. Предложенное здесь определение гармонии приемлемо для любых систем.

Конечно, уравнения, определяющие стационарности ОНДС не замкнуты. Чтобы замкнуть их, требуется написать уравнения для всего бесконечного иерархического ряда элементов, что практически невозможно. Однако этот ряд можно обрезать, в зависимости от поставленной задачи. Теоретически это не простая задача. Тем не менее, приведенные уравнения полезны для определения путей изучения необходимых условий стационарности ОНДС без детального рассмотрения сложных процессов эволюции. Они могут помочь выявить принципы и законы, в соответствие с которыми ОНДС может возникать, эволюционировать и существовать в стационарном состоянии. Очевидно, что условия существования гармонии сильно усложняются по мере продвижения по иерархической лестнице. Если для трехступенчатой иерархии $MT \Rightarrow SC \Rightarrow HC$ они заключаются, например, в поддержании градиентов системы за счет проходящего через нее потока энергии, то для живых организмов требуется выполнение гораздо более сложных ограничений [25].

Заключение.

Все природные системы представляют собой иерархию ОНДС, поскольку бесструктурные элементы не могут возникать, и не могут эволюционировать. То есть, процессы эволюции возможны только для ОНДС.

Из существования принципов перехода от законов эволюции для элементов к законам эволюции их систем, установленных в

механике СЧ, следует существование универсальных принципов и законов возникновения и развития ОНДС для всех ступени иерархической лестницы материи. Характерной чертой иерархической лестницы материи является то, что ее предшествующая ступень может служить структурным элементом последующей ступени.

Наличие связи между иерархическими уровнями ОНДС следует из детерминированности связи между законами динамики МТ и СЧ. Законы, определяющие эволюцию верхнего иерархического уровня системы, следуют из законов нижних иерархических уровней ОНДС. То есть, все наблюдаемые в природе свойства живой и неживой материй связаны между собой.

Возникновение, эволюция систем, представляющих собой иерархию ОНДС, определяются внешними ограничениями, опираясь на ПДС и Д-энтропию. Для иерархической ступени материи существует рекуррентная форма Д-энтропии. Причем энтропия иерархической системы взаимосвязана с энергией движения на каждом ее иерархическом уровне. То, что Д-энтропия определяет диссипативные силы, может оказаться важным также и для поиска природы фундаментальных сил. Не случайно эти силы пытаются связать с энтропийной природой. Более того, в процессе доказательства ДМН было показано, что область использования вероятностных законов определяется законами механики. То есть, вероятностный механизм необратимости является следствием ДМН.

Стационарность ОНДС для достаточно простых систем, достигается за счет внешних ограничений, при балансе потоков энергии, вещества, энтропии, поддерживающих состояния согласованных между собой ОНДС. Причем, стационарность верхних иерархических уровней ОНДС может поддерживаться поступлением в систему базовых для них ОНДС. Для более сложных ОНДС, таких, как живая клетка, стационарность обеспечивается более сложными свойствами систем. Например, такими как обратная связь между неоднородной средой и организмом, самовоспроизводством, мыслительными процессами и другими сложными адаптивными свойствами высокоорганизованных

систем. Но все эти свойства, насколько бы они сложными не казались, должны иметь генетическую связь с более простыми свойствами систем нижнего иерархического звена, поскольку более простые системы являются базовыми элементами сложных систем.

Конечно, есть множество вопросов, например, о рамках применимости используемой модели ОНДС, о полноте физических законов и принципах построения физической картины мира и т.п. Так, очевидно, что законы классической механики необходимо дополнять другими законами физики, а перечисленные принципы построения физики, полученные в рамках законов классической механики, далеко не полны. Для их полноты необходимо решить вопросы, как ведет себя иерархическая цепь структуры материи в ее фундаменте, как она связана с полевой формой материи, как полевая форма материи приобретает все те свойства материи, которые мы наблюдаем. Нет достаточной ясности в том, как прийти к законам электродинамики, законам квантовой механики. Предстоит выполнить большой объем исследований для определения балансных условий для заданной ОНДС. Необходимо рассмотреть проблемы получения законов, инвариантов, определяющих верхний иерархический уровень ОНДС через законы и инварианты нижних иерархических уровней. Но, исходя из условия единства мира, очевидно, что все недостающие для построения физической картины мира принципы и законы должны быть непротиворечиво связаны и согласованы друг с другом.

Использование модели элемента материи в виде ОНДС также необходимо для решения ключевой проблемы физики, имеющей огромное практическое значение: как задать внешние ограничения, чтобы получить систему с заданными свойствами.

В целом, полученные результаты демонстрируют возможность построения самосогласованной физической картины мира, необходимость и перспективность использования ОНДС, как элемента материи. Но для всего этого необходимо будет построить физику эволюции, опираясь на существующие и, может быть, пока неизвестные, но согласованные между собой фундаментальные законы физики.

Список литературы:

1. Пенроуз Р. Путь к реальности или законы, управляющие Вселенной. Полный путеводитель. М.- Ижевск: 2007.- 912 с.
2. Callaway H.G. Fundamental Physics, Partial Models and Time's Arrow. Dec.2016 <https://www.researchgate.net/publication/296327588>.
3. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинам. Стат. Физика и Кинематика. М.: Наука, 1977. 532 с
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М. 1976. 583 с.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. М. Наука. 1979. 528с.
6. Ginzburg V.L. Special session dedicated to the 90th anniversary of the Ginzburg V.L. UFN. 2007. 177(4). 345.
7. Zaslavsky G.M. Stochasticity of dynamical systems. M. Science, 1984, 273 p.
8. Somsikov V. M. To the basics of the physics of evolution. Almaty. 2016. 306 p.
9. Somsikov V.M. Principles of Creating of the Structured Particles Mechanics. Journal of material Sciences and Engineering A (1). 2011. с.731-740
10. Somsikov V.M. Irreversibility and physics of evolution. Proc. of 10-th Chaotic Modeling and Simulation Internat. Confer. Barcelona, 2018. P.789-803.
11. Сомсиков В.М. О путях развития редукционизма. ПЭОС. 2007, В. 9, т.1, с.3-12
12. Lyubarskii G.Y. Group theory and its application in physics. Fiz.mat, Moscow. 1958. 358 p.
13. Somsikov V.M., A.B. Andreyev A.B., Mokhnatkin A.I. Relation between classical mechanics and physics of condensed medium. Intern. Journal of Physical Sci. Vol. 10(3). 2017. pp. 112-122.
14. Голдстейн Г. Классическая механика. М. Наука. 1975. 416 с;
15. Ланцош К. Вариационные принципы механики. М.: Мир, 1962. 408с.
16. Somsikov V.M. Limitation of classical mechanics and ways it's expansion. ISHEPP XXII. Dubna, 2014. P.1-12
17. Somsikov V.M. Non-Linearity of Dynamics of the Non-Equilibrium Systems. World Journal of Mechanics. Vol. 2(7). 2017. P.11-23.
18. Somsikov V.M. The Dynamical Entropy. International Journal of Sciences. V. 4.

May 2015 (05). С 30-36

19. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. М. Наука. 1990. 272 с.

20. Somsikov V.M. The equilibration of a hard-disks system. *IJBC*. 2004. V.14(11). P.4027-4033.

21. Somsikov V.M. Deterministic mechanism of irreversibility. *Journal of Advances in Physics*.

V. 14. Is. 3. 5708-5733p. DOI:

10.24297/jap.v14i3.7759 ISSN: 2347-3487

22. Somsikov V.M. Limitation of classical mechanics and ways it's expansion. *ISHEPPXXII*. Dubna, (2014). 1-12.

23. Сомсиков В.М. Открытые неравновесные динамические системы. ПЭОС. 2017. № 19(2). -С.33-47.

24. Пригожин И. Отсутствующее гоквозникающему. М., Наука, 1980, 342 с.

25. Шредингер А. Что такое жизнь. Атомиздат. 1972. 88с.

26. Сомсиков В.М. Открытые неравновесные динамические системы // ПЭОС. – 2017. – № 19(2). - С.33-47.

Принято к печати 10.10.2018

В.М. Сомсиков

Институт ионосферы, Алматы, 050020, Казахстан,

e-mail: ymsoms@rambler.ru

О ПОСТРОЕНИИ ФИЗИКИ ЭВОЛЮЦИИ

Аннотация. Рассматриваются вопросы, как и какие возможности, открывает детерминированный механизм необратимости (ДМН) для построения физики эволюции. С этой целью излагается природа ДМН. Показывается, как можно изучать неравновесные системы на основе механики структурированных частиц (СЧ). Рассматривается роль Д-энтропии, определяющей эффективность преобразования энергии движения системы в ее внутреннюю энергию, для механики неравновесных систем. Представляются основы формализма физики эволюции, полученные в результате использования уравнения движения СЧ вместо уравнения движения Ньютона, и рассматривается его отличие от формализма классической механики. Показывается и обосновывается, почему базовым элементом материи следует брать открытую неравновесную динамическую систему (ОНДС). Исследуется вопрос об иерархичности ОНДС. Рассматриваются принципы возникновения, существования и развития ОНДС. Показывается, как внешние ограничения определяют эволюцию ОНДС. Исследуются вопросы об условиях стационарности ОНДС. Представляются уравнения, определяющие развитие ОНДС при условии их стационарности. Рассматриваются некоторые закономерности, определяющие поведение ОНДС и анализируется их зависимость от сложности ОНДС. Рассмотрены пути построения физики эволюции.

Ключевые слова: эволюция, динамика, системы, механика, энтропия, необратимость, формализмы классической механики.

V.M. Somsikov

Institute of Ionosphere, Almaty, 050020, Kazakhstan

ON THE CONSTRUCTION OF THE PHYSICS OF EVOLUTION

Abstract. Questions, as well as what opportunities, the deterministic irreversibility mechanism (DMI) opens up for building of the physics of evolution are considered. To this aim the nature of DMI is described. It is shown how to study non-equilibrium systems based on the mechanics of the structural particles (SP). The role of D-entropy, which determines the efficiency of conversion of the motion energy of the system's into its internal energy, is considered for the mechanics of non-equilibrium systems. The fundamentals of the evolutionary physics formalism, derived from the use of the motion equation of the mean instead of the Newton's motion equation of are presented, and its difference from the formalism of classical mechanics is considered. It is shown and justified why the base element of matter should be taken as an open nonequilibrium dynamic system

(ONDS). We study the question of the hierarchy of odds. The principles of the emergence, existence and development of ONDS are considered. It is shown how external constraints determine the evolution of overheads. Investigated questions about the conditions of stationarity ONDS. The equations that determine the development of ONDS under the condition of their stationarity are presented. Some patterns that determine the behavior of ONDS are considered and their dependence on the complexity of ONDS is analyzed. The ways of constructing of the physics of evolution are considered.

Keywords: evolution, dynamics, systems, mechanics, entropy, irreversibility, formalism of classical mechanics.

В.М. Сомсиков

Ионосфера институты, Алматы қ., Қазақстан

ФИЗИКА ЭВОЛЮЦИЯСЫН ҚҰРУ ТУРАЛЫ

Аннотация. Эволюция физикасын құру үшін қайтымсыздықтың детерминирленген механизмін (ҚДМ) қалай және қандай мүмкіндіктер қарастырылады. Осы мақсатта ҚДМ табиғаты баяндалады. Құрылымдалған бөлшектер (ҚБ) механикасы негізінде тепе-тең емес жүйелерді қалай зерттеуге болады көрсетіледі

Д-энтропияның рөлі қарастырылады, оның ішкі энергиясына жүйенің қозғалыс қуатын түрлендірудің тиімділігін анықтайтын, тепе-тең емес жүйелер механикасына арналған.

Ньютон қозғалысының теңдеуінің орнына ҚБ қозғалыс теңдеуін қолдану нәтижесінде алынған эволюция физикасының формализм негіздері ұсынылады және оның классикалық механиканың формализмінен айырмашылығы қарастырылады. Материяның базалық элементі ашық тең емес динамикалық жүйені (АТДЖ) неге алу керек екендігі көрсетіледі және негізделеді. АТДЖ иерархиялылығы туралы мәселе зерттеледі. АТДЖ-ның пайда болу, өмір сүру және даму принциптері қарастырылады. Сыртқы шектеулер АТДЖ эволюциясын көрсетіледі. АТДЖ стационарлығы шарттары туралы сұрақтар зерттеледі. Стационарлық жағдайда АТДЖ дамуын анықтайтын теңдеулер ұсынылады. АТДЖ мінез-құлқын анықтайтын кейбір заңдылықтар қарастырылады және олардың күрделілігіне тәуелділігі талданады. Эволюция физикасын құру жолдары қарастырылды.

Түйін сөздер: эволюция, динамика, жүйелер, механика, энтропия, қайтымсыз, классикалық механиканың формализмдері.

Ә.Б. Тәжен, Қ. Нұрболат, М.Қ. Досболаев.
 ЭТФФЗИ, ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан
 e-mail: aigerim_tzh@mail.ru

ИМПУЛЬСТІ ПЛАЗМА АҒЫНЫНА СПЕКТРОСКОПИЯЛЫҚ ДИАГНОСТИКА ЖАСАУ

Аннотация: Бұл жұмыста импульсті плазма ағынына жүргізілген спектроскопиялық талдау нәтижелері көрсетілген. Импульсті плазма ағыны конденсаторлар батареяларында жинақталған энергияның коакциял жүйелі электродтарға берілуі нәтижесінде пайда болады. Спектрлік сызықтарды алып, зерттеу үшін Solar S100 сызықты спектрометрі мен M833 монохроматоры қолданылды. Импульсті плазманың электрондар концентрациясын анықтау мақсатында спектрлік сызықтардың Штарктік ендену әдісі қолданылды. Плазмадағы жоғары концентрациялы иондар мен электрондар алыстан әсерлесу Кулон күшіне ие. Сондықтан зарядталған бөлшектердің, яғни иондармен және электрондармен әсерлесу жағдайын, Штарк енденуін қарастырамыз. Тәжірибелер гелий және сутек газдарымен әртүрлі қысым мен разряд қуаттарында жүргізілді. Спектрограммада сутегінің H_{α} және H_{β} сызықтары да байқалды. Олар камерадағы қалдық су молекулаларынан немесе изолятор құрамынан бөлінуі мүмкін. Электрондардың қозу температурасын анықтауда спектрлік сызықтардың салыстырмалы интенсивтілік әдісі қолданылды. Алынған нәтижелердің, электрондар концентрациясы мен қозу температурасының разряд кернеулігіне тәуелділіктері зерттелді және оларға қысқаша сипаттама берілді. Импульсті плазмалық үдеткіште алынған плазма ағынындағы электрондардың қозу температурасы салыстырмалы интенсивтілік әдісімен анықтау үшін H_{α} және H_{β} спектрлік сызықтары қолданылды. Электродтар жүйесіне қарама-қарсы түсірілген спектрлерде 200-350 нм толқын ұзындығы аралығында мыстың сызықтары көбірек шыққандығы тәжірибеде байқалды. Ол мыс электродтардың плазмамен әсерлесуі кезінде эрозияға ұшырайтындығын көрсетеді.

Түйін сөздер: импульсті плазмалық үдеткіш, импульсті плазма ағыны, спектроскопиялық диагностика жасау.

Кіріспе

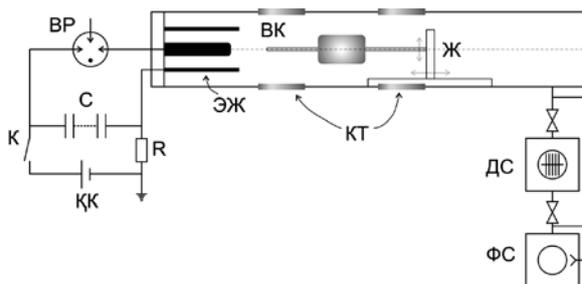
Импульсті плазмалық үдеткіштер жоғары энергиялы плазма ағындарының тиімді көздері болып табылады [1]. Плазмалық үдеткіштердің техникалық қолданылуының маңызы – олардың көмегімен кең диапазондағы жылдамдық пен энергиясы бар бөлшектер ағынын алуға болатындығы. Плазманың қасиеттерін зерттеуде әртүрлі әдіс қолданылады, спектроскопиялық әдіс солардың бірі. Бұл әдістің тиімділігі плазма жүйесімен тікелей жанасусыз зерттеулер жүргізуге мүмкін болуында. Осы әдісті қолдана отырып, плазманың келесі қасиеттерін зерттей аламыз: плазманың спектрлік құрамын, интенсивтілігін және электрондар температурасы мен концентрациясын [2-3]. Біз гелий және сутек газдарымен әртүрлі қысым мен разряд қуаттарында тәжірибелер жүргіздік. Эксперименттерде қолданылған

кең диапазонды Solar S100 спектрометрі 190-1100 нм аралықтағы спектрлік сызықтарды қабылдай алады, спектрлік ажырату қабілеті 1 нм. Бұл спектрометрдің сезгіштігі жоғары, оның көмегімен әр түрлі қуатта және қысымда спектрлік анализдер жасап, ары қарай графикалық бағдарламалар жүйесімен өңдеу үшін компьютерге сақтауға болады. Бұл күрделі зерттеулерді жеңілдетуге және плазмадағы электрондар температурасы мен концентрациясын дәл есептеуге мүмкіндік береді. Плазма интенсивтілігі жоғары болғандықтан, оны біздің спектрометр өлшей алатын облысқа келтіру мақсатында спектрометрмен бірге әр түрлі толқын ұзындықтарын жұтатын жұтқыш әйнектер жиынтығы қолданылды. Тәжірибеде сутегі газымен алынған плазманың спектрлері толықтай зерттеліп, электрондардың қозу температурасы мен концентрациясын есептеп табу үшін салыстырмалы

интенсивтілік және Штарктың ендену әдістері пайдаланылды. Штарктық енденуді анықтау үшін ажырату қабілеті жоғары (0,01 нм) М833 монохроматоры қолданылды.

Эксперименттік қондырғы

Тәжірибе ЭТФҒЗИ лабораториясында жасақталған эксперименттік ИПУ-30 қондырғысында жүргізілді [4-8]. Эксперименттік қондырғының сұлбасы 1 суретте көрсетілген



1 – сурет. Эксперименттік қондырғының сұлбасы

Қондырғы келесі негізгі бөліктерден тұрады: электр өрісінің энергиясын жинауға арналған жоғары кернеулі конденсаторлар батареясы (С), газдық разрядты коммутатор (ВР), коаксиал электродтар жүйесі (ЭЖ), вакуумдық сорғылар (ДС және ФС), қоректендіру (КК) және басқару (К) жүйесі. Коаксиальды геометриялық электродты жүйе, катод және анод мыстан, вакуумдық камера болаттан жасалған. Сыртқы электродтың диаметрі 108 мм, ішкісі – 50 мм құрайды, сыртқы және ішкі электродтардың ұзындығы сәйкесінше 350 мм және 330 мм. Вакуумдық камераның қапталдарында және екінші басында (электродтарға қарама-қарсы) кварцтан жасалған жеті терезе (КТ) орналасқан, олар плазмаға спектроскопиялық диагностика жасау үшін және плазмаға ағынын фотоға, видеоға түсіру үшін қажет. Импульсті плазма электродтар арасында конденсаторлар батареяларында жинақталған энергияның электродтарға берілуі нәтижесінде пайда болады. Конденсаторларда жинақталған электр өрісінің энергиясын электродтарға беру үшін вакуумдық разрядтағаш (коммутатор) қолданылады. Құрылымы, цилиндрлік изолятормен бөлінген екі негізгі және бір іске қосушы (тұтандырғыш) электродтардан тұрады. Жұмыс істеу

принципі, негізгі электродтар аралығындағы коммутациялаушы разрядтың пайда болуы іске қосушы электрод тудыратын ұшқын разрядтың көмегімен жүзеге асады.

Эксперимент нәтижелері.

Спектрлік сызықтардың Штарктық ендену әдісі негізінде импульсті плазманың электрондар концентрациясын анықтау.

Плазмада немесе тығыз газдарда орналасқан атомдармен иондардың спектрлік сызықтары, сәулелендіргіштердің қоршаған ортамен әсерлесуі арқылы анықталады. Мұндай сызықтардың енденуі көбінесе қысым әсерінен ендену деп аталады, (1) формуламен анықталады. Физикалық тұрғыдан қысымға негізделген енденуді, а) дәл сол сорттағы атомдармен, б) басқа сорттағы атомдар және молекулалармен, в) зарядталған бөлшектермен, яғни иондармен және электрондармен әсерлесуінің негізделуіне байланысты үшке бөліп қарастыруға болады: 1 - резонанстық, 2 - Вандервальстік, 3 – Штарктік (1) [9].

$$\Delta\lambda_L = 0,31 \cdot 10^{-12} \vartheta_r^2 \lambda^2 (n_k)^{-1}. \quad (1)$$

Оны центірден үлкен қашықтықта квазистатикалық теория дұрыс деп есептейді. Келтірілген формуладағы \bar{n}_k -құрған Бальмер сериясының төменгі сызықтары таблицалық шама, \bar{n}_k нің үлкен мәнін есептеу үшін $\bar{n}_k = n(n-1)/2$, (2) жуықтау формуласын қолдануға болады. Мұндағы n - жоғары денгейдегі бас квант саны. ϑ_r арқылы соқтығысатын бөлшектердің салыстырмалы

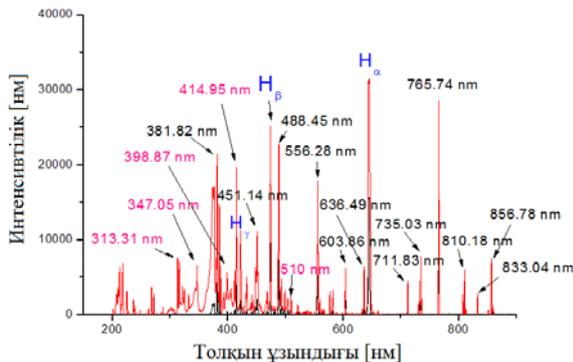
$$\bar{n}_k = \left[2,54RT \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

жылдамдығы белгіленген.

мұндағы $\mu_{1,2}$ сәйкесінше сәулеленген және ауытқыған бөлшектің атомдық салмағы. Жоғарыдағы (2) формула арқылы есептеу мынаны көрсетеді: егер ығысқан бөлшектер электрондар болса, онда 10000 К температурада H_β балмер сериясы үшін $\Delta\lambda_L^e = 48 \text{ \AA}$, ал егер ұлғаю иондармен соқтығысу арқылы анықталса, онда дәл сол температурада $\Delta\lambda_L^i = 0,05 \text{ \AA}$ ға тең болады, 40000 К температурада сәйкесінше $\Delta\lambda_L^e = 192 \text{ \AA}$, ал $\Delta\lambda_L^i = 0,20 \text{ \AA}$ болады. Осы мәндерді H_β сызығының жартылай енімен, яғни дәл

сондай температурада көрсетілген шамалармен салыстырсақ, көрсетілген температурамен электрондық тығыздық өзгерген барлық аймақтағы электрондармен әсерлесуге негізделген сызықтың негізгі бөлігін сипаттау үшін екпінді теорияны қолдануымыз керек. Керісінше, дәл сондай электрондық тығыздық пен температурадағы маңызды аймақта иондармен әсерлесуге негізделген ұлғаюды квазистатикалық теория арқылы есептеген дұрыс.

Плазмадағы толық тығыздықтың 1% жоғары концентрациялы иондар мен электрондарға алыстан әсерлескіш Кулон күшіне ие. Сондықтан зарядталған бөлшектермен, яғни иондармен және электрондармен әсерлесу жағдайын, Штарк енденуін қарастырамыз [10-11]. Тәжірибеде импульсті плазмалық үдеткішке берілген кернеудің 5 кВ мәнінде сутегі плазмасының келесідей спектрлері алынды, 2 суретті қараңыз.

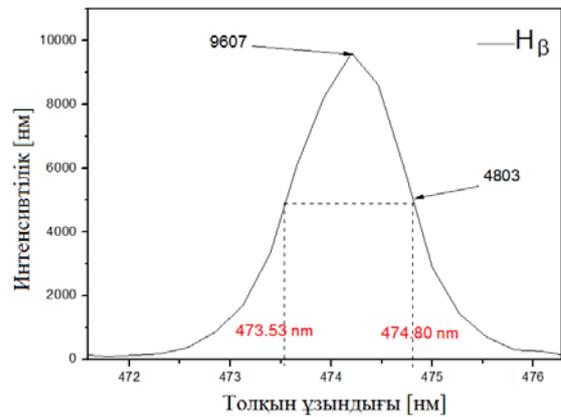


2 – сурет. Плазмалық үдеткіштің бүйір жағынан және электродқа қарама-қарсы беттен түсірілген спектрлер

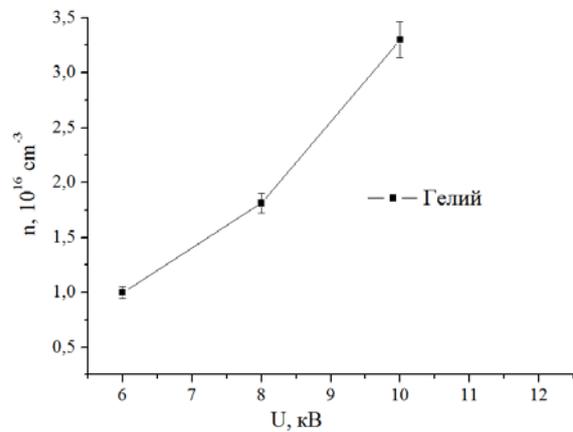
Жоғарыдағы 2 суреттен көріп тұрғанымыздай екі жағдайда бірдей параметрде түсірілген спектрлерді салыстыру барысында кейбір аймақта спектрлердің айырмашылықтары бар екендігін байқалды. Оның негізгі себебі: электродқа қарама-қарсы түсірілген спектрлер бүйірінен түсірілген спектрге қарағанда мыстың спектрінің көбірек шыққандығын байқауға болады. Әсіресе 200-350 нм толқын ұзындығы аралығында.

Бұл жағдайды келесідей түсіндіруге болады: бастапқыда екі электрод арасында разряд пайда болып, олар электромагниттік толқынның әсерінен ығысады. Ал қарама-

қарсы беттен түсірілген спектр разряд пайда болған кездегі спектрді түсіре алады, ал бүйір беттен түсірілген спектр үдеткіш бойымен тараған плазма спектріні тіркейді. Осылайша H_β спектрлік сызығының Штарктік енденуін пайдаланып (сурет 3), плазманың электрондар концентрациясын анықталды. Алынған нәтижелер 4 суретте, көрсетілген.



3 – сурет. H_β спектрінің Штарктік енденуі



4 – сурет. Плазма электрондары концентрациясының разряд кернеуі шамасынан тәуелділігі

Спектрограммада сутегінің H_α және H_β сызықтары да байқалды. Бірақ, H_γ сызығының интенсивтілігі төмен болғандықтан өңдеу мүмкін болмады. Ал H_α сызығы жоғары кернеулерде қанығып кетеді.

Осы спектроскопиялық әдіс арқылы импульсті плазманы зерттеу барысында басқа әдіс анықтай алмайтын плазма құрамын анықтадық, яғни басқа разрядтағыдай тек қолданған газдың спектрі ғана емес, басқада атомдардың спектрлердің бар екенін байқауға болады.

Жоғарыдағы 4 суреттегі графиктен көріп отырғанымыздай, кернеудің артуымен плазма ағынындағы электрондардың концентрациясы да артады. Себебі үдеткіштің ВАС-на сәйкес кернеудің артуымен разрядтың тогы да артады. Яғни коаксиаль электродтар арасына кіретін жұмыс газын иондайтын электрондардың саны артады. Сәйкесінше иондалу процесі де қарқынды жүре бастайды.

Спектрлік сызықтардың салыстырмалы интенсивтілік әдісі негізінде импульстік плазмадағы электрондардың қозу температурасын анықтау.

Анықталып отырған элемент атомдарының q қозған күйінен p төменгі энергетикалық күйіне ауысуы бірлік денелік бұрышта бірлік көлемінде сәулеленетін энергия (3) өрнекпен анықталады [12].

$$J = \frac{1}{4\pi} A_{qp} n_q h\nu_{qp}, \quad (3)$$

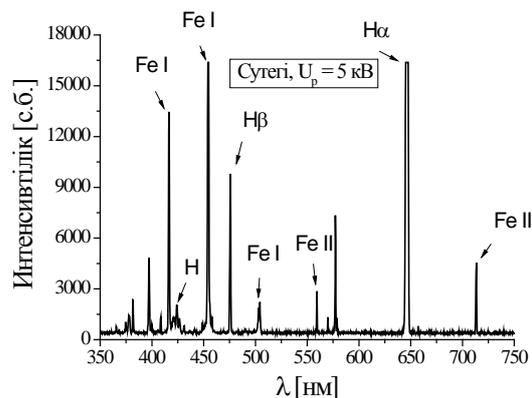
мұндағы A_{qp} - $q \rightarrow p$ ауысу ықтималдығы; n_q - q деңгейінде орналасқан элемент атомдарының жарық көзіндегі концентрациясы; h - Планк тұрақтысы; ν_{qp} - жарық сәулеленуінің жиілігі; E_q және E_p - сәйкес деңгейлердің энергиясы. Осы формулаларды қорыта келе, плазманың концентрациясы мен температурасы толқын ұзындығы λ_1 және λ_2 , ε_1 , ε_2 қозу энергиясы бар және қозған күйлердің статистикалық салмағы мен сәулелік ауысу ықтималдығы $(gA)_1$, мен $(gA)_2$ тең болатын қос атомдық (немесе қос иондық), J_1 , J_2 салыстырмалы интенсивтілік төмендегі (4) формула арқылы қорытылып шығады.

$$T = \frac{5040(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\lg \frac{(gA)_1}{(gA)_2} - \lg \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \lg \frac{J_1}{J_2}} \quad (4)$$

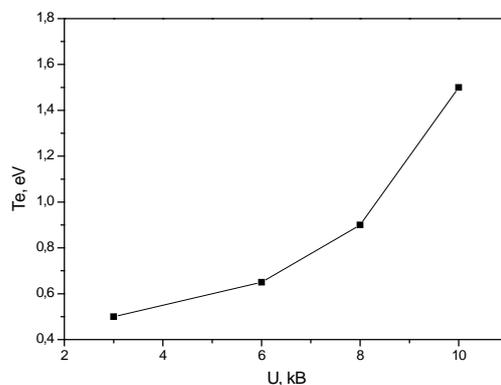
Импульстік плазмалық үдеткіште 5 кВ кернеуде алынған импульстік плазмадағы электрондардың қозу температурасы салыстырмалы интенсивтілік әдісімен анықтау үшін H_α және H_β спектрлік сызықтары қолданылды, 5 суретті қараңыз.

Осылайша H_α және H_β спектрлік сызықтарымен салыстырмалы интенсивтілік әдісімен анықталған электрондардың қозу температурасының разряд кернеуіне тәуелділігі 6 – суретте көрсетілген. Бұл тәуелділіктен байқағанымыздай разряд кернеуі шамасының жоғарылауымен электрондардың қозу температурасы артады,

себебі электрондардың кинетикалық энергиясының артуына байланысты электрондар температурасы да артады.



5 – сурет. Сутегі плазмасының сәулелену спектрі ($U_p=5$ кВ)



6 – сурет. Плазма электрондары температурасының разряд кернеуі шамасынан тәуелділігі

Қорытынды

Жасалған эксперименттік зерттеулер нәтижесінде, плазма спектрлеріне талдау жүргізу барысында, сутектен басқа мыс және темірдің спектрлері де көптеп шыққаны байқалды. Бұның себебі екі электрод мыстан, ал камера қабырғасы темірден тұратындықтан, екі электрод арасында пайда болған доғалы разряд жоғары температура тудырып, мыс электродтың атомдарын қоздырады. Алынған спектрлердің көмегімен электродтарға әртүрлі кернеу берілгендегі электрондардың қозу температурасы мен концентрациясы есептелді. Электрондардың қозу температурасы шамамен $0,3-1,5$ эВ аралығында және концентрациясы $(1-3,2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ аралығында болатындығы анықталды.

Бұл ғылыми зерттеу жұмысы ҚР БҒМ қолдауындағы IRN AP05134671 гранты көмегімен жүзеге асырылды.

Әдебиеттер тізімі:

1. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Архипов Н.И., Сафронов В.М., Барсуков В.А., Позняк И.М., Loarte A., Merola M., Linke J. Воздействие интенсивных импульсных потоков плазмы на защитные материалы внутрикамерных компонентов термоядерного реактора // Ядерная физика и инжиниринг. – 2010. – Т. 1, № 3. – С. 210-219.
2. Skladnik-Sadowska E., Kwiatkowski R., Malinowski K., Sadowski M.J., Kubkowska M., Paduch M., Scholz M. and Zielinska E.. Optical emission spectroscopy of pulsed plasma streams emitted from a modified pf-1000 facility//Вопросы атомной науки и техники. — 2012. — № 6. — P. 246-248.
3. Weiwei W., Feng L., Xue W., Rongqing L.. Study on electron temperature in an ablative pulsed plasma thruster by optical emission spectroscopy// EPL. – 2013. – 101. – P. 55001.
4. Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Tazhen A.B., Ramazanov T.S.. Investigation of dust formation in fusion reactors by pulsed plasma accelerator //Laser and Particle Beams. – 2017. – 35. P. 741-749.
5. Tazhen A.B., Utegenov A.U., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Kaikanov M.I., Tikhonov A.V.. Definition of the density of energy of a pulsed plasma flow using a wire calorimeter // J. PEOS. – 2016. – 2(18), P. 40-44.
6. Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Tazhen A.B., Ramazanov T.S., Gabdullin M.T. Dynamic properties of pulse plasma flow and

dust formation in the pulsed plasma accelerator // News of the Natnl. Acad.Sci. RK. – 2016. – 6(310), P. 59–66.

7. Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh., Tazhen A.B., Utegenov A.U., Ramazanov T.S. (2018) Experimental Investigation of the Properties of Plasma-Dust Formations on Pulsed Plasma Accelerator. Book of Abstracts 15th Dusty Plasma Workshop, USA, Baltimore. P.59.
8. Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh., Tazhen A.B., Utegenov A.U., Ramazanov T.S. (2018) Impulse Plasma Deposition of Carbon Nanoparticles. Book of Abstracts XII-th International Conference "Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons", Kazimierz Dolny, Poland. P.82.
9. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. (1976) Техника и практика спектроскопии. Москва, Россия.
10. Park, K.W., Park, H.I., Lee, T.I., Baik, H.K. Diagnostics of plasma on PDP by optical emission spectroscopy (2003). Book of Abstracts 30th International Conference on Plasma Science, Jeju, South Korea. P.223.
11. Tmenova T.A., Veklich A.N., Boretskij V.F., Cressault Y., Valensi F., Lopatko K.G., Aftandilyants Y.G. Optical emission spectroscopy of plasma of underwater electric spark discharges between metal granules // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics. – 2017. – 1(23). – P. 132-135.
12. Devia D.M., Rodriguez-Restrepo L.V. and Restrepo-Parra E. Methods Employed in Optical Emission Spectroscopy Analysis. Review. ing. cienc. – 11(21).– 2015. – P. 239–267.

12.10.2018 басылымға қабылданды

Тәжен Ә.Б., Нұрболат Қ., Досболаев М.Қ.

ЭТФФЗИ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан
e-mail: aigerim_tzh@mail.ru

**ИМПУЛЬСТІ ПЛАЗМА АҒЫНЫНА СПЕКТРОСКОПИЯЛЫҚ
ДИАГНОСТИКА ЖАСАУ**

Аннотация. Бұл жұмыста импульсті плазма ағынына жүргізілген спектроскопиялық талдау нәтижелері көрсетілген. Импульсті плазма ағыны конденсаторлар батареяларында жинақталған энергияның коакциял жүйелі электродтарға берілуі нәтижесінде пайда болады. Спектрлік сызықтарды алып, зерттеу үшін Solar S100 сызықты спектрометрі мен M833

монохроматоры қолданылды. Импульсті плазманың электрондар концентрациясын анықтау мақсатында спектрлік сызықтардың Штарктік ендену әдісі қолданылды. Плазмадағы жоғары концентрациялы иондар мен электрондар алыстан әсерлесу Кулон күшіне ие. Сондықтан зарядталған бөлшектердің, яғни иондармен және электрондармен әсерлесу жағдайын, Штарк енденуін қарастырамыз. Тәжірибелер гелий және сутек газдарымен әртүрлі қысым мен разряд қуаттарында жүргізілді. Спектрограммада сутегінің H_{α} және H_{β} сызықтары да байқалды. Олар камерадағы қалдық су молекулаларынан немесе изолятор құрамынан бөлінуі мүмкін. Электрондардың қозу температурасын анықтауда спектрлік сызықтардың салыстырмалы интенсивтілік әдісі қолданылды. Алынған нәтижелердің, электрондар концентрациясы мен қозу температурасының разряд кернеулігіне тәуелділіктері зерттелді және оларға қысқаша сипаттама берілді. Импульсті плазмалық үдеткіште алынған плазма ағынындағы электрондардың қозу температурасы салыстырмалы интенсивтілік әдісімен анықтау үшін H_{α} және H_{β} спектрлік сызықтары қолданылды. Электродтар жүйесіне қарама-қарсы түсірілген спектрлерде 200-350 нм толқын ұзындығы аралығында мыстың сызықтары көбірек шыққандығы тәжірибеде байқалды. Ол мыс электродтардың плазмамен әсерлесуі кезінде эрозияға ұшырайтындығын көрсетеді.

Түйін сөздер: импульсті плазмалық үдеткіш, импульсті плазма ағыны, спектроскопиялық диагностика жасау.

Тәжен Ә.Б., Нұрболат Қ., Досболаев М.Қ.
НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Аннотация. В данной работе представлены результаты спектроскопической диагностики импульсного плазменного потока. Импульсный плазменный поток генерируется при подачи к коаксиальным электродам энергию от накопительных конденсаторных батарей. Для получения и изучения спектральных линий нами были использованы спектрометр типа Solar S100 и монохроматор M833. Для определения концентрации электронов в импульсном плазменном потоке применялся метод Штарковского уширения спектральных линий. В плазме, где концентрация электронов и ионов высокая имеется дальнедействующая Кулоновская сила. Вследствие этого применение Штарковского уширения допустимо для взаимодействующих заряженных частиц электронов и ионов. Эксперимент был выполнен при различных мощностях разряда и давлениях газа – гелия, водорода. На полученных спектрограммах было замечено появление линий водорода H_{α} и H_{β} . Выход спектральных линий водорода происходит на остаточных молекулах воды в вакуумной камере или на изоляторе. Метод относительных интенсивностей спектральных линий был применен для определения температуры электронной компоненты плазмы. На основе полученных результатов были исследованы и даны краткие теоретические описания зависимостей концентрации и температуры возбуждения электронов от напряжения разряда. Спектральные линии H_{α} и H_{β} были использованы для определения температуры электронов по методу относительных интенсивностей спектральных линий. Также в экспериментах в спектре, снятого с боковых окон экспериментальной установки, между длинами волны порядка 200-350 нм были замечены появление линий меди. Это показывает, что во время взаимодействия импульсной плазмы с медными электродами происходит эрозия материала.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, импульсный плазменный поток, спектроскопическая диагностика.

Tazhen A.B., Nurbolat K., Dosbolayev M.K.

IETP, al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan

SPECTROSCOPIC DIAGNOSTICS OF PULSED PLASMA FLOW

Abstract. This paper presents the results of spectroscopic diagnostics of pulsed plasma flow. A pulsed plasma flow is generated when energy is carried to system of coaxial electrodes from capacitor banks. To obtain and investigate the spectral lines, spectrometer Solar S100 and a monochromator M833 was used. To determine the electron density in a pulsed plasma flow, the Stark broadening method of spectral lines was used. In the plasma, where the density of electrons and ions is high, there is a long-range Coulomb force. As a consequence, the use of Stark broadening is permissible for interacting charged particles of electrons and ions. The experiment was performed at different discharge powers and helium, hydrogen gas pressures. The obtained spectrograms showed the appearance of hydrogen lines $H\alpha$ and $H\beta$. The output of the spectral lines of hydrogen occurs on permanent water molecules in a vacuum chamber or on an insulator. The method of relative intensities of spectral lines was applied to determine the temperature of the electrons of pulsed plasma flow. On the basis of the obtained results, brief theoretical descriptions of the dependences of the density and temperature of the electrons on the discharge voltage were investigated and given in this work. The spectral lines of $H\alpha$ and $H\beta$ were used to determine the temperature of the electrons by the method of relative intensities of the spectral lines. Also in experiments in the spectrum taken from the side windows of the experimental setup, the appearance of copper lines between the wavelengths of the order of 200–350 nm was observed. This shows that during the interaction of pulsed plasma with copper electrodes, the erosion of the material occurs.

Keywords: pulsed plasma accelerator, pulsed plasma flow, spectroscopic diagnostics.

V.V. Nesvizhevsky¹, K. Turlybekuly^{2,3}, D.A. Kereibay², E.V. Lychagin², S.K. Sakhiyev⁴

¹*Institut Laue-Langevin, Grenoble, France*

²*Joint Institute for nuclear researches, Dubna, Russia*

³*L.N. Gumilyov Eurasian national university, Astana, Kazakhstan*

⁴*Abay Kazakh national pedagogical university, Almaty, Kazakhstan*

SIMULATION OF LOSS COEFFICIENT MEASUREMENT EXPERIMENT AT DIFFERENT UCN VELOCITIES OF USING GRAVITATIONAL SPECTROSCOPY

Abstract. This work is devoted to simulation of precise experiment of loss coefficient measurement experiment at different velocities of UCN using gravitational spectroscopy and to choose optimal parameters of storage volume. The effect of various covers and materials of trap on loss coefficients preliminary was estimated.

As result of simulation the size of experimental set-up, optimal time diagram of measurements and optimal area of sample to measure loss coefficient with given accuracy were chosen.

Keywords: loss coefficient, ultracold neutrons

Introduction

Ultracold neutrons (UCN) are free neutrons defined via their most important property: they can be stored in vessels. They have very low kinetic energies below about 300 neV corresponding to ≈ 3.5 mK, hence their name: ultracold. They can be confined by the strong interaction (total reflection at any angle of incidence from surfaces of certain materials like Ni, Be, stainless steel), the magnetic moment interaction (repulsion of one spin component from field gradients due to the neutron magnetic moment) and due to gravitation (limited vertical reach).

Reflection of UCN neutrons on walls of trap due to strong interaction can be well described by the so-called Fermi potential

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} Nb,$$

where N is the number density in the material assumed to be homogeneous, b is the coherent scattering length and m is the mass of neutron.

In inhomogeneous magnetic fields, the kinetic energy change of the neutrons can be expressed as $\Delta E_{kin} = \pm 60 \cdot \text{neV}/\text{T}$, taking the positive sign if the spin component is antiparallel to the field.

The gravitational interaction is on the same scale for UCN, $\Delta E_{kin} = \Delta h \cdot 103 \text{neV}/\text{m}$, where Δh is the height difference.

The effect of all three interactions can be combined and used for UCN traps.

The possibility to store UCN for relatively long observation times makes them unique and highly sensitive probes, testing our understanding of fundamental physics such the search for a permanent electric dipole moment of the neutron [1], measurement of the neutron lifetime [2] and measurement electric charge of neutron [3]. One of the key experiments is the search for permanent electric dipole moment of the neutron (nEDM). A finite nEDM violated time-reversal invariance and, therefore, might help to understand the matter-antimatter asymmetry in our universe. It is tightly linked to some of the open problems in modern physics, the so-called “strong CP-problem” and the “SUSY CP-problems”. Its observation would be a clear indication for physics beyond the electro-weak Standard Model of particle physics [4,5]. Another important study with UCN is measurement of the neutron lifetime. The precise value of the neutron lifetime plays an important role in nuclear and particle physics and cosmology. Also it plays a role in determining the helium to hydrogen ratio in Big Bang Nucleosynthesis.

Most of UCN experiments are statistically limited. And we are today at a point at which fundamental physics application require *larger UCN intensities* in order to further advance. But nowadays the intensities of UCN that we have are not enough and require further advance. Thus, most of researches centres are working on increasing of existing UCN sources or on building new intense sources of UCN to

develop experiments of neutron measurement and to improve their accuracy. Various developments have allowed one to increase the intensity of UCN considerably over the years. One of them is work, which was provided by FLNP JINR physicists [6]. The principal idea of this work consists in installing a helium UCN source into an external beam of thermal or cold neutrons and in surrounding this source with a solid methane moderator/reflector. One of the important parts of this work is storage vessel of UCN, which has to store maximum number of UCN. Consequently, one should note that task of building a UCN production trap from a technologically convenient material with minimum loss coefficient and high optical potential. The moderator plays the role of external source of cold neutrons needed to produce UCNs.

This work is devoted to simulation of precise experiment of loss coefficient measurement at different velocities of UCN using gravitational spectroscopy and to choose optimal parameters of storage volume. The effect of various covers and materials of trap on loss coefficients preliminary was estimated.

As result of simulation size of experimental set-up, optimal time diagram of measurements and optimal area of sample to measure loss coefficient with given accuracy were chosen.

Properties of UCN

The neutron-reflecting potential of the trap wall is defined by the average value (with the averaging made over the volume of the vessel wall material) of the real neutron-nucleus interaction potential; for slow neutrons, use can be made of Fermi quasi-potential instead [7]:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{h^2}{2\pi m} b \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

where h is the Planck constant, m is the neutron mass, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ is the delta function, and b is the coherent scattering length for neutron scattering by bound nuclei, which is determined from the measurements of the cross section for neutron scattering by these nuclei: $\sigma_s = 4\pi b^2$. USNs possess a relatively long de Broglie wavelength ($\approx 500 \text{ \AA}$), which far exceeds the interatomic distance ($\approx 2 \text{ \AA}$),

and therefore the volume-averaged Fermi quasi-potential is the effective wall potential:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{h^2}{2\pi m} b N$$

Here, N is the volume density of nuclei with the scattering length b .

The same expression for the effective potential is obtained by exactly solving the Schrodinger equation in the theory of multiple wave scattering based only on the amplitude of scattering by a single nucleus regardless of what potential generates this amplitude. For the majority of nuclei $b > 0$, and hence, U_{eff} is also positive for the materials of these nuclei. To penetrate into the material from a vacuum, neutrons must overcome the repulsive action of the material at the interface. When the kinetic neutron energy is lower than U_{eff} , the neutrons can not find their way into the material at any angles of incidence whatsoever. This repulsive action of material trap wall on neutrons is caused only by the strong neutron-nucleus interaction, which is on the order of 10 MeV. However, owing to the short range of the nuclear forces and the small nuclear volume, the quantity U_{eff} (which plays the role of the work function in the transition of neutron from a vacuum into the material) turns out to be very small ($\approx 10^{-7} \text{ eV}$). The kinetic neutron energy corresponding to U_{eff} is termed the limiting UCN energy (E_{lim}) for a given wall. UCNs with $E \leq 10^{-7} \text{ eV}$ have velocities $v \leq 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, wavelength $\lambda \geq 500 \text{ \AA}$, and effective temperatures $T \leq 10^{-3} \text{ K}$. While reflecting from a wall, a UCN penetrates it by a very small depth:

$$X = \frac{h}{\sqrt{2mU_{\text{eff}}}} \approx 150 \text{ \AA}$$

While inside the wall material, UCNs may either perish due to the capture by nuclei or accelerate (and escape the UCN range) by gaining energy from the thermal nuclear vibrations (inelastic scattering). The UCN losses arising in these processes are described by adding to the effective potential a relatively small imaginary part, which is expressed by the dimensionless parameter

$$\eta = -\frac{\text{Im}U_{\text{eff}}}{\text{Re}U_{\text{eff}}} = -\frac{\text{Im}b}{\text{Re}b}$$

On the strength of the optical theorem,

$$\text{Im}b = -\frac{m}{2h}\sigma_{\text{tot}}v$$

where σ_{tot} is the total neutron-material interaction cross section. The processes prevailing at low velocities are the capture and the inelastic scattering, which obey the $1/v$ law, and therefore the parameter η is independent of the UCN velocity and us in the $\approx 10^{-4} - 10^{-5}$ range for the majority of materials. The likelihood of losing a UCN in a single collision with the wall is $\mu = \eta v/v_{\text{lim}}$. Therefore, prior to its disappearance (due to its capture or heating) a UCN in a vessel can experience over 10^5 collisions, which corresponds to a storage time of $\approx 2 \times 10^3$ s in a trap measuring ≈ 10 cm.

Method

UCN gas

Since UCN have wavelength 10^{-7} times smaller than the dimensions of the guides and vessels in which they are trapped they can be considered to follow classical trajectories between collisions with the walls of any confining vessel. In many ways they are very similar to the classical particles of kinetic theory and not too surprisingly many results from kinetic theory can be invoked to describe the behavior of UCN in bottles and neutron guides. It is this similarity that leads to the idea of UCN gas. One can consider the concept of UCN gas and derive the necessary theory to describe the various features of neutron storage.

UCN gas, although very similar to an ideal gas, has several distinct properties quite peculiar to itself. The most important and unique of these characteristics are listed here [8]:

UCN/wall collisions are for the most part elastic and specular. Any inelastic scattering will, almost invariably, results in the neutron being heated and lost from the UCN energy range. Since such processes always occur UCN gas can never be in true statistical thermal equilibrium. However, as the relaxation rate is often comparatively slow, the UCN gas does achieve a sort of quasi-statistical equilibrium which we will call mechanical equilibrium. Mechanical

equilibrium is characterized by isotropy of neutron gas in velocity space at all points within the storage volume. The degree of specularity of the neutron reflection can be important when trying to decide whether we can truly apply those kinetic theory results are valid only in collisions of mechanical equilibrium.

The low UCN densities obtainable outside of reactors and the small size of the neutron mean that neutron-neutron collisions have a negligible probability of occurrence. Neutron-neutron energy exchange therefore does not occur and individual neutron trajectories are completely independent of each other. The UCN mean free path between are completely is totally characterized by the geometry of the confinement system and details of the UCN-wall collision mechanism. It is also important to note that randomization of the velocity direction in a UCN gas results purely from non-specular reflection at the bottle walls.

Bottles UCN gas densities decay during storage. This decay is due to both to the effects of wall collisions and the loss probability per bounce for a UCN is energy-dependent this density decay rate will also be energy-dependent for a given system.

Since UCN have very low speeds their motion is greatly affected by their gravitational interaction. A neutron rising against UCN velocities gravity loses 1.02 neV of kinetic energy per sm. As well as affecting UCN velocities gravity also has a significant effect on neutron density distributions within bottles.

Kinetic theory treatment of UCN storage

The results obtained are only valid when the system is in a state of mechanical equilibrium during the entire period of neutron storage.

After entering and being sealed into a trap the individual members of the group will, within a few tens of seconds, spread uniformly over the phase space which is available within the constraints of energy conservation and the trap geometry (Fig.1). The time taken to arrive at this uniformity in phase space is governed firstly, by the wall collision rate and given by $\nu = \frac{v}{\lambda}$,

where v is neutron velocity, λ is the mean free path between wall collisions. Secondly, it involves the probability per collision of signifi-

cant nonspecular reflection. If lifetimes arising from wall losses alone are a few thousand seconds, the assumption of a quasi-steady state uniform distribution of UCN in all the accessible phase space after a few tens of seconds of containment should be accurate to about 1 part in 10^3 .

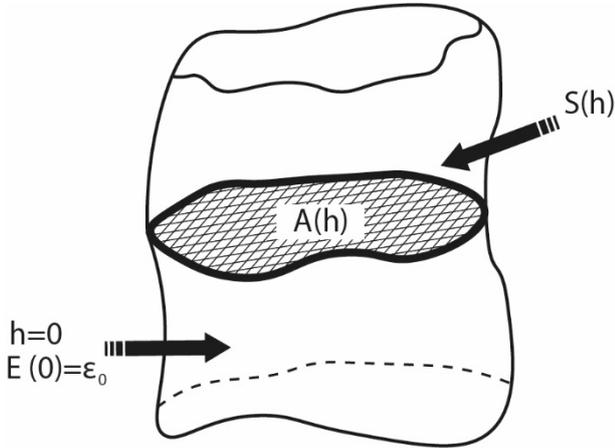


Figure 1—Generalized bottle geometry for neutron storage calculations

Thus, in the absence of gravity the neutrons will soon become uniformly distributed throughout the volume. The mean free path λ against wall collisions is then given by $\lambda = \frac{4V}{S}$, where V is the volume of the trap and S is the total area of all the internal walls. Continuing with zero gravity, the neutrons can be taken to have the same speed v and the same kinetic energy E . On reflecting from a wall a neutron has a probability of loss per collision, which, after averaging over all the angles of incidence for an isotropic distribution of velocities incident on a surface with an ideal step function profile is given by the expression[9]:

$$\bar{\mu}(E) = 2\eta \left[\frac{V}{E} \arcsin \left(\frac{\sqrt{E}}{\sqrt{V}} \right) - \sqrt{\frac{V-E}{E}} \right], \quad (1)$$

where $\eta = \frac{W}{V}$ is the loss factor, w , v are the imaginary and real part of potential. If the trap walls are all of the same material, and still there is no gravity, the rate of loss of UCN through collisions per unit area is the same on all parts of the walls. Then the rate of change of the total number, $N(t)$ of UCN within the trap is

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N\bar{\mu}(E)v}{\lambda} - \frac{N}{\tau_n}, \quad (2)$$

where τ_n is the neutron lifetime.

Let E_0 be used for the total energy of the UCN and E , p for their kinetic energy and momentum respectively. The height coordinate z will be defined in the upwards sense relative to a horizontal datum plane $h=0$ where we will also take the UCN potential energy to be zero. Consequently, under the assumed conditions of elastic wall collisions, $\frac{p^2}{2m} = E_0 - mgh$. We will consider a monoenergetic group of UCN, with energies in the range E_0 to $E_0 + dE_0$ where $dE_0 \ll E_0$. The energies will remain within this same range δE_0 at all times in the future and at all accessible heights. To make use of the equilibrium condition that the points representing the UCN will have spread themselves uniformly through the available phase space we need to consider the available momentum space. The range $dE = dE_0$ implies a range dp , where $dE = \frac{pdp}{m}$ so that the available volume in momentum space may be expressed as

$$d^3p = 4\pi p^2 dp = C\sqrt{E}dE = C\sqrt{E_0 - mgh}dE_0, \quad (3)$$

where $C = 4\pi\sqrt{2m^3}$. The phase space density for the group is its real space density $n(E_0, t, h)$ divided by the volume it occupies in momentum space $C\sqrt{E}(h)dE_0$. When the phase space density has become uniform this ratio is independent of position, and therefore, of h , so that

$$\frac{n(E_0, t, h)}{C\sqrt{E}(h)dE_0} = \frac{n(E_0, t, 0)}{C\sqrt{E}(0)dE_0}. \quad (4)$$

Hence,

$$\frac{n(E_0, t, h)}{n(E_0, t, 0)} = \sqrt{\frac{E(h)}{E(0)}} = \sqrt{\frac{(E_0 - mgh)}{E_0}}. \quad (5)$$

We also note that

$$\frac{v(E_0, h)}{v(E_0, 0)} = \sqrt{\frac{E_0 - mgh}{E_0}} \text{ and } \frac{n(E_0, t, h)v(h)}{n(E_0, t, 0)v(0)} = \frac{(E_0 - mgh)}{E_0} \quad (6)$$

Eqs. (4), (5), (6) can only be applied to a UCN group for which dE_0 is small compared with the changes of mgh in the setup of interest.

At height h the trap horizontal section area will be called $A(h)$ and the perimeter of this section will be called $S(h)dh$. The total population $N(E_0,t)$ of an energy group in a trap can then be calculated as

$$N(E_0,t) = \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} n(E_0,t,h)A(h)dh, \quad (7)$$

where h_{\min} and h_{\max} are the lowest and highest points in the trap. Using eq.(5) this becomes

$$N(E_0,t) = n(E_0,t,0) \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \sqrt{\frac{E_0-mgh}{E_0}} A(h)dh. \quad (8)$$

In the absence of gravity this result could have been simply expressed as

$$N(E_0,t) = n(E_0,t,0) V, \quad (10)$$

so that the integral of eq.(8) can be identified as an effective volume $V_{\text{eff}}(E_0)$ for the trap under the influence of gravity where

$$V_{\text{eff}} = \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \sqrt{\frac{E_0-mgh}{E_0}} A(h)dh. \quad (11)$$

In order to evaluate the rate at which the phase space density of a given energy group of neutrons decay in time we need to evaluate the rate at which neutrons are removed from the system via collisions on the bottle walls. This requires a knowledge of the wall collision rate $dJ(E_0,h,t)$ and the energy dependent UCN loss per bounce function $\bar{\mu}(E)$. The rate of collision per unit area of wall for a gas in equilibrium is given by the standard kinetic theory result $J = \frac{1}{4}n\bar{v}$, where \bar{v} and n are the local gas average particle velocity and density respectively. If we include the effect of gravity, we need to rewrite the expression for the collision rate $dJ(E_0,h,t)$ at h as

$$\frac{dJ(E_0,h,t)}{dS(h)} = \frac{n(E_0,h,t)v(E_0,h,t)}{4} \quad (12)$$

We also note that

$$\frac{v(E_0,h)}{v(E_0,0)} = \sqrt{\frac{E_0-mgh}{E_0}} \text{ and } \frac{n(E_{\text{tot}},t,h)v(h)}{n(E_{\text{tot}},t,0)v(0)} = \frac{(E_{\text{tot}}-mgh)}{E_{\text{tot}}} \quad (13)$$

We can express the current at height h to its speed at 0

$$dJ(E_0,h,t) = \left(\frac{E_0-mgh}{E_0} \right) dJ(E_0,0,t). \quad (14)$$

Now we can write a loss rate equation for neutrons within vessel

$$\begin{aligned} \frac{dN(E_0,t)}{dt} &= - \int_s S(h)\bar{\mu}(E_0,h)dJ(E_0,h,t)dh - \frac{N(E_0,t)}{\tau_\beta} = \\ &= - \left(J(E_0,0,t) \int_s \sqrt{\frac{E_0-mgh}{E_0}} \bar{\mu}(E_0,h)S(h)dh \right) - \frac{N(E_0,t)}{\tau_\beta} = \\ &= -N(E_0,t) \left\{ \frac{v(E_0,0)}{4V_{\text{eff}}(E_0)} \int_s \sqrt{\frac{E_0-mgh}{E_0}} \bar{\mu}(E_0,h)P(h)dh + \frac{1}{\tau_\beta} \right\} = \\ &= -N(E_0,t) \left(\frac{1}{\tau_w(E_0)} + \frac{1}{\tau_\beta} \right) = -\frac{N(E_0,t)}{\tau_{\text{tot}}(E_0)} \end{aligned} \quad (15)$$

For convenience we shall assume that the neutrons enter the trap at $h=0$. The area of the input pipe is A_{in} and $n(E_0,0)dE_0$ the maximum real space density of UCN in range E_0, E_0+dE_0 obtainable from the UCN source at the bottle input port. Assuming (12) to hold in the vicinity of the input port we can write

$$\frac{d}{dt}N(E_0,t_{\text{fill}}) = \frac{n(E_0,0)v(E_0,0)A_{\text{in}}}{4} - \frac{N(E_0,t)v(E_0,0)A_{\text{in}}}{4V_{\text{eff}}(E_0)} - \frac{N(E_0,t)}{\tau_{\text{tot}}(E_0)}, \quad (16)$$

where t_{fill} is the filling time, $V_{\text{eff}}(E_0)$ - effective volume of trap.

Experimental design

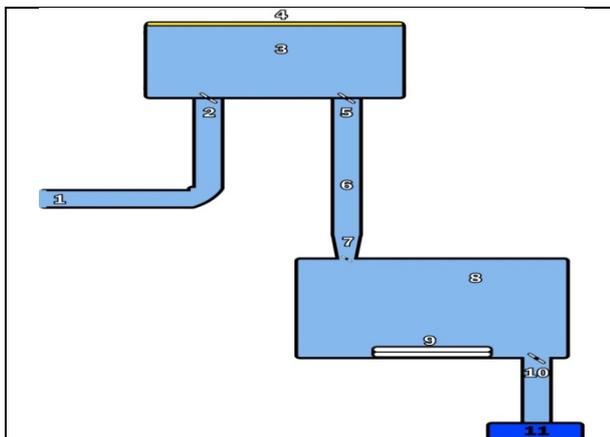
Description of set-up and method

A possible design of experimental setup so called gravitational spectrometry (GS) for measurement of UCN loss coefficient at different velocity could be in the form two cylindrical cups with next scheme (fig.2): firstly neutrons will be stored in a storage volume №1 to form spectrum. Then they will fall to a storage volume №2 through vertical part of neutron guide and by falling they will be accelerated. Thus, one can obtain needed neutron velocity by changing the height of vertical part of neutron guide. It is expected that construction of spectrometry allows us to make fast and convenient changing and to do other experiments.

Principal scheme of the GS spectroscopy is shown in fig.2 Through neutron guide (1) neutrons enter upper storage volume №1 (3) of $d=0.5$ m diameter and $h=0.3$ height. After this entrance valve (2) will be closed. A spectrum of stored neutrons is cut in gravitational spectrometer with absorber, which is located at certain height H_{abs} of storage volume №1. Neutrons with sufficient kinetic energy, which can bounce up

and more to height H_{abs} , will be lost on absorber. Through output valve of storage volume №1 and vertical neutron guide (6) neutrons drop down to cylinder cup of $d=0.5$ m diameter and $h=0.3$ m height, which forms lower (main) storage volume №2 (8). Such geometrical parameters of storage volumes are chosen so as to form narrow spectrum (from 0 upto ≈ 30 neV) and to obtain a large number of neutrons. To have a large number of neutrons not only geometrical parameters are important, but also important thing is coating of storage wall. Since neutrons of low velocity are stored in storage volume №1, there is no necessary to use material with high potential. Thus, one can use material with minimal loss coefficient and low potential. Therefore, Fomblin oil with limited energy $E_{lim}=106,5$ neV and loss factor $\eta \approx 10^{-5}$ is well suited for these parameters. Sample with known limited energy E_{lim} is located on the bottom of storage volume №2. UCN detector (11) will count survive neutrons.

It is necessary to carry out two measurements to measure loss coefficient on sample, which located in storage volume №2: measurement with the sample and without. Thus, one can gain loss coefficient on sample at different velocity.



1- neutron guide, 2,7 – entrance valves, 3 – storage volume №1, 4 – polyethylene absorber, 5,10 – output valves, 6 – vertical neutron guide, 8 – lower (main) storage volume №2, 9 – sample, 11 – UCN detector.

Figure 2–Experimental setup.

The absorber (4) is made of polyethylene with negative limited energy. UCN entering the absorber can penetrate into the substance and either be captured by the nuclei of the substance-

or heat up to thermal energies and escape the spectrometer. But UCNs can reflect from surface of absorber and go back to storage volume. To reduce this effect the absorber has development surface, which increases bounce number.

UCN detector is a wire chamber with ^3He gas, aluminum window of thickness 100 μm and ≈ 60 cm^2 .

The calculated time dependence of the number of neutrons in storage volumes on time is shown in Fig.3. During filling time of storage volume №1 entrance valve is open (from 0 s to 60 s), neutrons enter storage volume №1. After shutdown of entrance valve (60 s) neutrons of high energy (neutrons of initial spectrum with energy more than absorber height) will be lost on absorber. After some time (120 s), needed to eliminate all neutrons with energy more than absorber height from the storage volume №1, simultaneously output valve of the storage volume №1 and entrance valve of storage volume №2 will be open. Consequently the number of neutrons increases (blue line) and the storage volume №2 will be filled. Saturation of neutron in the storage volume №2 is about 10 s.

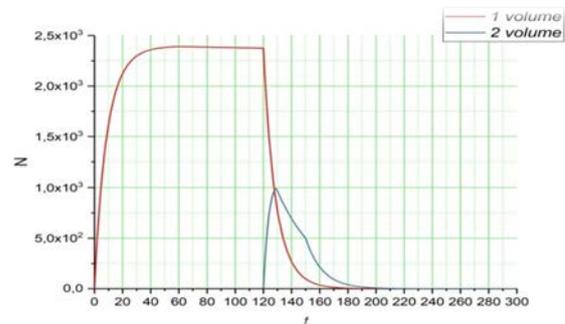


Figure 3–The calculated time dependence of the neutron number in storage volumes on time.

Measurement cycle

The measurement cycle comprises filling of the storage volume, spectrum cleaning, storage time, emptying and measurement of the surviving neutrons.

Filling ($t = 0$ to 60 s): During filling time of the storage volume №1 the entrance valve is open. Equilibrium neutron density is reached after 60 s, mainly determined by the geometry, the quality of the storage volume surfaces.

Spectral cleaning ($t = 60$ to 120 s): During spectral cleaning time the entrance valve is closed and all neutrons with energy more than absorber height must be lost. UCNs of initial

spectrum with energy more than H_{abs} penetrate walls and escape storage volume №1. The further measurement cycles are dependent on how fast and clean spectrum is formed. Therefore, it is necessary to wait as little as possible and at the same time to get clean spectrum.

Emptying the storage volume №1 and filling the storage volume №2 (t=120 to 130 s): in the period of time from 120 s to 130 s emptying the storage volume №1 is occurred. Neutrons go out through vertical neutron guide, which connects two storage volumes. And they fall to the storage volume №2.

Storage times (t=130 to 400 s): During storage time both valves (entrance and output) are closed. The storage time is defined by loss probability on walls due to capture and inelastic scattering on nuclei of walls.

Emptying and measurement of the surviving neutrons. Stored UCNs fall and enter the detector.

Statistics are collected by cyclically repeating the measurement procedure. Duration of cycles in measurements is 150-400 seconds.

Sample Description

It is expected that for carrying out experiment to use three type of coating material for sample: beryllium Be(Al), deuterated polyethylenedPE(Al) and diamond-like carbon DLC. Particular interest in using these materials is that they have high potential U and consequently high limited velocity v_{lim} . It is to be noted that the walls of the storage volume №2 are coated with beryllium. Since beryllium has a high limited energy and coating technology of DLC is not developed yet.

Table.1. Sample properties

Samples	Limited velocity v_{lim} , m/s	Limited energy E_{lim} , neV	Loss factor η
Deuterated polyethylenedPE	6.5	214	$1.3 \cdot 10^{-4}$ [10]
diamond-like carbon DLC	6.8	249	$3.5 \cdot 10^{-4}$ [11]
berylliumBe	6.9	249	$5 \cdot 10^{-4}$ [11]

Determination of loss coefficient for different samples

The storage time for UCN in a system with a loss vessel is given by

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_{\beta}^{-1} + \tau_{hole}^{-1} + \tau_{loss}^{-1} \quad (1.1)$$

Here, the total UCN loss τ_{st}^{-1} comprises three terms, namely, the probability of neutron β decay τ_{β}^{-1} , and the probability loss on hole τ_{hole}^{-1} , and the probability τ_{loss}^{-1} .

The storage time is determined from UCN counts, N_i , after holding times t_i .

$$\tau_{st} = \frac{t_2 - t_1}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)} \quad (1.2)$$

where N_1 and N_2 are neutron number after holding times t_1 and t_2 .

Since UCN are stored in material storage volume, τ_{loss}^{-1} loss probability on walls:

$$\tau_{loss}^{-1} = \mu(T, v) \nu(v), \quad (1.3)$$

where $\mu(T, v)$ is the UCN loss coefficient, which depends on UCN energy and wall temperature (see for.1 in chapter Kinetic theory), ν is the UCN collision frequency, which depends on UCN energy and storage volume geometry.

One can express UCN collisions by UCN flux directed to surface $f(v)$ and neutron density in volume $n(v)$. For isotropic flux:

$$f(v) = \frac{1}{4} \cdot n(v) \cdot v$$

$$n(v) \square v \quad (1.4)$$

$$v = \sqrt{v_0^2 - 2 \cdot g \cdot h}$$

where v is the UCN velocity at the height, v is the velocity on the bottom of the storage volume.

Loss probability can be written in the next form:

$$\tau_{nor}^{-1} = \mu(E) \nu(E) = \frac{\int_S f(E) \cdot \bar{\mu}(E) \cdot dS}{\int_V n(v) \cdot dV} = \frac{\int_S v^2 \cdot \bar{\mu}(E) \cdot dS}{\int_V v \cdot dV}, \quad (1.5)$$

It is necessary to carry out two storage time measurements for determination loss coefficient on the sample, which located in the spectrometry: with sample and without. Since the walls of spectrometry are coated with beryllium Be, for such pair of measurement with sample

coated with the same material one can write the next equation system:

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_{st}^I} = \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_{hole}} \\ \frac{1}{\tau_{st}^{II}} = \frac{1}{\tau_{samp}} + \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_{hole}} \end{cases} \rightarrow \frac{1}{\tau_{st}^I} - \frac{1}{\tau_{st}^{II}} = \frac{1}{\tau_{samp}} = \mu(v)_{samp} \nu(v)_{samp}$$

where $\frac{1}{\tau_{st}^I}$ is the UCN storage time in empty

spectrometry, $\frac{1}{\tau_{st}^{II}}$ is the UCN storage time in

spectrometry with sample, $\nu(v)_{samp}$ is the UCN collision frequency on sample. From these measurements one can extract $\mu(v)_{samp}$:

$$\mu(v)_{samp}^{Be} = \frac{\frac{1}{\tau_{xp}^{II}} - \frac{1}{\tau_{xp}^{I}}}{\nu(v)_{samp}}$$

By writing similar expressions for measurements with other samples, you can determine the loss coefficient for other samples:

$$\mu(v)_{samp}^{DLC} = \frac{\frac{1}{\tau_{xp}^{II}} - \frac{1}{\tau_{xp}^{I}}}{\nu(v)_{samp}}, \quad \mu(v)_{samp}^{dPE} = \frac{\frac{1}{\tau_{xp}^{II}} - \frac{1}{\tau_{xp}^{I}}}{\nu(v)_{samp}},$$

where $\mu(v)_{samp}^{Be}$ is the loss coefficient for Be,

$\mu(v)_{samp}^{DLC}$ is the loss coefficient for diamond-like

carbon DLC, $\mu(v)_{samp}^{dPE}$ is the loss coefficient for deuterated polyethylenedPE.

Results

Simulation of processes of filling, neutron spectral cleaning, neutron refilling from one storage volume to another storage volume, storage in lower storage volume, counting in detector was done. From obtained data the accuracy of loss coefficient measurement was determined. Measurement results of loss coefficient at different velocity of UCN on surface of deuterated polyethylenedPE are shown in fig.4. From the figure one can see that when UCN velocity increases, the loss coefficient increases. Accuracies were obtained with area 135 cm² and measurement time 20 hours.

Similar measurement results of loss coefficient at different velocity of UCN on surface of diamond-like carbon DLC and Be with area 135 cm² and measurement time 20 hours are shown in fig.5-6.

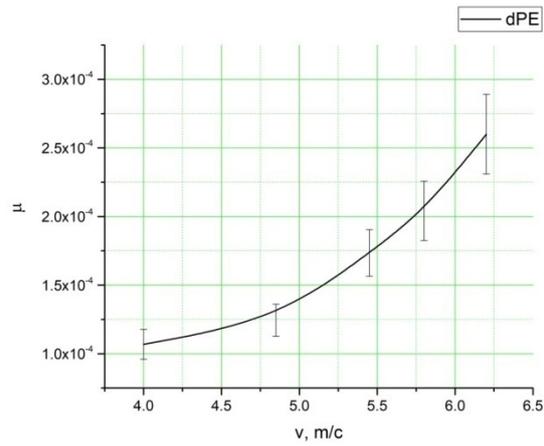


Figure 4–Loss coefficient on deuterated polyethylenedPE surface .

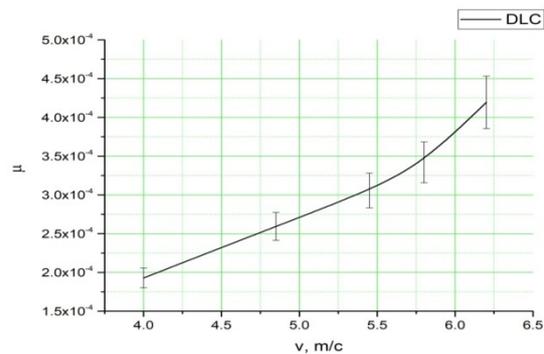


Figure 5–Loss coefficient on diamond-like carbon DLC surface.

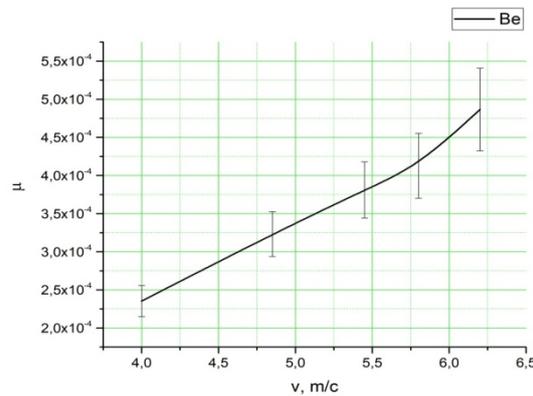


Figure 6–Loss coefficient on Be surface

Loss coefficient of limited neutrons with velocity from 6 m/s to 6.4 m/s is most interest. What measurement time is needed to measure UCN loss coefficient with accuracy 11% and area of sample 135 cm² is shown in fig.7. UCN loss coefficient and its accuracy for sample with area 135 cm² and measurement time 5.72 hours are shown in fig.8. What loss coefficient one can measure in 5.72 hours with accuracy 11%

and different area of sample. This is shown in fig.9.

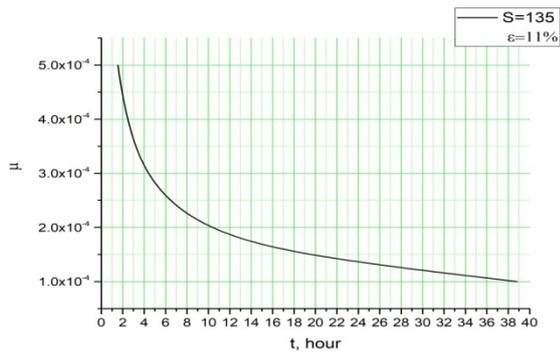


Figure 7—The dependence of the loss coefficient on the measurement time with fixed accuracy ε and sample area S .

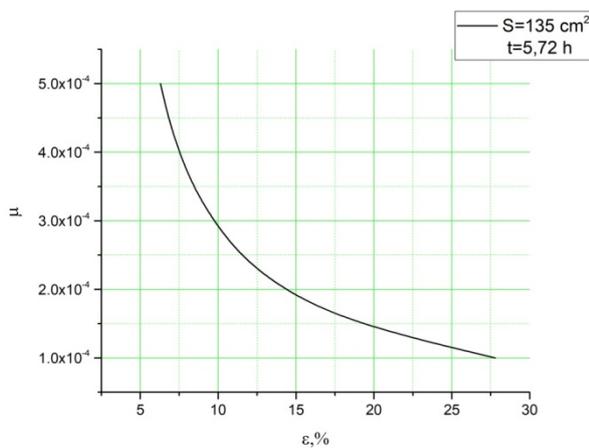


Figure 8—The dependence of the loss coefficient on the measurement accuracy with fixed measurement time t and sample area S .

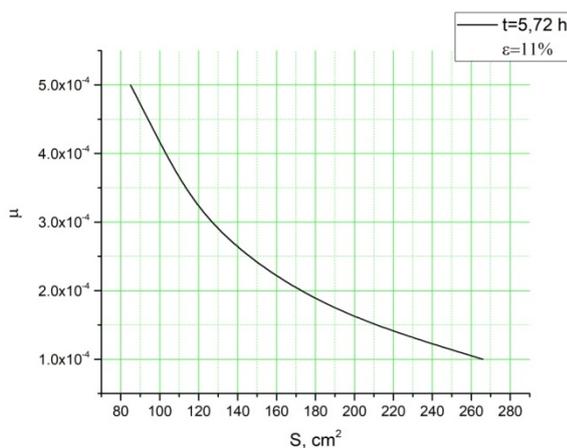


Figure 9—The dependence of the loss coefficient on the sample area with fixed measurement time t and measurement accuracy ε .

It is seen that from fig.6. to obtain loss coefficient about $1.5 \cdot 10^{-4}$ with fixed measurement accuracy 11% and sample area $S = 135 \text{ cm}^2$ necessary time to carry out experiment is about 20 hours. A further extension of the experiment time does not lead to a significant change.

Conclusion

During the work the geometry of experimental setup was chosen and calculations were done. A program was written to simulate dynamic of neutron density in experimental setup. Simulation let us determine optimal measurement time diagram and optimal sample area with fixed measurement accuracy for measurement loss coefficient. Obtained data and program will be used for construction experimental setup.

References

1. A.P. Serebrov Issledovaniya fundamental'nyh vzaimodejstvij v PIJaFNICKI s nejtronami i nejtrino na reaktorah // UFN. Tom. 185, № 11.
2. Fred E. Wietfeldt, Geoffrey L. Greene Colloquium: The neutron lifetime // Reviews of modern physics, vol.83, oct-dec 2011.
3. C. Siemensen, C. Düsing, P. Geltenbort, C. Giebel, T. Reich, and C. Plonka Search for an electric charge of the neutron // Physical Review D 97, 052004 (2018)
4. N. F. Ramsey, Ann. Rev. Nucl. Part.Sci. 32 (1982) 211.
5. M. Raidal et al., Eur. Phys. J. C57 (2008) 13.
6. E.V. Lychagin, V.A. Mityukhlyaev, A.Yu. Muzychka, G.V. Nekhaev, V.V. Nesvizhevsky, M.S. Onegin, E.I. Sharapov, A.V. Strelkov «UCN sources at external beams of thermal neutrons. An example of PIK reactor», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 823 (2016) p. 47–55.
7. А.В. Стрелков Хранение нейтронов // УФН Том. 174, № 5.
8. R. Golub, D. J. Richardson, S. K. Lamoreaux, Ultra-cold Neutrons (Adam Hilger, Bristol, 1991).
9. J .M. Pendlebury , D.J . Richardson Effects of gravity on the storage of ultracold neutrons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A337 (1994) 504-511

10. Th. Brenner, P. Fierlinger, P. Geltenbort, E. Gutmiedl, A. Hollering, T. Lauer, G. Petzoldt, D. Ruhstorfer, J. Schroffenegger, K. M. Seemann, O. Soltwedel, St. Stuibler, B. Taubenheim, D. Windmayer, and T. Zechlau Deuterated polyethylene coatings for ultra-cold neutron applications // Applied physics letters 107, 121604 (2015)

11. F. Atchison, T. Bry's, M. Daum, P. Fierlinger, P. Geltenbort, R. Henneck, S. Heule, M.

Kasprzak, K. Kirch, A. Pichlmaier, C. Plonka, U. Straumann, C. Wermelinger, and G. Zsigmond Loss and spinflip probabilities for ultra-cold neutrons interacting with diamondlike carbon and beryllium surfaces // Physical Review C 76, 044001 (2007)

Accepted to print at 30.10.18

V.V. Nesvizhevsky¹, K. Turlybekuly^{2,3}, D.A. Kereibay², E.V. Lychagin², S.K. Sakhiyev⁴

¹*Institut Laue-Langevin, Grenoble, France*

²*Joint Institute for nuclear researches, Dubna, Russia*

³*L.N. Gumilyov Eurasian national university, Astana, Kazakhstan*

⁴*Abay Kazakh national pedagogical university, Almaty, Kazakhstan*

SIMULATION OF LOSS COEFFICIENT MEASUREMENT EXPERIMENT AT DIFFERENT UCN VELOCITIES OF USING GRAVITATIONAL SPECTROSCOPY

Abstract. This work is devoted to simulation of precise experiment of loss coefficient measurement experiment at different velocities of UCN using gravitational spectroscopy and to choose optimal parameters of storage volume. The effect of various covers and materials of trap on loss coefficients preliminary was estimated.

As result of simulation the size of experimental set-up, optimal time diagram of measurements and optimal area of sample to measure loss coefficient with given accuracy were chosen.

Keywords: loss coefficient, ultracold neutrons.

В.В. Несвижевский¹, К. Турлыбекулы^{2,3},

Д.А. Керейбай², Е.В. Лычагин², С.К. Сахиев⁴

¹*Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция*

²*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

³*Евразийский национальный университет им. Гумилёва, Астана, Казахстан*

⁴*Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ УТЕЧКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СКОРОСТЯХ UCN ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Аннотация. Данная работа посвящена моделированию точного эксперимента по измерению коэффициента потерь при различных скоростях УХН с использованием гравитационной спектроскопии и выбору оптимальных параметров объема хранения. Предварительно было оценено влияние различных покрытий и материалов ловушки на коэффициенты потерь. В результате моделирования были выбраны размер экспериментальной установки, оптимальная временная диаграмма измерений и оптимальная площадь образца для измерения коэффициента потерь с заданной точностью.

Ключевые слова: коэффициент потерь, ультрахолодные нейтроны.

**В.В. Несвижевский¹, К. Турлыбекұлы^{2,3}, Д.А. Керейбай²,
Е.В. Лячинь², С.К. Сахиев⁴**

¹Лауэ-Ланжевен институты, Гренобль, Франция

²Ядролық зерттеулер институты, Дубна қаласы, Ресей

³Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

⁴Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан

**ГРИВИТИЦИЯЛЫҚ СПЕКТРОСКОПТЫ ПАЙДАЛАНҒАНДА КЕЗ КЕЛГЕН
ЖЫЛДАМДЫҚТАҒЫ ҰЛТРАСАЛҚЫН НЕЙТРОНДАРДЫҢ ЕСЕПСІЗ ҚАЛУЫН
ЭКСПЕРИМЕНТАЛ МОДЕЛДЕУ**

Аннотация. Бұл жұмыс гравитациялық спектроскопияны қолдану арқылы UCN түрлі жылдамдықтарында жоғалу коэффициентін өлшеу экспериментінің дәл экспериментін модельдеуге және оңтайлы параметрлерін таңдауға арналған. Тұзақ материалдарының түрлі қаптамалар мен шығын коэффициенттері алдын-ала бағаланды. Симуляцияның нәтижесі бойынша эксперименттің өлшемі, өлшеудің оңтайлы уақыт диаграммасы және осы дәлдікпен жоғалу коэффициентін өлшеу үшін оңтайлы аймақ таңдап алынды.

Түйінді сөздер: жоғалу коэффициенті, ультрасалқын нейтрондар.

М.К. Исанова^{1,*}, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, Д. Хоффманн²

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Технический университет Дармштадт, Институт Ядерной физики,
г. Дармштадт, Германия

*e-mail: issanova@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Аннотация. В данной работе были исследованы динамические характеристики не-изотермической, плотной плазмы. На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц для двухтемпературной, не-изотермической, плотной плазмы был получен кулоновский логарифм. Данный потенциал учитывает квантово-механические эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки - на больших в плотной плазме. Используемая модель надежна только при относительно низких скоростях налетающей частицы, адекватно описывается важная область вокруг максимума тормозной способности. Поэтому это позволило нам изучить зависимость тормозной способности от параметров плазмы и исследовать чувствительность расчетного времени релаксации и соответствующую температуру выравнивания плазмы по качеству описания экранирующего эффекта в плотной плазме. Рассчитанное температурное равновесие в плотной плазме может быть очень чувствительным к приближению, сделанному в описании экранирующего эффекта. По полученным результатам следует, что динамические характеристики плотной плазмы могут быть адекватно выражены через кулоновский логарифм на основе эффективных потенциалов. Рассчитаны потери энергии ионов и время релаксации в плазме при различных значениях температуры и плотности плазмы. Полученные результаты сравнены с теоретическими работами других авторов и с результатами моделирования молекулярной динамики и имеют хорошее согласие.

Ключевые слова: плотная плазма, инерционный термоядерный синтез, кулоновский логарифм, эффективный потенциал, тормозная способность.

Введение

Исследование процессов взаимодействия ионных пучков с плотной плазмой является одной из важнейших задач физики инерционного термоядерного синтеза (ИТС), горячей плотной материи и лазерной физики [1-3]. Плотная плазма образуется в экспериментах на тяжелоионных пучках [4-6] в National Ignition Facility [7] и замагниченных экспериментах Z-пинча [8]. В настоящее время проводится большое количество теоретических и экспериментальных исследований физических процессов, определяющих конструкцию термоядерной мишени. Изучение энергетических потерь заряженных частиц в плазме имеет большое значение для физики плотной плазмы, а также для решения задач инерционного синтеза [15-16]. Характер и результаты этих взаимодействий зависят от типа энергии пучка заряженных частиц, а также от типа, состояния, плотности, состава и размера мишеней. По-

этому моделирование тяжелых и сильно заряженных ионов для инерционного термоядерного синтеза требует как качественного, так и количественного описания взаимодействия тяжелых частиц с веществом в широком диапазоне плотностей и температур. Особенно важно определить потери энергии ионов в плотной плазме, так как их экспериментальное исследование имеет определенные трудности, связанные с определением плотности свободных электронов в плазме, необходимой для расчета их тормозной способности. Тормозная способность была рассчитана во многих теоретических работах с использованием различных подходов, теорий и вычислительных экспериментов [17-20]. Было обнаружено, что тормозная способность увеличивается в двух случаях, то есть при увеличении эффективного заряда снаряда и при увеличении значения кулоновского логарифма. Традиционная формула для кулоновского логарифма непра-

вильно учитывает столкновительные процессы в системах, поскольку она получается с использованием неэкранированного кулоновского потенциала. В этой работе кулоновский логарифм получен на основе сильно экранированного эффективного потенциала, который учитывает квантовые эффекты на малых расстояниях и эффекты многочастичного экранирования на больших расстояниях.

В настоящей работе модель, предложенная ранее в работах [21-27] для описания свойств плотной плазмы на основе эффективных потенциалов взаимодействия используется для расчета динамических свойств дейтерий-тритиевой плазмы ИТС. Эффективный потенциал получен с использованием длинноволнового расширения поляризационной функции и квантового потенциала с учетом конечного значения потенциала взаимодействия на близком расстоянии.

В разделе 2 приведена модель расчета динамических свойств плотной плазмы с использованием эффективных потенциалов электрон-ионного взаимодействия. В разделе 3 представлены и обсуждаются результаты расчета тормозной способности и температурной релаксации плазмы ИТС. Чтобы показать достоверность модели, результаты сравнены с данными моделирования молекулярной динамики (MD) и моделирования частиц в ячейке (PIC). В последнем разделе приведено заключение.

Физическая модель

Основой управляемого термоядерного синтеза является обеспечение протекания реакции слияния легких ядер. Наибольший интерес с этой точки зрения представляют реакции с участием изотопов водорода: дейтерия и трития (DT-цикл). Для термоядерного горения часть энергии синтеза должна быть вложена в топливо. В случае DT-реакции $D + T \rightarrow \alpha (3.5 \text{ МэВ}) + n (14.1 \text{ МэВ})$. В этой реакции общая энергия равная 17.6 МэВ распределяется между α -частицей с энергией 3.54 МэВ и нейтроном с энергией 14.1 МэВ. Чтобы поглотить энергию α -частицы (3.54 МэВ), размеры топлива должны превышать длину ее пробега R . Эффективный пробег определяется по формуле [28]:

$$R = \int_E^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (1)$$

где $\frac{dE}{dx}$ тормозная способность, E_0 - начальная энергия частицы.

Зная величины тормозных потерь можно определить части поглощаемой энергии ионом и электроном [29]:

$$E_i = \int_0^{E_i} dE_i = \int_0^{E_0} dE \frac{dE_i/dx}{dE/dx}, \quad (2)$$

$$E_e = \int_0^{E_e} dE_e = \int_0^{E_0} dE \frac{dE_e/dx}{dE/dx}, \quad (3)$$

где $\frac{dE_i}{dx}$ и $\frac{dE_e}{dx}$ ионные и электронные компоненты тормозной способности альфа-частицы, $\frac{dE}{dx}$ суммарная тормозная способность:

$$\frac{dE_i}{dx} + \frac{dE_e}{dx} = \frac{dE}{dx}, \quad (4)$$

таким образом:

$$E_i + E_e = E_0. \quad (5)$$

В этой работе динамические свойства получены на основе кулоновского логарифма с использованием эффективных потенциалов для плазмы ИТС. Тормозная способность определяется как средняя потеря энергии на единицу длины пути заряженных частиц, проходящих через вещество из-за кулоновских взаимодействий с электронами или ионами. Рассчитаем тормозную мощность в приближении парного столкновения [30-31]:

$$\frac{dE}{dx} = 8\pi n \left(\frac{m_{\alpha\beta}}{m_\beta} \right) \cdot E_c \cdot b_\perp^2 \cdot \lambda_{ei}, \quad (6)$$

здесь $E_c = \frac{1}{2} m_{\alpha\beta} v^2$ - энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц; v - относительная скорость пробной частицы; $b_\perp = Z_\alpha Z_\beta / (m_{\alpha\beta} v^2)$, λ_{ei} - кулоновский логарифм. Кулоновский логарифм определяется с помощью угла рассеяния в системе центра масс при парном кулоновском столкновении [21, 30-31]:

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{b_\perp^2} \int_0^{b_{\max}} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) b db, \quad (7)$$

Угол рассеяния θ_c в системе центра масс определяется как [30]:

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \left(1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где $m_{\alpha\beta} = m_{\alpha}m_{\beta}/(m_{\alpha} + m_{\beta})$ - приведенная масса частиц сорта α и β . В качестве минимального прицельного параметра принято брать $b_{\min} = \max\{b_{\perp}, \lambda_{\alpha\beta}\}$, где $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar/\sqrt{2\pi m_{\alpha\beta}k_B T}$ - тепловая длина волны де-Бройля. В формуле (8) $\Phi_{\alpha\beta}(r)$ - потенциал взаимодействия частиц и r_0 определяется из уравнения:

$$1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r_0)}{E_c} - \frac{b^2}{r_0^2} = 0. \quad (9)$$

Как известно, учет коллективных эффектов экранирования во взаимодействии частиц плазмы необходим для корректного описания статических и динамических свойств плазмы. В данной работе рассматривается плотная плазма, для которой также важен учет квантовых эффектов на малых межчастичных расстояниях. Далее при расчете кулоновского логарифма будем использовать эффективный потенциал, учитывает как квантовые эффекты на малых расстояниях, так и эффект экранирования на больших расстояниях [25-27]:

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

здесь

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

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

$$C_{\alpha\beta} = \frac{k_D^2 \lambda_{\alpha\beta}^2 - k_i^2 \lambda_{ee}^2}{\lambda_{ee}^2 / \lambda_{\alpha\beta}^2 - 1},$$

где $2k_D/(\lambda_{ee}\gamma^2) < 1$, $k_D^2 = k_e^2 + k_i^2$ - параметр экранирования, который учитывает как вклад электронов, так и ионов, $\gamma^2 = k_i^2 + 1/\lambda_{ee}^2$. Для неизотермической плазмы используется электрон-ионная ха-

рактеристическая температура T_{ei} [32-34]. В работе [32] показано, что для корректного описания свойств плазмы электрон-ионная температура должна быть выражена в виде: $T_{ei} = \sqrt{T_e T_i}$. Эффективный потенциал (10) можно использовать как для изотермической, так и для изотермической плазмы.

Численные расчеты и обсуждение результатов

В этом разделе мы рассмотрим результаты исследования динамических свойств плотной плазмы на основе кулоновского логарифма с использованием эффективного потенциала (10). Тормозные процессы в плотной плазме представляет значительный интерес в различных областях науки и техники (физика плазмы, ИТС, физика теплого плотного вещества и т. д.) [35-36]. В частности, интенсивные исследования ИТС требуют более достоверной информации о динамических характеристиках, то есть о тормозной способности и температурной релаксации. Рассмотрим частицы плотные ДТ-плазмы, взаимодействующие через эффективный потенциал (10).

Качество описания динамических свойств, основанных на эффективном потенциале, проверяется сравнением тормозной способности, рассчитанной с использованием комбинированной модели, метода Т-матрицы и борновского приближения первого порядка с данными, полученными с использованием эффективного электрон-ионного потенциала (10).

На рисунках 1-2 проиллюстрирована энергетическая зависимость электронной и ионной составляющих тормозной способности в плотной плазме при плотности электронов $n_e = 10^{26} \text{ см}^{-3}$ при разных значениях температуры. Температура плазмы от $T = 10 \text{ keV}$ до $T = 60 \text{ keV}$, а плотность электронов равна $n_e = 10^{26} \text{ см}^{-3}$, что характерно для плазмы ИТС вскоре после зажигания. Энергетическая область лежит между нулем и энергией α -частиц $E_0 = 3.54 \text{ MeV}$, полученного в реакции ДТ. В этом случае большая часть энергии α -частиц переносится на электроны. Как показано на рисунках 1-2, для налетающей частицы потери энергии на электроны в плазме доминируют над поте-

рями ионов, когда энергия налетающей частицы становится достаточно большой по шкале температуры. На основе полученных данных были оценены вклады энергии, поглощенной ионом E_i и электроном E_e . Энергетические доли, переносимые на электроны и ионы рассчитаны по формулам 2 и 3, равны $E_e = 3,38 \text{ МэВ}$ и $E_i = 0,14 \text{ МэВ}$ соответственно. Интересно отметить, что значения тормозной способности вокруг максимума остаются почти постоянными, когда температура удваивается от 10 до 20 кэВ, а увеличение температуры от 40 до 60 кэВ приводит к значительному уменьшению тормозной способности вокруг ее максимального значения.

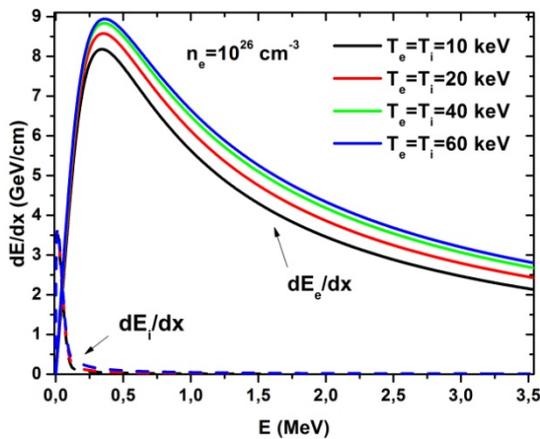


Рисунок 1 - Тормозные потери альфа-частицы при $T_i = T_e = 10 \div 60 \text{ кэВ}$

На рисунке 2 показана тормозная способность на основе данной модели, теории БПС [29] и модели среднего атома (АА) [37]. Результаты, полученные с использованием эффективного потенциального подхода ближе к данным Бина [37], а не к данным из [29]. Это указывает на важность электронных квантовых эффектов, которые учитываются в работе [37]. Различие между нашими результатами и результатом Бина [37] обусловлено эффектом неупругого рассеяния, который включен в [37], поскольку рассматривалась плотная плазма Au. Последнее не имеет значения при рассмотрении случая полностью ионизованной плотной ДТ-плазмы.

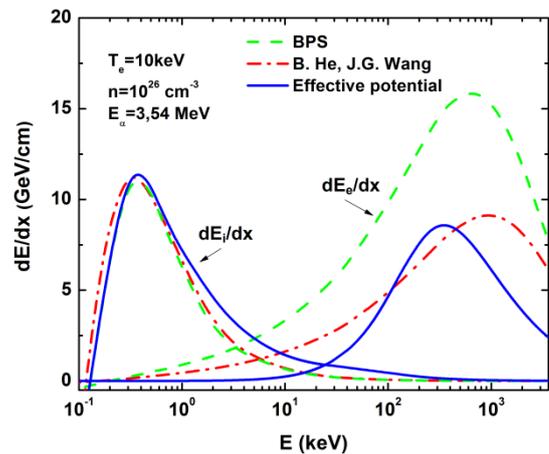


Рисунок 2 – Тормозная способность частиц снаряда, проходящих через ДТ плазму в зависимости от энергии снаряда, разделенной на ионные и электронные вклады

На рисунке 3 показан диапазон α -частиц R_α в микрометрах для начальной энергии $E_0 = 3,54 \text{ МэВ}$ в зависимости от электронной температуры T_e . Кривые для различных плотностей электронов обозначены следующим образом: сплошная линия $n_e = 10^{26} \text{ см}^{-3}$; пунктирная линия $n_e = 10^{25} \text{ см}^{-3}$; пунктирно-точечная линия $n_e = 10^{24} \text{ см}^{-3}$. При рассматриваемых плотностях диапазон α -частиц насыщается после резкого увеличения при более низких температурах. Стоит отметить, что меньший диапазон α -частиц лучше для эффективного переноса энергии от α -частицы в плазму, что означает, что первоначальное энергетическое осаждение α -частицы в плазму более эффективно при более высоких плотностях плазмы.

На рисунке 4 показана температурная релаксация иона гелия ($Z = 2$) в водородной плазме с $T_e = T_i = 100 \text{ эВ}$ и $n_e = 10^{24} \text{ см}^{-3}$ для двух начальных температур, то есть 10 и 1000 эВ. Результаты сравниваются с классическим многокомпонентным МД-моделированием [38], используя код, основанный на работах Хансена и Макдональда и Глосли и др. [44].

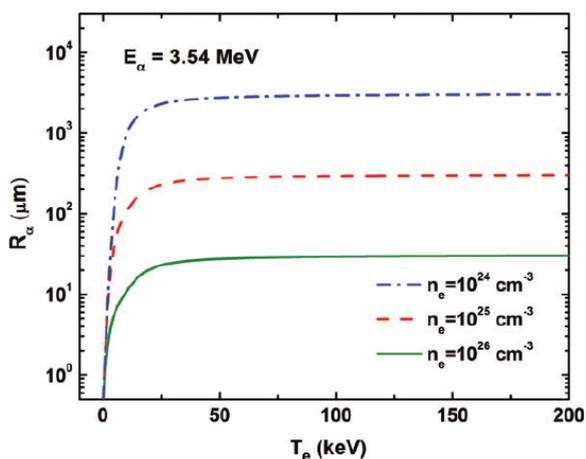


Рисунок 3 - Диапазон α -частиц (в микрометрах) в зависимости от электронной температуры

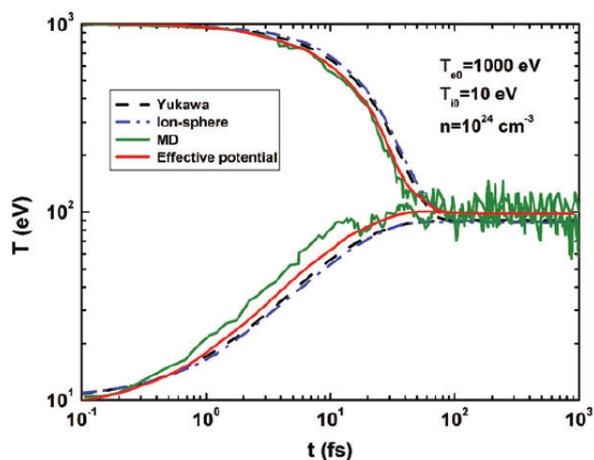


Рисунок 4 – Сравнение значения ионной релаксации гелия в водородной плазме для двух начальных энергии $T_{i0} = 10$ эВ и $T_{e0} = 1000$ эВ с молекулярной динамикой (МД) [38], потенциал Юкавы, потенциал [39-41] и ионная сфера [42]

Полученные результаты согласуются с результатами моделирования МД. Из рисунка 4 видно значительное отличие от результата, полученного с использованием более простого потенциала Юкавы. Например, при параметрах, показанных на рисунке 4, равновесное значение температуры, рассчитанное с использованием эффективного потенциала (10), больше на 10 эВ, чем рассчитанное с использованием потенциала Юкавы. Отметим, что эффективный потенциал (10) согласуется с потенциалом Юкавы, если пренебречь эффектами электронной квантовой нелокальности (дифракции). Поэтому аккуратное описание экранирующего эф-

фекта очень важно для точного описания температурного равновесия в плотной плазме.

Заключение

Динамические процессы в плотной ДТ-плазме изучались на основе двухтемпературного эффективного потенциала взаимодействия с учетом квантовых дифракционных эффектов на малых расстояниях и экранирования на больших расстояниях. Хотя используемая модель надежна только при относительно низких скоростях налетающей частицы, адекватно описывается важная область вокруг максимума тормозной способности. Поэтому это позволило нам изучить зависимость тормозной способности от параметров плазмы и исследовать чувствительность расчетного времени релаксации и соответствующую температуру выравнивания плазмы по качеству описания экранирующего эффекта в плотной плазме. Основные выводы обобщены следующим образом:

1. Торможение в плотной плазме имеет немонотонную зависимость от температуры плазмы. При $T > 20$ кэВ тормозная способность при малых скоростях уменьшается с увеличением температуры плазмы, а при 10 кэВ $< T < 20$ кэВ тормозная способность не имеет существенного изменения из-за варьирования температуры.

2. Теоретически рассчитанное температурное равновесие в плотной плазме может быть очень чувствительным к приближению, сделанному в описании экранирующего эффекта. В частности, пренебрежение электронной квантовой нелокальностью может привести к значительному недооценке равновесной температуры после термализации. Причиной этого является то, что температурная релаксация определяется столкновениями с малыми скоростями ионов (относительно тепловой температуры электронов). Поэтому температурное равновесие в плотной плазме нуждается в дальнейшем изучении, в реализации более сложных теорий для описания экранирования.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта

AP05134366 Исследование фундаментальных свойств неидеальной комплексной плазмы на основе моделей взаимодействия частиц (2018).

Список литературы

- 1 Фортвов В.Е. Экстремальные состояния вещества. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – С. 345.
- 2 Fortov V.E., Petrov O.F., Vaulina O.S., Timirkhanov R.A. Viscosity of a Strongly Coupled Dust Component in a Weakly Ionized Plasma // *Phys. Rev. Lett.* - 2012. - Vol. 109. - P. 055002.
- 3 Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* - 2005. - Vol. 424. - P. 1.
- 4 Hoffmann D.H.H., Blazevic A., Ni P., Rosmej O., Roth M., Tahir N.A., Tauschwitz A., Udrea S., Varentsov D., Weyrich K., and Maron Y. Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams // *Laser and Particle Beams.* - 2005. - Vol. 23. - P. 47–53.
- 5 Sharkov B.Y., Hoffmann D.H.H., Golubev A.A., Zhao Y. High energy density physics with intense ion beams // *Matter Radiat. Extremes.* - 2016. - Vol. 1. - P. 28.
- 6 Kawata S., Karino T., Ogoyski A.I. Review of heavy-ion inertial fusion physics // *Matter Radiat. Extremes.* - 2016. - Vol. 1. - P. 89.
- 7 Hurricane O. et al. Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion // *Nature.* – 2014. – Vol. 506. – P. 343.
- 8 Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Hahn K.D., Hansen S.B., Harding E.C., Knapp P.F., Schmit P.F., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Rovang D.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Herrmann M.C., Hess M.H., Johns O., Lippa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Porter J.L., Robertson G.K., Rochau G.A., Ruiz C.L., Savage M.E., Smith I.C., Stygar W.A, Vesey R.A. Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion // *Phys.Rev.Lett.* - 2014. - Vol. 113. - P. 155003.
- 9 Casas D., Barriga-Carrasco M.D. and Rubio J. Evaluation of slowing down of proton and deuteron beams in CH₂, LiH, and Al partially ionized plasmas // *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 88. - P. 033102.
- 10 Arkhipov Yu.V., Baimbetov F. B., Davletov A. E. and Starikov K.V. Stopping Power in Semiclassical, Collisional Plasmas // *Physica Scripta.* – 2001. - Vol. 63. – P. 194-196.
- 11 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Tkachenko I.M. Stopping of relativistic projectiles in two-component plasmas // *EPL.* – 2013. – Vol. 104. – P. 35003-1-6.
- 12 Deutsch C., Leger D., Tashev B. Low velocity ion slowing down in a de-mixing binary ionic mixture // *Laser and Particle Beams.* – 2011. – Vol. 29. – P. 121–124.
- 13 Barriga-Carrasco M.D. Dynamical local field corrections on energy loss in plasmas of all degeneracies // *Phys. Rev. E.* – 2009. – Vol. 79. – P. 027401.
- 14 Barriga-Carrasco M.D. Proton stopping using a full conserving dielectric function in plasmas at any degeneracy // *Phys. Rev. E.* – 2010. – Vol. 82. – P. 046403.
- 15 Belyaev G., Basko M., Cherkasov A., Golubev A., Fertman A., Roudskoy I., Savin S., Sharkov B., Turtikov V., Arzumanov A., Borisenko A., Gornachev I., Lysukhin S., Hoffmann D. H. H. and Tauschwitz A. Measurement of the Coulomb energy loss by fast protons in a plasma target // *Phys. Rev. E.* – 1996. – Vol. 53. – P. 2701-2707.
- 16 Golubev A., Basko M., Fertman A., Kozodaev A., Mesheryakov N., Sharkov B., Vishnevskiy A., Fortov V., M. Kulish, Gryaznov V., Mintsev V., Golubev E., Pukhov A., Smirnov V., Funk U., Stoewe S., Stetter M., Flierl H.-P., Hoffmann D.H.H., Jacoby J., and Iosilevski I. Dense plasma diagnostics by fast proton beams // *Phys. Rev. E.* – 1998. – Vol. 57. – P. 3363.
- 17 Gericke D.O. and Schlanges M. Beam-plasma coupling effects on the stopping power of dense plasmas // *Phys.Rev. E.* – 1999. – Vol. 60. – P. 904.
- 18 Zwicknagel G. Theory and simulation of heavy ion stopping in plasma// *Laser and Particle Beams.* – 2009. – Vol. 27. – P. 399.
- 19 Gericke D.O., Murillo M.S., Schlanges M.. Dense plasma temperature equilibration in the binary collision approximation // *Phys. Rev. E.* - 2002. - Vol. 65. - P.036418.

- 20 Shibata K., Sakumi A. Experimental investigation of the Coulomb logarithm in beam-plasma interaction // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2001. - Vol. 464. - P. 225.
- 21 Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Moldabekov Zh.A., Issanova M.K. Dynamical properties of non-ideal plasma on the basis of effective potentials // Phys. Plasmas. - 2013. - Vol.20. - P. 112702.
- 22 Ramazanov T. S., Moldabekov Zh.A., Gabdullin M.T. Effective potentials of interactions and thermodynamic properties of a nonideal two-temperature dense plasma // Phys.Rev. E. - 2015. - Vol. 92. - P. 023104.
- 23 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Issanova M.K., Moldabekov Zh.A., Nigmatova G. Investigation of Coulomb Logarithm and Relaxation Processes in Dense Plasma on the Basis of Effective Potentials // Contrib. Plasma Phys. - 2015. - Vol. 55. № 2-3. - P. 271 - 276.
- 24 Issanova M.K., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Moldabekov Zh.A., Meister C.-V. Classical scattering and stopping power in dense plasmas: the effect of diffraction and dynamic screening // Laser and Particle Beams. - 2016. - Vol. 34. - P. 457-466.
- 25 Moldabekov Zh., Schoof T., Ludwig P., Bonitz M. and Ramazanov T. Statically screened ion potential and Bohm potential in a quantum plasma // Phys. Plasmas. - 2015. - Vol. 22. - P. 102104.
- 26 Ramazanov T.S., Moldabekov Zh.A., Gabdullin M.T. Interaction between ions in hot dense plasma via screened Cornell potential // Phys. Plasmas. - 2016. - Vol. 23. - P. 042703.
- 27 Kodanova S.K., Issanova M.K., Amirov S.M., Ramazanov T.S., Tikhonov A., Moldabekov Z.A. Relaxation of non-isothermal hot dense plasma parameters // Matter Radiat. Extremes. - 2018. - Vol. 3. - 40.
- 28 Mahdavi M. and Koohrokhi T. Energy deposition of multi-MeV protons in compressed targets of dast-ignition inertial confinement fusion // Physical Review E. - 2012. - Vol. 85. - P. 016405.
- 29 Brown L.S., Preston D.L., and Singleton Jr. R.L. Charged particle motion in a highly ionized plasma // Phys. Rep. - 2005. - Vol. 410. - P.237.
- 30 Ordonez C.A., Molina M.I. Evaluation of the Coulomb logarithm using cutoff and screened Coulomb potentials // Phys. Plasmas. - 1994. - Vol. 1. - P. 2515.
- 31 Ramazanov T.S., Kodanova S.K. Coulomb logarithm of a nonideal plasma // Phys. Plasmas. - 2001. - Vol. 8. - P. 5049.
- 32 Seufferling P., Vogel J. and Toepffer C. Correlations in a 2-temperature plasma // Phys. Rev. A. - 1989. - Vol. 40. - P. 323-329.
- 33 Bredow R., Bornath Th., Kraeft W.D., Redmer R. Hypernetted Chain Calculations for Multi-Component and NonEquilibrium Plasmas // Contrib. Plasma Phys. - 2013. - Vol. 53. - P. 276-284.
- 34 Stanton L.G., Murillo M.S. Unified description of linear screening in dense plasmas // Phys.Rev.E. - 2015. - Vol. 91. - P. 033104.
- 35 Atzeni S. and Meyer-ter-Vehn J. The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter, International Series of Monographs on Physics. - Clarendon: Oxford, 2004. - P. 480.
- 36 Lindl J. D. Inertial Confinement Fusion: The Quest for Ignition and Energy Gain Using Indirect Drive // New York: Springer, Verlag. - 1998. - P. 204.
- 37 He B., Wang J.G. Stopping power for alpha particles in hot dense Au plasmas // Nucl. Fusion. - 2013. - Vol. 53. - P. 093009.
- 38 Faussurier G., Blancard C., Gauthier M. Nuclear stopping power in warm and hot dense matter Phys. Plasmas. - 2013. - Vol. 20. - P.012705.
- 39 More R.M. Absorption of subpicosecond ultraviolet laser pulses in high-density plasma // Adv. At. Mol. Phys. - 1985. - Vol. 21. - P. 305.
- 40 Chabrier G. An equation of state for fully ionized hydrogen // J. Phys. - 1990. - Vol. 51. - P. 1607.
- 41 Potekhin A.Y., Chabrier G., Gilles D. Electric microfield distributions in electron-ion plasmas // Phys. Rev. E. - 2002. - Vol. 65. - P. 036412.
- 42 Scheibner K., Weishei J.C., Lane N.F. Plasma screening effects on proton-impact excitation of positive ions // Phys. Rev. A. - 1987. - Vol. - 35. - P. 1252.
- 43 Hansen J.P., McDonald L.R. Thermal relaxation in a strongly coupled two-

temperature plasma // Phys. Lett. A. - 1983. - Vol. 97. - P. 123.
44 Glosli J.N. et al. Molecular dynamics simulations of temperature equilibration in dense hydrogen // Phys. Rev. E. - 2008. - Vol. 78. - P.025401

Moldabekov Z.A., Groth S., Dornheim T., Bonitz M., Ramazanov T.S. Ion potential in non -ideal dens
PlasmaPhys. 2017. - Vol. 57. - P. 532.

Принято к печати 3.11.18

М.К.Исанова^{1,*}, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, Д. Хоффманн²

¹НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Технический университет Дармштадт, Институт Ядерной физики,
г. Дармштадт, Германия

*e-mail: issanova@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Аннотация. В данной работе были исследованы динамические характеристики неизотермической, плотной плазмы. На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц для двухтемпературной, неизотермической, плотной плазмы был получен кулоновский логарифм. Данный потенциал учитывает квантово-механические эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки - на больших в плотной плазме. Используемая модель надежна только при относительно низких скоростях налетающей частицы, адекватно описывается важная область вокруг максимума тормозной способности. Поэтому это позволило нам изучить зависимость тормозной способности от параметров плазмы и исследовать чувствительность расчетного времени релаксации и соответствующую температуру выравнивания плазмы по качеству описания экранирующего эффекта в плотной плазме. Рассчитанное температурное равновесие в плотной плазме может быть очень чувствительным к приближению, сделанному в описании экранирующего эффекта. По полученным результатам следует, что динамические характеристики плотной плазмы могут быть адекватно выражены через кулоновский логарифм на основе эффективных потенциалов. Рассчитаны потери энергии ионов и время релаксации в плазме при различных значениях температуры и плотности плазмы. Полученные результаты сравнены с теоретическими работами других авторов и с результатами моделирования молекулярной динамики и имеют хорошее согласие.

Ключевые слова: плотная плазма, инерционный термоядерный синтез, кулоновский логарифм, эффективный потенциал, тормозная способность.

М.К.Исанова¹, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, Д. Хоффманн²

¹ЭТФЭЗИ, эл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

²Дармштадт техникалық университеті, Ядролық физика институты,
Дармштадт қ-сы, Германия

*e-mail: issanova@physics.kz

ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАСЫНЫҢ ДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ

Аннотация. Бұл жұмыста изотермиялық емес, тығыз плазмасының динамикалық сипаттамалары зерттелді. Бөлшектердің әсерлесуінің эффективті потенциалы негізінде екі температуралы, изотермиялық емес, тығыз плазма үшін Кулон логарифмі алынды. Бұл потенциал екі температуралы плазмада кіші ара-қашықтықта квантты-механикалық дифракция эффектісін, үлкен ара-қашықтықта экрандалу эффектісін ескереді. Қолданылған модель ұшып келе жатқан бөлшектің тек салыстырмалы төмен жылдамдықтарда сенімді, және тежегіштік қабілеттің максимумы маңындағы маңызды облыс дұрыс сипатталады. Осылайша, тежегіштік қабілеттің плазмалық параметрлерге тәуелділігін зерттеп, тығыз

плазмадағы экрандалу әсерінің сипаттамасына сәйкес плазма температурасының теңесуін және релаксация уақытының есептеу уақытының сезімталдығын зерттеуге мүмкіндік берді. Тығыз плазмадағы есептелген температуралық тепе-теңдік экрандалу әсерін сипаттайтын жуықтауға өте сезімтал. Алынған нәтижелер бойынша тығыз плазманың динамикалық сипаттамалар эффективті потенциал негізіндегі Кулон логарифмі арқылы толық анықтала алады. Иондардың энергия жоғалтуы және плазмадағы релаксация уақыты әр түрлі температура мен плазма тығыздықтарында есептелінді. Алынған нәтижелер басқа авторлардың теориялық жұмыстарымен және молекулалық динамика моделдеу нәтижелерімен салыстырылды және жақсы келісімге ие.

Түйін сөздер: тығыз плазма, инерциялық термоядролық синтез, кулон логарифмы, эффективті потенциал, тежегіштік қабілет.

M.K. Issanova¹, S.K. Kodanova¹, T.S. Ramazanov¹, D. Hoffmann²

IETP, al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan

²Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany

INVESTIGATION OF DYNAMICAL PROPERTIES OF DENSE PLASMAS

Abstract. In this paper, we studied the dynamic characteristics of a non-isothermal, dense plasma. On the basis of the effective interaction potential of the particles, a Coulomb logarithm was obtained for a two-temperature, non-isothermal, dense plasma. This potential takes into account quantum-mechanical diffraction effects at short distances and screening effects at large distances in dense plasma. The used model is reliable only at relatively low projectile velocities, the important area around the maximum of the stopping power is adequately described. Therefore, this allowed us to study the dependence of the stopping power on plasma parameters and examine the sensitivity of the computed relaxation time and the corresponding equilibrium plasma temperature on the quality of the description of the screening effect in dense plasmas. The computed temperature equilibration in dense plasmas can be very sensitive to the approximation made in the description of the screening effect. According to the obtained results, it follows that the dynamic characteristics of a dense plasma can be adequately expressed in terms of the Coulomb logarithm based on the effective potentials. The energy losses of ions and the relaxation time in plasma are calculated at various temperatures and plasma densities. The results obtained are compared with the theoretical works of other authors and with the results of molecular dynamics simulation and have good agreement.

Keywords: Dense plasma, inertial confinement fusion, Coulomb logarithm, effective potential, stopping power.

М.К. Исанова^{1,*}, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, Б.У. Куанбаева², Д. Хоффманн³

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Атырауский государственный университет имени Х. Досмухамедова, Атырау, Казахстан

³Технический университет Дармштадт, Институт Ядерной физики,
г. Дармштадт, Германия

*e-mail: issanova@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ЛОГАРИФМА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. В данной работе было проведено исследование кулоновского логарифма плотной плазмы инерционного термоядерного синтеза. На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц для двухтемпературной, неизотермической, плотной плазмы был получен кулоновский логарифм. Данный потенциал учитывает квантово-механические эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки - на больших в двухтемпературной плазме. Рассмотрены различные методы вычисления кулоновского логарифма в кинетической теории переноса и разные варианты выбора постоянной экранирования плазмы с учетом или без учета вклада ионов и значения волнового вектора электронов. Выявлено, что в невырожденной плазме влияние учета вкладов ионной компоненты оказывается малой, а в вырожденной плазме учет вклада ионов необходим, если экранирование определяется электронной компонентой. Знание кулоновского логарифма плотной плазмы необходимо для описания многих процессов, таких как диффузия, теплопроводность, электропроводность, тормозная способность, релаксация температуры т.д. Также, корректное знание величин кулоновского логарифма очень важно, поскольку он используется в различных приложениях, включая численные методы, такие как моделирование методом Монте Карло, метод частицы в ячейке, также моделирование физических систем, в том числе пылевой плазмы, ультрахолодной плазмы, лазерной абляции, ИТС и других систем.

Ключевые слова: плотная плазма, инерционный термоядерный синтез, кулоновский логарифм, эффективный потенциал.

Введение

Одним из наиболее перспективных подходов для теоретического исследования динамических и транспортных характеристик плотной плазмы ИТС является приближение парного столкновения. При моделировании динамических и транспортных характеристик плотной плазмы ИТС можно использовать два подхода. Один из них состоит в вычислении транспортных коэффициентов, определяемых на основе сечений рассеяния частиц. Во втором подходе решается кинетическое уравнение, в интеграле столкновений которого содержится логарифмически расходящийся интеграл по прицельным параметрам, заменяемый кулоновским логарифмом. Кулоновский логарифм является одним из фундаментальных параметров плазмы,

играющий определяющую роль при исследовании транспортных и динамических свойств плазмы [1]. В отличие от компьютерного моделирования, к примеру метода молекулярной динамики, метод исследования динамических и транспортных характеристик системы на основе кулоновского логарифма позволяет довольно быстро оценить важнейшие физические характеристики, такие как тормозная способность, времена релаксации, коэффициенты переноса и т.д.

За счет дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия возникает неопределенность в аргументе кулоновского логарифма, приводящая к расходимости интегралов на больших и малых углах рассеяния. Расходимость интеграла столкновения устраняется учетом экранирования при определении области

интегрирования [2-3]. Кулоновский логарифм выражается через радиус обрезания по формуле [4].

Для кулоновского логарифма в работе [5] было получено выражение

$$\lambda = \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r_D^2}{r_0^2} \right) \quad (1)$$

где r_0 - наименьший прицельный параметр, соответствующий рассеянию электрона (иона) с тепловой энергией на 90° . Темко [5] вывел уравнение Фоккера–Планка для плазмы, исходя из цепочки уравнений Боголюбова.

В работе [6] кулоновский логарифм определяется следующим образом:

$$\lambda = \ln \left(\frac{q_{mz}}{k_{De}} \right) \quad (2)$$

где $q_{mz} = \sqrt{r_0^{-2} + 4k_F^2}$ - максимальное значение волнового вектора, $k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$ - длина волны электрона на поверхности Ферми. Авторы работы [7] получили выражение для кулоновского логарифма:

$$\lambda = \int_0^{q_m} \frac{k^3}{(k^2 + k_s^2)^2} S_i(k) dk \quad (3)$$

здесь k_s - постоянная экранирования, $S_i(k)$ - структурный фактор, описывающий корреляцию ионов, q_m - максимальное значение волнового вектора.

В разреженной плазме, когда можно пренебречь ион-ионной корреляцией из (3) находим [8-9]:

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\ln(1 + \chi_i) - \frac{\chi_i}{1 + \chi_i} \right] \quad (4)$$

где $\chi_i = (q_m/k_s)^2$. В работе [10] полагалось, что

$$q_m = \min \{ E_T / Z_i e^2, 2 / \lambda_e \},$$

$\lambda_e = \hbar / \sqrt{2\pi m_e k_B T}$ - длина волны де Бройля, E_T в невырожденном случае полагалась равной температуре, а в вырожденном — энергии Ферми, длина волны де Бройля в этих случаях также определялась с использованием температуры или энергии Ферми. Со структурным фактором ионов в дебаевском приближении из (3) находим

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\ln(1 + \chi_i) - \frac{\chi_i}{1 + \chi_i} - \frac{1}{2} \frac{z_i}{k_s^2} \frac{4\pi n_e e^2}{T} \frac{\chi_i^2}{(1 + \chi_i)^2} \right], \quad (5)$$

Компьютерное моделирование позволяет получить значение кулоновского логарифма для сильно связанной плазмы [11-12].

Кулоновский логарифм на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц

Как известно, учет коллективных эффектов экранирования во взаимодействии частиц плазмы необходим для корректного описания статических и динамических свойств плазмы. В данной работе рассматривается плотная плазма, для которой также важен учет квантовых эффектов на малых межчастичных расстояниях [13]. Далее при расчете кулоновского логарифма в слабосвязанной плазме используется эффективный потенциал, полученный в работе [14], который учитывает как квантовые эффекты на малых расстояниях, так и эффект экранирования - на больших. Эффективный потенциал электрон-электронного взаимодействия описывается следующим выражением [14]:

$$\Phi_{ee}(r) = \frac{e^2}{(1 + \lambda_{ee}^2 k_i^2) \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2}} \times \frac{(\exp(-Br) - \exp(-Ar))}{r} \quad (6)$$

Эффективный потенциал электрон-ионного взаимодействия имеет вид [14]:

$$\Phi_{ei}(r) = - \frac{Z_i e^2}{\lambda_{ei}^2 \gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ei} \gamma^2)^2}} \times \left(\frac{1/\lambda_{ee}^2 - B^2}{1/\lambda_{ei}^2 - B^2} \exp(-Br) - \frac{1/\lambda_{ee}^2 - A^2}{1/\lambda_{ei}^2 - A^2} \exp(-Ar) \right) + \frac{e^2}{r} \frac{1}{1 + C_{ei}} \exp(-r/\lambda_{ei}). \quad (7)$$

Эффективный потенциал для ион-ионной пары имеет следующий вид [14]:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i Z_i e^2}{\gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2}} \times \left(\exp(-Br) \left(\frac{1}{\lambda_{ee}^2} - B^2 \right) - \exp(-Ar) \left(\frac{1}{\lambda_{ee}^2} - A^2 \right) \right), \quad (8)$$

где $k_D^2 = k_e^2 + k_i^2$ - параметр экранирования с учетом вклада электронов и ионов, $\gamma^2 = k_i^2 + 1/\lambda_{ee}^2$, r_D - радиус экранирования Дебая, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ - приведенная масса частиц. Для описания неизотермиче-

ской плазмы необходимо знать электрон-ионную характерную температуру T_{ei} [15-16]. В работах [14, 16-17] показано, что для корректного описания динамических и транспортных свойств плазмы электрон-ионная температура должна быть выражена в виде: $T_{ei} = \sqrt{T_e T_i}$. Эффективные потенциалы взаимодействия частиц (6-8) применимы в случае слабосвязанной плазмы.

В этой работе кулоновский логарифм определяется с помощью угла рассеяния в системе центра масс при парном кулоновском столкновении [18-19]:

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{b_{\perp}^2} \int_0^{b_{\max}} \sin^2\left(\frac{\theta_c}{2}\right) b db, \quad (9)$$

Угол рассеяния в системе центра масс определяется как [18]:

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \left(1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где $E_c = \frac{1}{2} m_{\alpha\beta} v^2$ - энергия в системе центра масс, $b_{\perp} = Z_{\alpha} Z_{\beta} / (m_{\alpha\beta} v^2)$. В качестве минимального прицельного параметра принято брать $b_{\min} = \max\{b_{\perp}, \lambda_{\alpha\beta}\}$. В формуле (10) $\Phi_{\alpha\beta}(r)$ - потенциал взаимодействия частиц и r_0 определяется из уравнения:

$$1 - \frac{\Phi_{\alpha\beta}(r_0)}{E_c} - \frac{b^2}{r_0^2} = 0. \quad (11)$$

Численные расчеты и обсуждение результатов

В данной работе исследование кулоновского логарифма проводилось на основе разных теоретических подходов. Результаты, полученные на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц были сравнены с результатами других теоретических моделей. На рисунке 1 приведены зависимости кулоновского логарифма от концентрации электронов. Красной сплошной линией обозначены результаты, полученные на основе эффективного потенциала. Видно, что с ростом концентрации кулоновский логарифм убывает и проходит через минимум $n_e \sim 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Сравнение 1 и 2 показывают, что учет корреляции ионов вносит вклад в кулоновский логарифм уже при $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, но

этот вклад становится заметным при $n_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, когда учет корреляции ионов необходим и приводит к заметному уменьшению сечения рассеяния электронов. Расчеты со структурным фактором в дебаевском приближении (5) согласуются с расчетами со структурным фактором из уравнения (3).

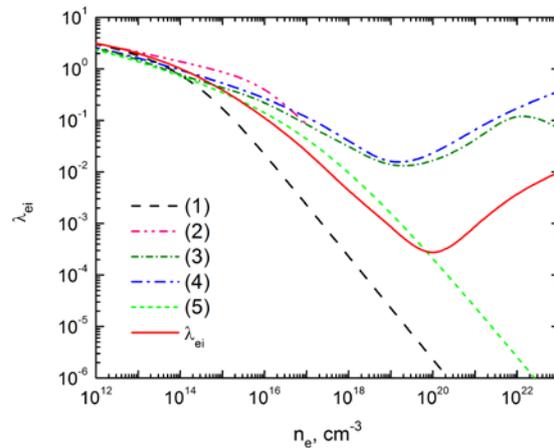


Рисунок 1 - Кулоновский логарифм как функция концентрации электронов при $T = 300 \text{ K}$ без учета вклада ионов

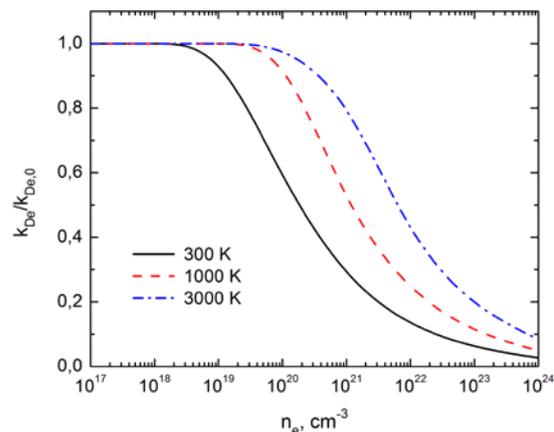


Рисунок 2 - Поправка вырождения к классическому электронному радиусу экранирования при разных температурах

На рисунке 2 показаны поправки вырождения к классическому электронному радиусу экранирования при разных температурах. При $T = 300 \text{ K}$ эффекты вырождения электронной компоненты плазмы проявляются при $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и с увеличением концентрации экранирующие свойства электронного газа значительно ослабевают.

С увеличением температуры эффект уменьшается и отклонения поправки от единицы начинаются при больших значениях

концентрации. По этой причине минимумы кулоновского логарифма с ростом температуры сдвигаются к большим значениям концентрации, что видно на рисунке 3.

В плотной плазме значения кулоновского логарифма увеличиваются с ростом температуры. Это связано как с уменьшением радиуса Ландау, так и с увеличением радиуса экранирования. При $T=30000\text{ K}$ минимум кулоновского логарифма сглаживается.

Сравнение положения минимумов кулоновского логарифма на рисунке 3 и зависимости отношения волнового числа Ферми к электронной постоянной экранирования на рисунке 4 показывает, что они совпадают. Из этого следует вывод, что появление минимума кулоновского логарифма является следствием ослабления экранирования ионов из-за вырождения электронного газа.

На рисунке 5 представлены зависимости кулоновского логарифма как функция концентрации электронов при $T=300\text{ K}$ с учетом вклада ионов. Из рисунка 5 видно, что в этом случае минимум пропадает и результаты, полученные на основе эффективного потенциала хорошо совпадают с результатами других теоретических подходов.

По итогам численного моделирования с учетом вклада ионов можно сделать вывод, что влияние корреляции ионов пренебрежимо мала. Такое же поведение имеет место и при других температурах (рис. 6).

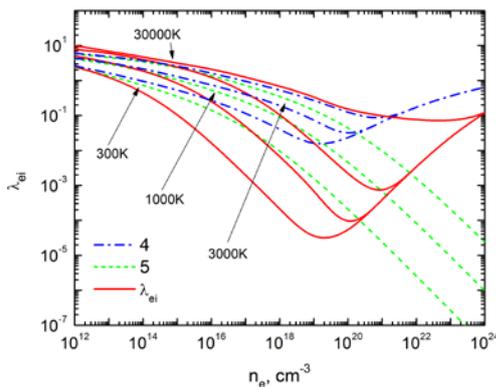


Рисунок 3 - Кулоновский логарифм как функция концентрации электронов при разных температурах без учета вклада ионов

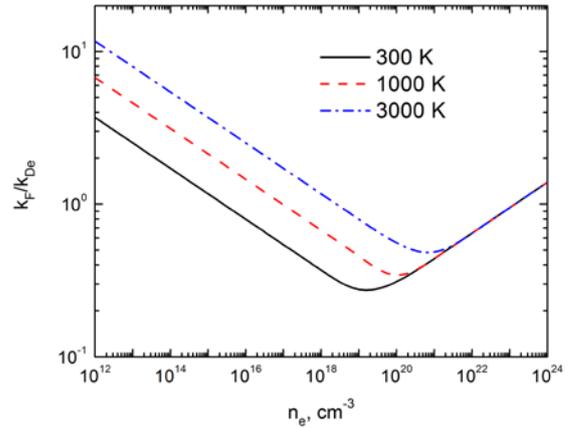


Рисунок 4 - Зависимости отношения волнового числа Ферми к электронной постоянной экранирования при разных температурах

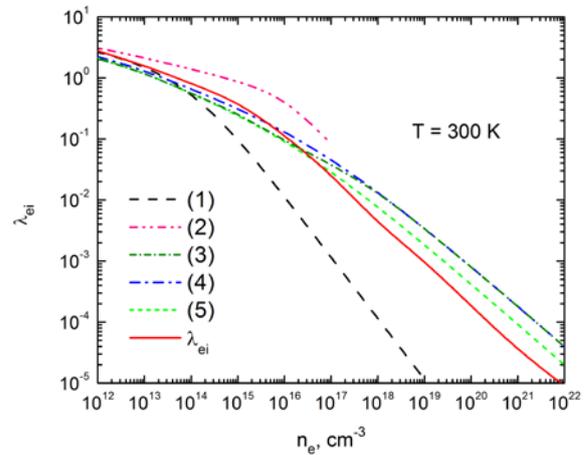


Рисунок 5 - Кулоновский логарифм как функция концентрации электронов при $T=300\text{ K}$ с учетом вклада ионов

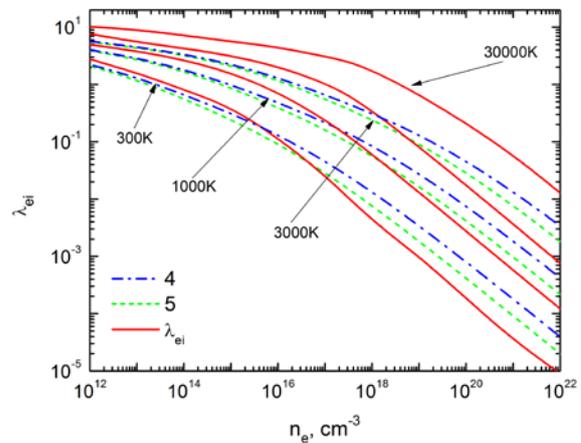


Рисунок 6 - Кулоновский логарифм как функция концентрации электронов при разных с учетом вклада ионов

Таким образом, проведено исследование кулоновского логарифма в плотной плазме на основе эффективного потенциала взаимодействия, который учитывает квантовые эффекты дифракции на малых расстояниях и экранировку на больших расстояниях. Значения кулоновского логарифма зависят от выбора граничного волнового вектора и от учета вкладов ионов. В рамках использованной модели показано, что полученные результаты по кулоновскому логарифму имеют хорошее согласие с результатами, полученными на основе других методов, в частности компьютерного моделирования.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта AP05134366 Исследование фундаментальных свойств неидеальной комплексной плазмы на основе моделей взаимодействия частиц (2018).

Список литературы

- 1 Филиппов А.В., Старостин А.Н., Грязнов В.К. Кулоновский логарифм в неидеальной и вырожденной плазме // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 153. – Вып. 3. – С. 514–524.
- 2 Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – с. 211.
- 3 Силин В.П. введение в кинетическую теорию газов. – М.: Наука, 1971. – с. 134.
- 4 Spitzer L., Physics of Fully Ionized Gases. – N.Y.: Interscience, 1962. – P. 586.
- 5 Temko S.V. On the Derivation of the Fokker-Planck Equation for a Plasma // JETP. - 1957. - Vol. 31. - P. 1021.
- 6 Ziman J.M. A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals // Phil. Mag. - 1961. - Vol. 6. - P. 1013.
- 7 Грязнов В.К., Иванов Ю.В., Старостин А.Н., Фортов В.Е. Теплофизические свойства ударно-сжатого аргона и ксенона // ТВТ. - 1976. - Vol. 14. - P. 643.
- 8 Dingle R.B. Scattering of electrons and holes by charged donors and acceptors in semiconductors // Phil. Mag. J. Sci. - 1955. - Vol. 46 - P. 831.
- 9 Barrie R. Electronic Conduction in Solids with Spherically. Symmetric Band Structure // Proc. Phys. Soc. B. - 1956. - Vol. 69. - P. 553.
- 10 Ziman J.M. A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals // Phil. Mag. - 1961. - Vol. 6. - P. 1013.
- 11 Benedict L.X., et al. Molecular Dynamics Simulations of Electron-Ion Temperature Equilibration in an SF6 Plasma // Phys. Rev. Lett. - 2009. - Vol. 102. - P. 205004.
- 12 Vorberger J., Gericke D.O. Comparison of electron-ion energy transfer in dense plasmas obtained from numerical simulations and quantum kinetic theory // High Energy Density Physics. - 2014. - Vol.10. - P.1-8.
- 13 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas. - 2002. - Vol. 9. - P. 3758-3761.
- 14 Ramazanov T. S., Moldabekov Zh.A., Gabdullin M.T. Effective potentials of interactions and thermodynamic properties of a nonideal two-temperature dense plasma // Phys.Rev. E. – 2015. – Vol. 92. – P. 023104.
- 15 Seufferling P., Vogel J. and Toepffer C. Correlations in a 2-temperature plasma // Phys. Rev. A. - 1989. - Vol. 40. - P. 323-329.
- 16 Bredow R., Bornath Th., Kraeft W.D., Redmer R. Hypernetted Chain Calculations for Multi-Component and NonEquilibrium Plasmas // Contrib. Plasma Phys. - 2013. - Vol. 53. - P. 276-284.
- 17 Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Исанова М.К., Хоффманн Д.Х.Х., Молдабеков Ж.А.. Исследование кулоновского логарифма и релаксационных процессов плотной плазмы на основе эффективного потенциала // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2014. – №4(51). – С. 77-84.
- 18 Ordonez C.A., Molina M.I. Evaluation of the Coulomb logarithm using cutoff and screened Coulomb potentials // Phys. Plasmas. - 1994. - Vol. 1. - P. 2515.
- 19 Ramazanov T.S., Kodanova S.K. Coulomb logarithm of a nonideal plasma // Phys. Plasmas. - 2001. - Vol. 8. - P. 5049.
- 20 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Isanova M.K., Moldabekov Zh.A., Nigmatova G. Investigation of Coulomb Logarithm and Relaxation Processes in Dense Plasma on the Basis of Effective Potentials // Contrib. Plasma Phys. – 2015. - Vol. 55. № 2-3. – P. 271 – 276.

21 Gabdullin M.T., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Issanova M.K., Moldabekov Zh.A. Thermodynamic and dynamical properties of dense ICF plasma // *Nukleonika*. - 2016, - Vol. 61, №2. – P. 125.

22 Issanova M.K., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Moldabekov

Zh.A., Meister C.-V. Classical scattering and stopping power in dense plasmas: the effect of diffraction and dynamic screening // *Laser and Particle Beams*. – 2016. – Vol. 34. – P. 457-466.

Принято в печать 3.11.2018

М.К. Исанова^{1,*}, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, Б.У. Куанбаева², Д. Хоффманн³

¹*НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

²*Атырауский государственный университет имени Х. Досмухамедова, Атырау, Казахстан*

³*Технический университет Дармштадт, Институт Ядерной физики,
г. Дармштадт, Германия*

**e-mail: issanova@physics.kz*

ИССЛЕДОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ЛОГАРИФМА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. В данной работе было проведено исследование кулоновского логарифма плотной плазмы инерционного термоядерного синтеза. На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц для двухтемпературной, неизотермической, плотной плазмы был получен кулоновский логарифм. Данный потенциал учитывает квантово-механические эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки - на больших в двухтемпературной плазме. Рассмотрены различные методы вычисления кулоновского логарифма в кинетической теории переноса и разные варианты выбора постоянной экранирования плазмы с учетом или без учета вклада ионов и значения волнового вектора электронов. Выявлено, что в невырожденной плазме учет вкладов ионной компоненты оказывается малой, а в вырожденной плазме учет вклада ионов необходим, если экранирование определяется электронной компонентой. Знание кулоновского логарифма плотной плазмы необходимо для описания многих процессов, таких как диффузия, теплопроводность, электропроводность, тормозная способность, релаксация температур и т.д. Также, корректное знание величин кулоновского логарифма очень важно, поскольку он используется в различных приложениях, включая численные методы, такие как моделирование методом Монте Карло, метод частицы в ячейке, также моделирование физических систем, в том числе пылевой плазмы, ультрахолодной плазмы, лазерной абляции, ИТС и других систем.

Ключевые слова: плотная плазма, инерционный термоядерный синтез, кулоновский логарифм, эффективный потенциал.

М.К. Исанова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов, Б.У. Куанбаева, Д. Хоффманн

¹*ЭТФЗИ, ал-Фараби атындағы КазҰУ, Алматы, Қазақстан*

²*Х. Досмухамедов атындағы Атырау мемлекеттік университеті, Атырау, Қазақстан*

³*Дармштадт техникалық университеті, Ядролық физика институты,
Дармштадт қ-сы, Германия*

ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАДА ЭФФЕКТИВТІ ПОТЕНЦИАЛ НЕГІЗІНДЕ КУЛОН ЛОГАРИФМІН ЗЕРТТЕУ

Аннотация. Бұл жұмыста инерциялық термоядролық синтездің тығыз плазмадағы кулондық логарифмін зерттеу жүргізілді. Бөлшектердің әсерлесуінің эффективті потенциалы негізінде екі температуралы, изотермиялық емес, тығыз плазма үшін Кулон логарифмі

алынды. Бұл потенциал екі температуралы плазмада кіші ара-қашықтықта квантты-механикалық дифракция эффектісін, үлкен ара-қашықтықта экрандалу эффектісін ескереді. Кинетикалық тасымалдау теориясында кулондық логарифмді есептеудің әртүрлі әдістері және иондардың үлесімен немесе үлесінсіз плазмалық экрандалудың тұрақтыларын таңдаудың әр түрлі варианттары мен электрондардың толқындық вектор мәндері қарастырылды. Азғындалмаған плазмада ион компонентінің үлесінің әсері кішігірім, ал азғындалған плазмада экрандалу электрондық компонент арқылы анықталса, иондардың үлесін ескеру қажет екені анықталды. Тығыз плазмадағы кулондық логарифмді білу диффузия, жылу өткізгіштік, электрөткізгіштігі, электр қуатын тоқтату, температура релаксациясы және т.б. сияқты көптеген процестерді сипаттау үшін қажет. Сондай-ақ, кулон логарифмінің мәнін дұрыс анықтау өте маңызды, өйткені ол әртүрлі қолданбаларда, оның ішінде Монте-Карло моделдеуі, ұяшықтағы бөлшектердің әдісі, сондай-ақ тозаңды плазма, ультрасалқын плазма, лазерлік абляция, ИТС және басқа жүйелерде пайдаланылады.

Түйін сөздер: тығыз плазма, инерциялық термоядролық синтез, кулон логарифмы, эффективті потенциал.

M.K. Issanova, S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, B.U. Kuanbayeva, D. Hoffmann

IETP, al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan

²*Dosmuhamedov Atyrau State University, Atyrau, Kazakhstan*

³*Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany*

INVESTIGATION OF COULOMB LOGARITHM ON THE BASIS OF THE EFFECTIVE POTENTIALS IN DENSE PLASMA

Abstract. In this work, the Coulomb logarithm of inertial confinement fusion dense plasmas were studied. Based on the effective interaction potentials between particles, the Coulomb logarithm for a two-temperature nonisothermal dense plasma was obtained. These potentials take into consideration long-range multi-particle screening effects and short-range quantum-mechanical effects in two-temperature plasmas. Different methods for calculating the Coulomb logarithm in the kinetic transport theory and various choices of the constant plasma screening with or without the influence of ions contribution and the wave vector of electrons are considered. It was revealed that in non-degenerate plasma, taking into account the contributions of the ionic component is small, and in a degenerate plasma, taking into account the contribution of ions is necessary if the screening is determined by the electronic component. Knowledge of the Coulomb logarithm of a dense plasma is necessary to describe many processes, such as diffusion, thermal conductivity, electrical conductivity, stopping power, temperature relaxation, etc. Also, correct knowledge of the Coulomb logarithm is very important because it is used in various applications, including numerical methods, such as Monte Carlo simulation, particle in a cell method, also physical systems, including dusty plasma, ultracold plasma, laser ablation, ICF and other systems.

Keywords: Dense plasma, inertial confinement fusion, Coulomb logarithm, effective potential.

Г. Толеуов¹, С.И. Лежнин², Ж.К. Сейдулла¹, Г.Н. Кантаева¹, М.Р. Султан¹
¹Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
 Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
²Институт Теплофизики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия
 e.mail: Zhanibek.seidulla@kaznu.kz

ВЛИЯНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ ТОРЦОВЫХ ПЛАСТИН НА ЗАТУХАНИЕ ПЛОСКОЙ СТРУИ

Аннотация. В работе экспериментально исследовано влияние сопротивления трения торцовых пластин на закономерности развития плоской свободной струи. Работа посвящена экспериментальному исследованию, рассмотрены возможные виды развития крупномасштабных вихрей на начальном участке плоской струи, ограниченной торцовыми стенками, и их влияние на профили осредненного течения струи.

Для расчета влияния сопротивления трения торцовых стенок на интенсивность затухания плоской свободной турбулентной струи, было экспериментально определены закономерности изменения сопротивления на стенке. Благодаря высокому уровню турбулентности струи ожидалось, что пограничный слой на торцовых стенках должен быть турбулентным практически по всей поверхности торцовых пластинок. Однако в работе показано, что на самом деле может существовать на торцовых поверхностях ламинарный, турбулентный и переходный слои в зависимости от конкретных условий.

По экспериментальным данным было установлено, на торцовой поверхности струи при $\lambda = 16$ и начальной скорости $U_0 = 30,3$ м/с по всей длине струи до 100 калибров изменение коэффициента сопротивления трения совпадает с теоретической зависимостью для обтекания пластины однородным потоком с ламинарным пограничным слоем.

Выявлено, что может существовать на торцовых поверхностях ламинарный, турбулентный и переходный слои в зависимости от конкретных условий. Получены эмпирические выражения для изменения максимальной скорости струи.

Ключевые слова: сопло, свободной струя, турбулентное течение, экспериментальное исследование, ограничивающие пластины.

Введение

Экспериментальными исследованиями последних лет [1,2] было обнаружено, что при истечении струи из сопла прямоугольного сечения между ограничивающими с торцов плоскими пластинами, развиваются различные виды профилей скорости осредненного течения в зависимости от структуры когерентных вихрей на начальном участке струи.

В работе [3] рассмотрены возможные виды развития крупномасштабных вихрей на начальном участке плоской струи, ограниченной торцовыми стенками, и их влияние на профили осредненного течения струи.

В последнее время для исследования когерентных структур течения пристенных струй уделяется большое внимание [4]. Это направление является важным объектом для исследования. Также важно продолжение исследований динамических характеристик течения. В данной работе экспериментально исследовано влияние сопротивления трения торцовых пластин на закономерности развития плоской свободной струи.

Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки и направления осей координат приведены на рисунке 1. Струя истекает из прямоугольно-

го сопла шириной $2b$ и высотой $2h$, соответствующей также расстоянию между торцовыми ограничивающими струю пластинами.

Геометрический параметр $\lambda = \frac{2h}{2b}$ ха-

рактеризует относительное удлинение выходного сечения сопла. В опытах исследовались струи при изменении λ от 3 до 25.

Для расчета влияния сопротивления трения торцовых стенок на интенсивность затухания плоской свободной турбулентной струи, необходимо сначала экспериментально определить закономерности изменения сопротивления на стенке. До сих пор были исследованы закономерности изменения сопротивления трения на поверхности пластин при обтекании турбулентной пристенной струи (например, в работе [5]). При значениях $\lambda > 10$ и относительно малой толщине пограничного слоя на поверхности торцовой стенки $\delta_i \ll 2b$ можно предположить о подобии пристенного пограничного слоя с пограничным слоем на пластине при обтекании однородным потоком. Измерения напряжения трения и коэффициента сопротивления на торцовой поверхности вдоль и поперек направления струи для некоторых значений λ приведены на рисунках 2-6.

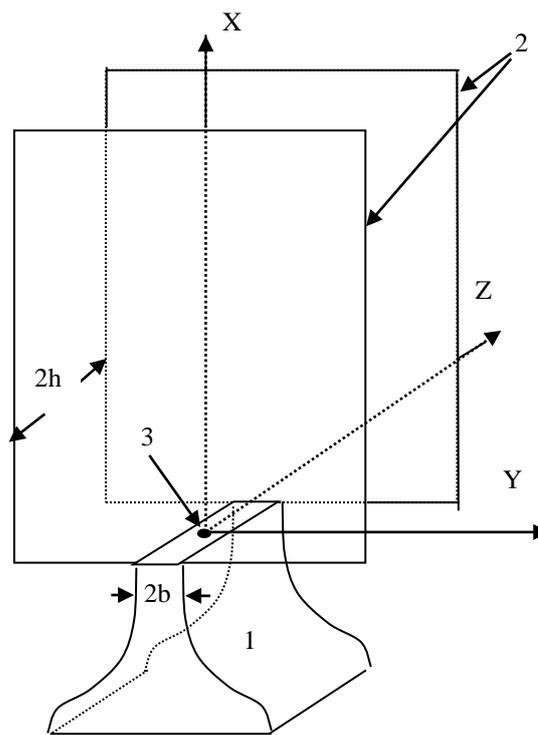
Как известно, свободная струя становится турбулентной начиная с $Re > 50$ и в основном участке струи вдоль оси уровень

турбулентности $\varepsilon_{U_m} = \frac{\sqrt{U'^2}}{U_m}$ доходит до

значений 20÷30%, где U_m – скорость на оси струи.

При продольном обтекании плоской поверхности однородным потоком ламинарный пограничный слой может существовать до чисел $Re_x = \frac{U_0 x}{\nu} \leq 5 \cdot 10^5$, где x – про-

дольное расстояние, U_0 – скорость на срезе сопла. Однако, благодаря высокому уровню турбулентности струи можно было ожидать, что пограничный слой на торцовых стенках должен быть турбулентным практически по всей поверхности торцовых пластинок.



1- сопло, 2 – ограничивающие пластины, 3- начало системы координат

Рисунок 1 - Схема экспериментальной установки

Полученные результаты и их анализ

Опыты показали, что на самом деле может существовать на торцовых поверхностях ламинарный, турбулентный и переходный слой в зависимости от конкретных условий. Например, на торцовой поверхности струи при $\lambda = 16$ и начальной скорости $U_0 = 30,3$ м/с (рисунок 2) по всей длине струи до 100 калибров изменение коэффициента сопротивления трения совпадает с теоретической зависимостью для обтекания пластины однородным потоком с ламинарным пограничным слоем:

$$C_f = \frac{0,664}{\sqrt{Re_{mx}}}, \quad (1)$$

где $Re_{mx} = \frac{U_m x}{\nu}$.

Линия на рисунке 2 соответствует расчету по формуле (1).

На рисунке 3.а и 3.б приведены результаты изменений коэффициента сопротивления трения вдоль торцовой пластины по оси течения для $\lambda = 25$ при разных значениях начальной скорости.

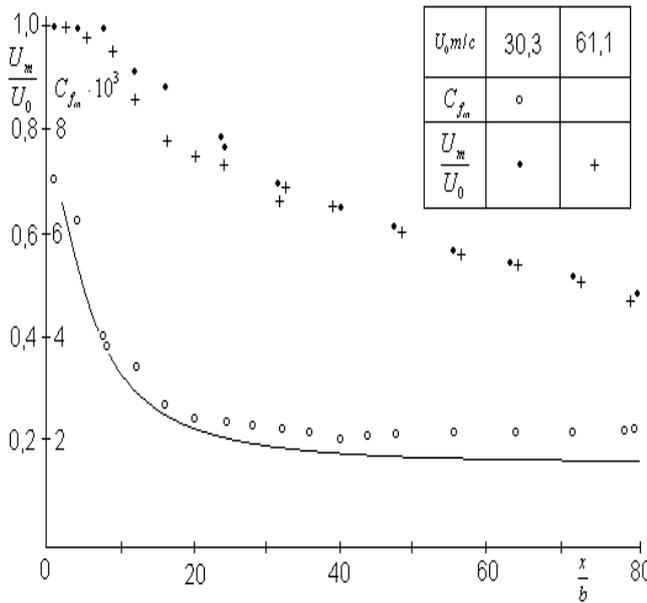


Рисунок 2 – Изменение осевой скорости и коэффициента сопротивления при $\lambda = 16$
 $Re_0 = \frac{U_0 2b}{\nu} = 4518$

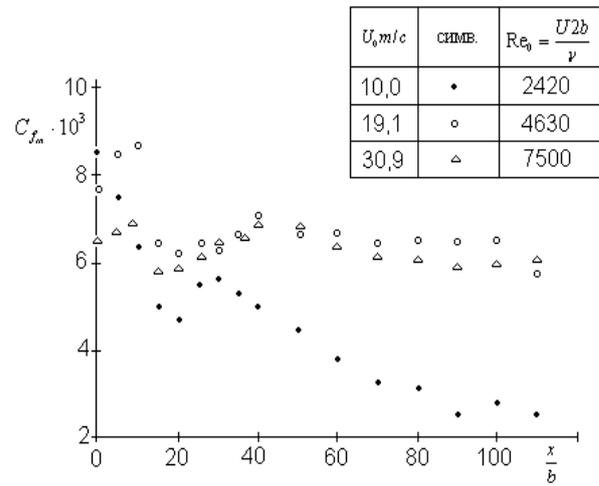
На рисунке 3.а видно, что при гладком сочленении торцевой пластины со стенками сопла вначале развивается ламинарный пограничный слой, который переходит в турбулентный в конце начального участка. Однако, при начальной скорости струи $U_0 = 10$ м/с коэффициент трения на стенке с удалением от сопла постепенно уменьшается, приближаясь к его значению при ламинарном пограничном слое.

При наличии турбулизирующего выступа, высотой $\sim 0,4$ мм на границе выходного сечения сопла и торцевой стенки с самого начала образуется турбулентный пограничный слой как при обтекании однородным потоком. На рисунке 3.б линии 1 и 2 построены по теоретической зависимости

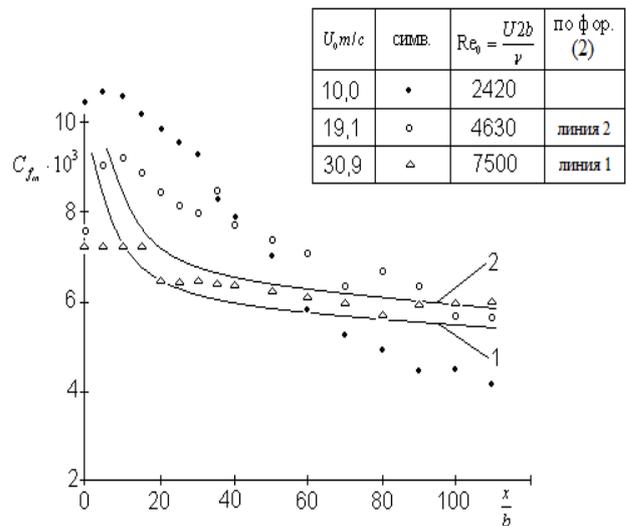
$$C_f = \frac{0,0576}{\left(\frac{U_m x}{\nu}\right)^{0,2}} \quad (2)$$

для начальной скорости струи 30,9 и 19,0 м/с.

Результаты опыта с зависимостью (2) удовлетворительно совпадают при $U_0 = 19,1$ и 30,9 м/с. Однако значения опытных данных при $U_0 = 10$ м/с не соответствует этой зависимости.



а)



а - при гладком сочленении пластины с кромкой сопла

б – при наличии турбулизатора у кромки сопла
 Рисунок 3.б – Изменение коэффициента сопротивления на торцевой стенке для $\lambda = 25$

На рисунке 4 приведены результаты измерений коэффициента сопротивления трения на торцевой стенке при $\lambda = 4, U_0 = 30$ м/с. Здесь видно, что на начальном участке течения образуется ламинарный пограничный слой, который на большом протяжении постепенно переходит в развитый турбулентный пограничный слой. На этом рисунке также приведены линии 1 и 2, рассчитанные по формулам (1) и (2).

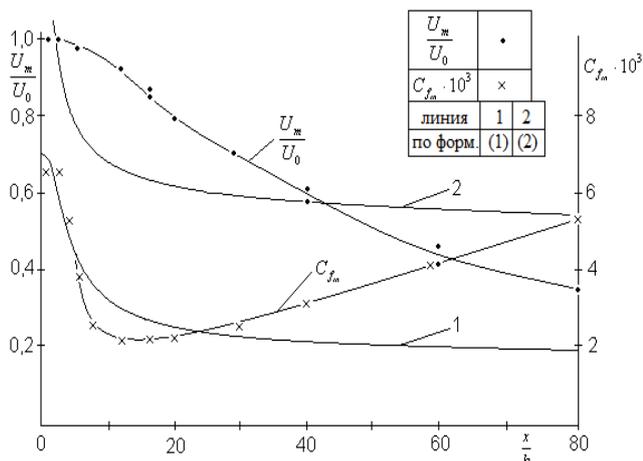


Рисунок 4 – Изменение коэффициента сопротивления трения на торцевой стенке при $\lambda = 4, U_0 = 30 \text{ м/с}$

Таким образом, видно, что на торцевых стенках могут развиваться как ламинарный, так и турбулентный пограничные слои с сопротивлениями, описываемыми по зависимости (1) и (2). Интересно отметить, что на интенсивность сопротивления трения на торцевых стенках высокий уровень турбулентности струйного течения не оказывает заметного влияния. На рисунке 5 приведены профили скорости по оси y при $z = 0$ в координатах $\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ и коэффициента сопротивления трения $C_f = \frac{\tau_w}{\rho U^2}$ на

торцевой стенке на разных расстояниях от сопла для $\lambda = 4, U_0 = 30 \text{ м/с}$. Видно, что профили скорости обладают аффинным подобием, но распределение коэффициента сопротивления не обладает такой закономерностью. Однако, профили распределения напряжения трения в различных сечениях основного участка при $\frac{x}{b} > 30$ в координатах $\frac{\tau_w}{\tau_{wm}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$, где δ - условная ширина струи при $U = \frac{U_m}{2}$, обладает аффинным подобием (рисунок 6). Причем как видно, безразмерный профиль напряжения трения совпадает с безразмерным профилем скорости.

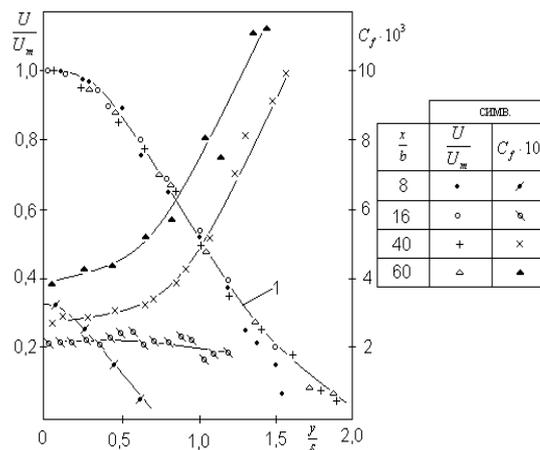


Рисунок 5 – Распределение скорости в плоскости симметрии ($z=0$) и коэффициент трения на торцевых стенках при $\lambda = 4, U_0 = 30 \text{ м/с}$

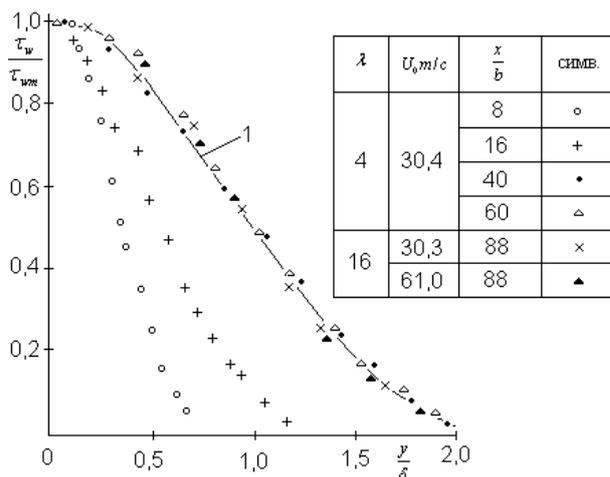


Рисунок 6 - Распределение напряжения трения на торцевых стенках

На рисунках 5 и 6 линии 1 соответствуют профилю скорости, впервые предложенный Г. Шлихтингом [6] в виде полинома

$$\frac{U}{U_m} = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4, \quad (3)$$

здесь $\eta = \frac{y}{\delta_c}$, δ_c - полная полуширина струи, равная расстоянию от оси до внешней границы при $U=0$ и связанная с условной шириной $\delta_c = 2,59\delta$.

В связи с вышеизложенным необходимо рассчитать влияние сопротивления трения торцевых пластин на затухание струи

как при ламинарном, так и при турбулентном пограничном слоях.

Сравнение результатов расчета по формуле (4) приведено на рисунке 7 при $\lambda = 3$ и $U_0 = 4,3$ и $63,8$ м/с.

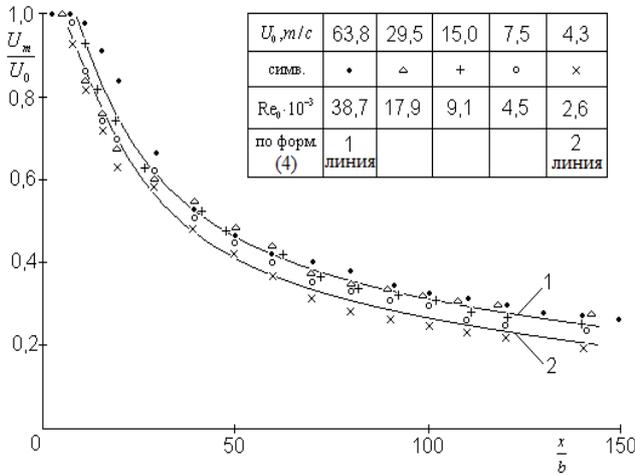


Рисунок 7 – Изменение осевой скорости струи

Заключение

По этим данным был проведен расчет влияния сопротивления турбулентного пограничного слоя торцовых поверхностей на изменение максимальной скорости и в результате получена следующая формула:

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{N}{\sqrt{\frac{x+x_0}{b} + \frac{x_0}{b}}} \exp \left\{ -\frac{0,1481 \left(\frac{x}{b}\right)^{0,9}}{A} + \frac{0,01372 \left(\frac{x}{b}\right)^{1,8}}{A^2} - \frac{0,00288 \left(\frac{x}{b}\right)^{0,27}}{A^3} \right\}, \quad (4)$$

где

$$A = \lambda Re_0^{0,2} N^{0,2}, \lambda = \frac{h}{b}, Re_0 = \frac{U_0 2b}{\nu}, x_0$$

– полюсное расстояние. Расчеты по этой формуле показывает, что поправка на уменьшение скорости составляет до 35 % для $\lambda < 10$.

При этом следует учесть, что на рисунке 7 значение измеренной максимальной скорости соответствует осевой линии струи. В теоретических расчетах вычислены значения максимальной скорости, осредненные по оси z по всей высоте струи. Поэтому экс-

периментальные значения максимальной скорости должны быть несколько выше теоретически вычисленных значений.

Работа выполнена в рамках проекта *Исследование проблем теплопереноса и теплообмена в сложных струйных течениях*.

Список литературы

1. Исатаев С.И., Исатаев М.С., Ползик В.В. Влияние ограничивающих торцовых стенок на изменение скорости в плоской турбулентной струе // Вестник КазНУ. Серия физическая. -№1 (8). -Алматы, 2000.– С. 171-176.
2. S.I. Isataev, G. ToleuovM. Isataev, andSh.A. Bolysbekova. Experimental investigation of three-dimensional turbulent jets issuing from a nozzle with a rectangular output section // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. -Vol. 89, -No. 2, - New York, 2016. – Pp. 391-396.
3. Исатаев М.С. Бифуркация крупномасштабных вихрей в начальном участке свободной струи, истекающей из прямоугольного сопла // 3-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теорияиэксперимент». – Караганда, 2002. – С. 217-221.
4. LhendupNamgyalandJosephW. Hall. Coherent Streamwise Vortex Structures in the Near-Field of the Three-Dimensional Wall jet // *J.Fluids Eng*, 2013. -Vol.135. -№6. -Pp120-126.
5. Sigalla A. Measurements of skin Friction in a Plane Turbulent Wall Jet. I. of the Royal Aeronaut. Soc., 1958. -Vol.62, -Pt. 576. - Pp.872-877.
6. Гиневский А.С. Теория турбулентных струй и следов. –М.: Наука, 1969. – 400 с.

Принято в печать 13.11.2018

Г. Төлеуов, С.И. Лежнин*, Ж.К. Сейдулла, Г.Н. Кантаева, М.Р. Султан
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Алматы, Казахстан

* - Институт Теплофизики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия
e.mail: Zhanibek.seidulla@kaznu.kz

ВЛИЯНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ ТОРЦОВЫХ ПЛАСТИН НА ЗАТУХАНИЕ ПЛОСКОЙ СТРУИ

Аннотация. В работе экспериментально исследовано влияние сопротивления трения торцовых пластин на закономерности развития плоской свободной струи. Работа посвящена экспериментальному исследованию, рассмотрены возможные виды развития крупномасштабных вихрей на начальном участке плоской струи, ограниченной торцовыми стенками, и их влияние на профили осредненного течения струи.

Для расчета влияния сопротивления трения торцовых стенок на интенсивность затухания плоской свободной турбулентной струи, было экспериментально определены закономерности изменения сопротивления на стенке. Благодаря высокому уровню турбулентности струи ожидалось, что пограничный слой на торцовых стенках должен быть турбулентным практически по всей поверхности торцовых пластинок. Однако в работе показано, что на самом деле может существовать на торцовых поверхностях ламинарный, турбулентный и переходный слои в зависимости от конкретных условий.

По экспериментальным данным было установлено, на торцовой поверхности струи при $\lambda = 16$ и начальной скорости $U_0 = 30,3$ м/с по всей длине струи до 100 калибров изменение коэффициента сопротивления трения совпадает с теоретической зависимостью для обтекания пластины однородным потоком с ламинарным пограничным слоем.

Выявлено, что может существовать на торцовых поверхностях ламинарный, турбулентный и переходный слои в зависимости от конкретных условий. Получены эмпирические выражения для изменения максимальной скорости струи.

Ключевые слова: сопло, свободной струя, турбулентное течение, экспериментальное исследование, ограничивающие пластины.

Г. Төлеуов, С.И. Лежнин*, Ж.Қ. Сейдулла, Г.Н. Қантаева, М.Р. Султан
Эксперименттік және теориялық физика ғылыми зерттеу институты, Әл-Фараби
атындығы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

* -Ресей ғылым Академиясы Сібір бөлімі Жылу физика институты, Новосібір, Ресей

ШЕКТЕЛГЕН ПЛАСТИНАДАҒЫ ҮЙКЕЛІС КЕДЕРГІСІН ЖАЗЫҚ АҒЫНШАНЫҢ ӨШУІНЕ ӘСЕРІ

Аннотация. Жұмыста беткі қабаттардың үйкеліс төзімділігіне жазықсыз ағынның даму заңдылықтарына әсері зерттелді. Жұмыстар эксперименталды зерттеуге, соңғы қабырғалармен шектелген жазық ағыстың бастапқы бөлігінде кең ауқымды құйынды дамудың ықтимал түрлеріне және олардың реактивті орташаланған ағынының профильдеріне әсерін қарастырады.

Үстіңгі қабырғалардың үйкелісіне төзімділігі турбулентті ағынның қарқындылығына әсерін есептеу үшін эксперименттік түрде қабырғада қарсылықтың өзгеру заңдылықтары анықталды. Реактивті турбуленттіліктің жоғары деңгейіне байланысты соңғы қабырғалардың шекаралық қабаты бет тақтайшалардың бүкіл бетіне турбулентті болуы керек деп күтілген. Алайда, ламинарлы, турбулентті және өтпелі қабаттар нақты жағдайларға байланысты соңғы беттерде іс жүзінде болуы мүмкіндігі жұмыстарда көрсетілген.

Эксперименттік деректерге сүйенсек, үйкеліс ағынының коэффициентінің өзгеруі ағынның алдыңғы бетінде ламинарлы шекаралық қабаты бар және плитаның айналасындағы біркелкі ағын үшін және теоретикалық тәуелділікте ағынның бүкіл ұзындығы бойынша бастапқы жылдамдық m / s 100 калибрліге сәйкес келеді.

Ламинарлы, турбулентті және өтпелі қабаттардың түпкілікті беттерде нақты жағдайларға байланысты болуы мүмкін екені анықталды. Максималды ағын жылдамдығын өзгертуге арналған эмпирикалық өрнектер алынады.

Түйін сөздер: сопло, еркін ағынша, турбулентті ағыс, эксперименттік зерттеу, шектегіш пластина.

G. Toleuov, S. Lezhnin, Zh. Seidulla, G. Kantayeva, M.R. Sultan

*Institute of Experimental and Theoretical Physics, Al-Farabi Kazakh national university,
Almaty, Kazakhstan*

** - Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia*

DEVELOPMENT OF VORTEX STRUCTURE OF FLAT TURBULENT JET LIMITED BY A FRONT

Abstract. In this paper, the influence of friction resistance of face plates on the regularities of the development of a flat free jet was experimentally investigated. The work is devoted to an experimental study, the possible types of development of large-scale vortices on the initial part of a flat jet bounded by end walls, and their influence on the profiles of the averaged flow of the jet are considered.

To calculate the effect of friction resistance of the end walls on the attenuation intensity of a flat free turbulent jet, the patterns of resistance change on the wall were experimentally determined. Due to the high level of jet turbulence, it was expected that the boundary layer on the end walls should be turbulent over almost the entire surface of the face plates. However, it was shown in the work that laminar, turbulent, and transition layers may actually exist on the end surfaces, depending on the specific conditions.

According to experimental data, it was found that the change in the friction drag coefficient coincides with the theoretical dependence for a uniform flow around the plate with a laminar boundary layer at the front face of the jet at and the initial velocity m / s along the entire length of the jet to 100 calibers.

It has been revealed that laminar, turbulent and transition layers may exist on the end surfaces depending on the specific conditions. Empirical expressions for changing the maximum jet velocity are obtained.

Keywords: nozzle, free jet, turbulent flow, experimental study, bounding plates.

Р.Ж. Жумабекова, А.С. Смагулова

Карагандинский государственный технический университет, Караганда, Казахстан.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ТАЗОБЕДРЕННОГО СУСТАВА С ПРИМЕНЕНИЕМ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА В РАМКАХ ПАКЕТА ANSYS WORKBENCH

Аннотация. В статье описано проведение компьютерного эксперимента для сравнительного биомеханического анализа тазобедренных суставов, в котором рассматривается один из возможных способов восстановления геометрии тазобедренного сустава по данным компьютерной томографии. Для изучения биомеханических факторов, приводящих к патологиям или их усугублению, используется метод конечных элементов – современный эффективный численный метод решения сложных задач.

Были созданы компьютерные трёхмерные геометрические модели тазобедренных суставов с различными типами дисплазии, а также модель после консервативного лечения. Построение моделей проводилось с помощью программы SolidWorks. Конечнo-элементный расчёт был произведен в программе ANSYSWorkbench. Определено напряженно-деформированное состояние в различных модельных ситуациях.

Ключевые слова: тазобедренный сустав, напряженно-деформированное состояние, метод конечных элементов, эквивалентное напряжения, ANSYS, SolidWorks, компьютерная томография, трёхмерные модели, КТ-изображений.

Введение

Тазобедренный сустав (ТБС) самый крупный орган локомоторного аппарата человека, в функциональной активности и повседневной жизнедеятельности имеет важнейшее значение. Нарушение функции опоры и движения в этом суставе приводит к резкому ухудшению качества жизни, снижению и стойкой утрате трудоспособности, делая больного зависимым от помощи других[1]. Для каждой возрастной группы имеются свои типичные характерные виды повреждений. Поэтому в каждой из таких групп встречаются различные патологические состояния. Кроме того, патологии бывают врожденные и приобретенные. По статистике, развитию суставных патологий таза более подвержены новорожденные и пожилые люди. Одним из наиболее неблагоприятных патологий тазобедренного сустава является неправильный угол расположения его составных элементов. Для обозначения данной патологии существует термин «дисплазия». Врожденная дисплазия относится к наиболее распространенной и тяжелой патологии опорно-двигательной системы у детей, лечение которой представляет сложную задачу современной

ортопедии[1-2]. Для определения типа дисплазии ТБС измеряется шеечно-диафизарный угол (ШДУ). При дисплазии первого типа ШДУ составляет 133°-138°, второго типа – 139°-145°, третьего – более 145°. В норме ШДУ не превосходит 130°[2]. При «нормальной» анатомии тазовые кости располагаются на одном уровне, нагрузка делится равномерно между обеими конечностями. При его перекосе происходит смещение центра тяжести, и сила тяжести действует больше на одну ногу, происходит избыточное давление на некоторые точки.

Анализ причин патологий, а также серий рентгенограмм не даёт достаточного представления о возможностях лечения и предупреждения. Поэтому изучение анатомической части тела пациента, основанное на биомеханическом анализе, приобретает все большее значение [8]. В настоящее время с использованием специализированного программного обеспечения можно создать биомеханическую модель, с помощью которой возможно изучение анатомической части тела пациента, такой как тазобедренный сустав, и проведение анализа напряженно-деформированного состояния тканей при различных условиях.

Одним из наиболее информативных методов изучения напряженно-деформированного состояния (НДС) костной ткани является метод конечных элементов (МКЭ) [9]. Преимуществами метода являются возможность моделирования тел с различными материалами, хорошая аппроксимация криволинейных границ, возможность уточнения результатов путем измельчения дискретизации (сетки конечных элементов), учет различных граничных условий [3].

Быстрое развитие мощностей вычислительной техники и соответствующего программного обеспечения ставит перед исследователями новые задачи в построении более целостных математических моделей биомеханических систем. Создание таких моделей идет по нескольким направлениям. В первую очередь это построение анатомически правильных, целостных геометрических моделей, для которых становится возможным компьютерное моделирование различных по форме дефектов с учетом определенных свойств материала [7]. Становится также возможным проведение расчетов, связанных с различными физиологическими положениями таза, что для симметричных моделей возможно лишь в ограниченных пределах.

В данной статье описано компьютерный эксперимент для сравнительного биомеханического анализа тазобедренных суставов, в котором рассматривается один из возможных способов восстановления геометрии тазобедренного сустава по данным компьютерной томографии.

Теория

Для решения сложных биомеханических задач используется современный эффективный численный метод – конечно-элементное моделирование [3]. Для применения этого метода необходимо построить трёхмерную геометрическую модель.

Для начала проектирования трёхмерных геометрических моделей были изучены данные компьютерной томографии (КТ) реальных пациентов, предоставленные

КГУ ОЦТиО им. проф. Х.Ж. Макажанова Минздрава РК, которые были импортированы в Mimics. При импорте выбирались направления осей координат на каждой из трёх плоскостей (фронтальная, горизонтальная, профильная) КТ-изображений. Для построения точных трёхмерных геометрических моделей использовалось специализированное программное обеспечение MimicsInnovationSuite, которое является отраслевым стандартом программного обеспечения для редактирования и обработки анатомических компьютерных данных, получаемых с медицинских изображений [4].

Первым этапом работы в Mimics являлось создание маски и определение её границ (рисунок 1). Так как исследуется только ТБС, часть крестца, попавшая на КТ, удаляется с помощью команды обрезки маски [4-5].



Рисунок 1 – Маска ТБС в норме

Далее так же были созданы маски тазобедренных суставов с дисплазией I, II, III типа. Следующим шагом модели экспортировались в формате STEP для доработки её в SolidWorks [6-7]. Чтобы модель соответствовала действительности при расчёте, необходимо достроить лобковый симфиз и хрящи. Использовались команды построения плоскости по трём точкам и параллельно плоскостям на заданном расстоянии, построение сплайнов и вытягивание бобышки по сечениям. Далее из построенных бобышек с помощью команды комбинирования тел из них удалялись предварительно копированные кости. Таким образом, в готовой трёхмерной модели семь тел: левая и правая бедренные и тазовые кости, лобковый симфиз и два хряща (рисунок 2).



Рисунок 2 – Трёхмерная модель ТБС в норме

После доработки всех моделей в SolidWorks, экспортируем в конечно-элементный пакет ANSYS Workbench. Метод конечных элементов позволяет получать результаты на любой стадии процесса нагружения и основан на аппроксимации непрерывной искомой функции множеством кусочных взаимосвязанных подфункций, каждая из которых действует в пределах конечного элемента [8].

Для описания движения системы тазобедренная кость в ANSYS Workbench используется уравнение движения сплошной среды (Навье – Ламе), записанное в виде

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) &= \frac{\partial \rho_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \rho_{xz}}{\partial z} + \rho F_x, \\ \rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) &= \frac{\partial \rho_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \rho_{yz}}{\partial z} + \rho F_y, \\ \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= \frac{\partial \rho_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \rho_{zz}}{\partial z} + \rho F_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – это плотность сплошной среды, v_x, v_y, v_z – проекции вектора скоростей, p_{ij} – компоненты тензора напряжений, F_x, F_y, F_z – компоненты вектора массовой плотности объемных сил, действующих на сплошную среду [8-9].

Модель тканей костей в данной задаче рассматривалась как линейная, изотропная и идеально упругая, с параметрами:

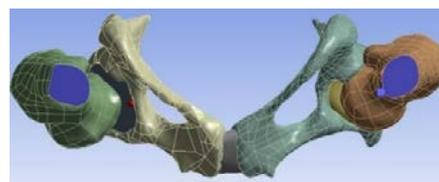
- коэффициент Пуассона $\nu_1=0,33$;
- плотность $\rho_1=2027 \text{ кг/м}^3$;
- модуль Юнга $E_1=1,8 \cdot 10^{10} \text{ Па}$.

Модель тканей хрящей и лобкового симфиза в данной задаче рассматривалась также как линейная, изотропная и идеально

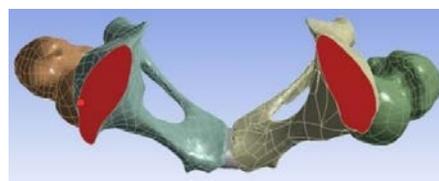
упругая, с параметрами:

- коэффициент Пуассона $\nu_2=0,35$;
- плотность $\rho_2=1760 \text{ кг/м}^3$;
- модуль Юнга $E_2=1,3 \cdot 10^7 \text{ Па}$.

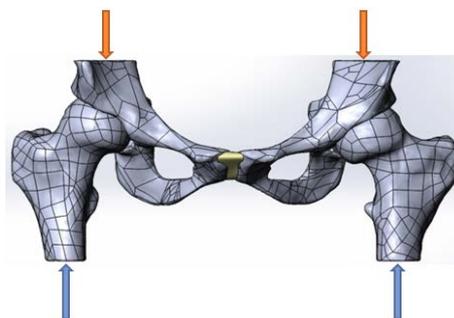
Тазовые кости нагружались по 500Н каждая по оси Z в отрицательном направлении [10], а на торцевую поверхность диафиза бедренных костей было наложено условие жесткого закрепления (рисунок 3).



а) жесткое закрепление



б) приложение нагрузки



в) граничные условия в профильной плоскости

Рисунок 3 – Граничные условия

Далее проводился численный эксперимент всех моделей [11-12]. Были визуализированы распределение значений эквивалентных напряжений (ЭН) (рис. 4-7).

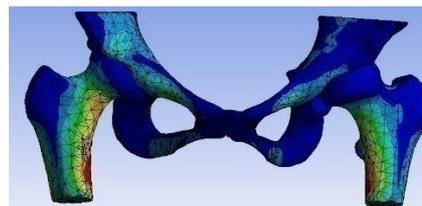


Рисунок 4 – Распределение значений ЭН в модели ТБС в норме.

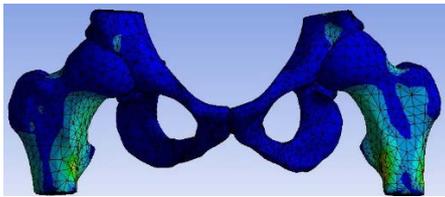


Рисунок 5 – Распределение значений ЭН в модели ТБС с дисплазией I типа.

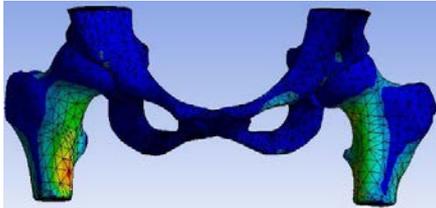


Рисунок 6 – Распределение значений ЭН в модели ТБС с дисплазией II типа.

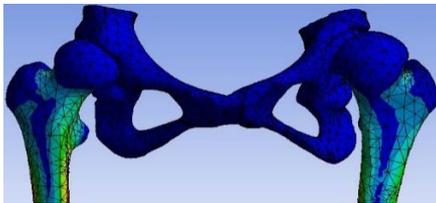


Рисунок 7 – Распределение значений ЭН в модели ТБС с дисплазией III типа.

На основе полученных картин распределения эквивалентных напряжений был сделан анализ [12].

У ТБС в норме максимальные значения ЭН расположены в области верхней трети диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости. Это объясняется тем, что ШДУ этой бедренной кости незначительно превышает ШДУ другой.

У ТБС с дисплазией III типа максимальные значения ЭН расположены в области верхней трети диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости. В отличие от других ТБС, в модели ТБС с дисплазией III типа максимальные значения ЭН расположены в области верхней трети диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости, хотя ШДУ у неё значительно меньше, чем у другой. [12-13]. Такое расположение ЭН объясняется перекосом таза.

Результаты, полученные при численных расчетах, отображены в таблице 1.

Таблица 1 – Максимальные значения эквивалентных напряжений

Стадии дисплазии ТБС	Локализация максимальных значений эквивалентных напряжений (ЭН)	Максимальное значение ЭН, МПа
В норме	Верхняя треть диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости	6,7
I типа	Верхняя треть диафиза на внутренней стороне левой бедренной кости	8,6
II типа	Верхняя треть диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости	9,1
III типа	Верхняя треть диафиза на внутренней стороне правой бедренной кости	11,8

Заключение

Были созданы компьютерные трёхмерные геометрические модели ТБС с различными типами дисплазии. Построение моделей проводилось с помощью программ Mimics и SolidWorks. Конечно-элементный расчёт был произведен в программе ANSYS Workbench.

Наибольшие значения эквивалентных напряжений наблюдаются в шейках бедренных костей и в области верхней трети диафиза на внутренней стороне.

Персонализированное компьютерное-биомеханическое моделирование может позволить оценить возможности консервативного лечения. Работа с виртуальным образом позволяет исследовать анатомические параметры объекта и его поведение в различных модельных ситуациях. Определено напряженно-деформированное состояние в различных модельных ситуациях.

Список литературы

1. Гончеренко, В. А. Врожденный вывих бедра: частота, структура, анализ методов диагностики и лечения / В. А. Гончеренко, С. Н. Стронина, Е. О. Клестова // Актуальные направления научных исследований: от теории к практике : материалы

VI Междунар. науч.–практ. конф. (Чебоксары, 27 сент. 2015 г.) / редкол.: О. Н. Широков [и др.]. — Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс», 2015. — № 4 (6). — С. 47-48.

2. Поздникин, Ю. И. Врожденный вывих бедра. Диагностика, клиника, лечение, реабилитация, осложнения: пособие для врачей / Ю. И. Поздникин, М. М. Камоско, С. Ю. Волошин. — СПб.: ГУ НИДОИ им. Г. И. Турнера, 2004. — 16 с.

3. Сагдеева, Ю. А. Введение в метод конечных элементов: метод. пособие / Ю. А. Сагдеева, С. П. Копысов, А. К. Новиков. — Ижевск: Удмуртский университет, 2011. — 44 с.

4. Официальный сайт разработчика Materialise [Электронный ресурс]: MimicsInnovationSuite/Режим доступа: <http://biomedical.materialise.com/mimics>

5. Иванов, Д. В. Применение томографических изображений для создания трехмерных индивидуальных реалистичных моделей биологических объектов / Д. В. Иванов, А. В. Доль. — Кардио-ИТ, 2015; 2(4): e0402.

6. Шевцов, В. И. Диагностическая ценность компьютерной томографии тазобедренного сустава у детей при врожденном вывихе бедра: гений ортопедии / В. И. Шевцов, В. Д. Макушин, М. П. Тепленький, Ю. Л. Митина, П. В. Нецветов. — Курган: РНЦ "Восстановительная травматология и ортопедия" имени академика Г.А. Илизарова (Курган), 2007; 1(1): e0101.

7. Голядкина А.А. Практическое применение системы автоматизированного проектирования SolidWorks в моделировании / Голядкина А.А., Иванов Д.В., Каменский А.В. — Саратов, ИСУ, 2011 — С 122-138.

8. Саченков, О. А. Численное исследование напряженно-деформированного состояния тазобедренного сустава при ротационной остеотомии проксимального участка бедренной кости / О. А. Саченков, Р. Ф. Хасанов, П. С. Андреев, Ю. Г. Коноплев. // Российский журнал биомеханики, 2016. — Т. 20, № 3, С. 257-271.

9. Гуревич, А. Б. Использование современных методов визуализации в исследовании тазобедренного сустава у здоровых детей: медицинская визуализация / А. Б. Гуревич, К. В. Ватолин, Е. В. Шмиткова, Т. И. Тихоненко, Ю. И. Лозовая. — М.: Видар, 2011 — С. 79-85.

10. Саченков, О. А. Применение математического моделирования при планировании операции по эндопротезированию тазобедренного сустава / О. А. Саченков, Ю. Г. Коноплев, В. И. Митрякин. — Казань: КФУ, 2011. — т. 154, кн. 4, С. 76-83.

11. Огородникова О. М. Конструкционный анализ в среде ANSYS: Учебное пособие. — Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004, - 55 с. КазККАХабаршысы № 2 (87), 2014 249

12. Басов К.А. ANSYS в примерах и задачах/Под общ. Ред. Д.Г.Красковского — М.: КомпьютерПресс, 2002, - 224 с.

13. Стауде В. А. Численное моделирование и анализ напряженно-деформированного состояния кинематической цепи «поясничный отдел позвоночника – крестец – таз» при одностороннем блокировании крестцово-подвздошного сочленения/В. А. Стауде, А.В. Кондратьев, М.Ю. Карпинский // Ортопедия, травматология и протезирование. — 2012. — № 4. — С. 13–19.

Принято к печати 25.12.2018

Р.Ж. Жумабекова, А.С. Смагулова

Карагандинский государственный технический университет, Караганда, Казахстан.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ТАЗОБЕДРЕННОГО СУСТАВА С ПРИМЕНЕНИЕМ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА В РАМКАХ ПАКЕТА ANSYS WORKBENCH

Аннотация. В статье описано проведение компьютерного эксперимента для сравнительного биомеханического анализа тазобедренных суставов, в котором рассматривается один из возможных способов восстановления геометрии тазобедренного сустава по данным компьютерной томографии. Для изучения биомеханических факторов, приводящих к патологиям или их усугублению, используется метод конечных элементов —

современный эффективный численный метод решения сложных задач.

Были созданы компьютерные трёхмерные геометрически модели тазобедренных суставов с различными типами дисплазии, а также модель после консервативного лечения. Построение моделей проводилось с помощью программы SolidWorks. Конечно-элементный расчёт был произведен в программе ANSYSWorkbench. Определено напряженно-деформированное состояние в различных модельных ситуациях.

Ключевые слова: тазобедренный сустав, напряженно-деформированное состояние, метод конечных элементов, эквивалентное напряжения, ANSYS, SolidWorks, компьютерная томография, трёхмерные модели, КТ-изображений.

Р.Ж. Жумабекова, А.С. Смагулова

*Қарағанды мемлекеттік техникалық университеті,
Қарағанды, Қазақстан.*

ЖАМБАС САН БУЫНЫ КОМПЬЮТЕРЛІК МОДЕЛЬДЕУ ЖӘНЕ ANSYS- WORKBENCH БАҒДАРЛАМАСЫ ШЕГІНДЕ ШЕКТІ-ЭЛЕМЕНТТІ ТАЛДАУДЫ ҚОЛДАНА ОТЫРЫП ЕСЕПТЕУ

Аннотация. Мақалада компьютерлік томография мәліметтері бойынша жамбасан буынының геометриясын қалпына келтірудің қимал әдістерінің бірін қарастыратын, жамбасан буындарының салыстырмалы биомеханикалық талдауы үшін компьютерлік эксперимент сипатталған.

Патологияға немесе олардың нашарлауына әкелетін биомеханикалық факторларды зерттеу үшін кәсіпкерлердің шешудің заманауи тиімді әдісі шекті элемент әдісі пайдаланылады.

Әртүрлі дисплазия түріндегі жамбасан буындарының компьютерлік үшөлшемді геометриялы күлгісі, сондай-ақ консервативті емдеуден кейінгі модельдері жасалды. Модельдерді құру SolidWorks бағдарламасы арқылы жүзеге асырылды. Шекті элементті есептеу ANSYS Workbench бағдарламасында орындалды. Түрлі модельдер жағдайында кернеулі-деформацияланған күйі анықталды.

Түйінсөздер: жамбасан буыны, кернеулі-деформацияланған күй, шекті элемент әдісі, эквиваленттік кернеу, ANSYS, SolidWorks, компьютерлік томография, үшөлшемді үлгілер, КТ суреттері.

R.Zh. Zhumabekova, A.S. Smagulova

Karaganda State Technical University, Karaganda, Kazakhstan

COMPUTER MODELING AND CALCULATION OF HIP JOINT BY USING FINAL- ELEMENT ANALYSIS WITHIN ANSYS WORKBENCH

Abstract. The article describes a computer experiment for comparative biomechanical analysis of the hip joints, which examines one of the possible ways to restore the geometry of the hip joint according to computed tomography. To study the biomechanical factors leading to pathologies or their aggravation, the finite element method is used - a modern effective numerical method for solving complex problems.

Computerized three-dimensional geometrically models of hip joints with various types of dysplasia, as well as a model after conservative treatment, were created. Building models was carried out using the program SolidWorks. The finite element calculation was performed in the ANSYS Workbench program. The stress-strain state in various model situations is determined.

Keywords: hip joint, stress-strain state, finite element method, equivalent stress, ANSYS, SolidWorks, computed tomography, three-dimensional models, CT images.

М.Т. Габдуллин, К.М. Смаилов, Х.К. Оспанов

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, ТОО «Физико-технический институт», Алматы, Казахстан

E-mail: kenzhegalismailov@gmail.com

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНЫХ СИНТЕЗИРОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЙ КАДМИЯ И ЦИНКА ИЗ УНИТИОЛАТНЫХ КООРДИНАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Аннотация. В этой работе представлены результаты исследования по теме «Разработка и реализация технологий получения полупроводниковых, фоточувствительных и люминесцентных наноматериалов на основе процессов направленного синтеза сульфидов металлов из унитиолатных координационных соединений» под руководством профессора Х.К. Оспанова (КазНУ им. аль-Фараби) и активным заведующего лабораторией Клименова В.В. (ТОО «Физико-технический институт»).

Данная работа финансировалась МОН РК по бюджетной программе 055 «Фундаментальные и прикладные научные исследования», специфика 149 «Прочие услуги и работы» по программе: «Развитие нанонауки и нанотехнологий в Республике Казахстан на 2010-2012 годы». Представлены годовые отчеты «Изучение люминесцентные и электрофизических свойств наноструктурных сульфидов металлов, осажденных методом термической деструкции унитиолатных координационных соединений». В работе рассматривается выращивание микрокристаллов на многокомпонентном силикатном стекле, в котором полупроводниковая фаза, концентрации приблизительно 1%, была растворена в течение синтеза. При вторичной термической обработке стеклянных образцов, зародышеобразование и рост полупроводниковых микрокристаллов происходит в результате диффузионного фазового разложения пересыщенного твердого раствора. Последующие годы материалы проверялись неоднократно сотрудниками национальной нанотехнологической лаборатории открытого типа при КазНУ им. аль-Фараби под руководством PhD Габдуллина М.Т.

Ключевые слова: унитиолатный комплекс, сульфиды, полупроводники, дефекты кристаллической решетки, ширина запрещенной зоны, 2,3 димеркаптопропансульфанат натрия, термолиз.

Введение

Сульфидкадмия и цинка относится к наиболее широко исследованным тонкопленочным полупроводниковым материалам. Осаждение слоев сульфида кадмия цинка, пригодных по своему качеству для изготовления солнечных элементов, осуществляется с помощью различных методов [1].

В технологии полупроводниковых материалов особое значение имеет сульфиды металлов, обладающие интересными оптическими, электрическими и фотоэлектрическими свойствами. На их основе уже создан ряд важных приборов: источники, приемки и преобразователи энергии, тем не менее, они остаются весьма перспективными для создания солнечных элементов, фоторезисторов и фотодиодов [2].

В последнее время в технологии тонких пленок сульфидов металлов доминируют методы, основанные на химических процессах. В этом плане весьма перспективен метод пиролиза аэрозоля содержащих сульфидгидридные группы SH^- в координационных соединениях. Простота управления данным процессом позволяет варьировать в широких пределах режимы и условия осаждения тонких пленок [2]. Это дает возможность получить пленки с различных дефектов структурой, что в свою очередь позволяет контролировать концентрацию и тип дефекта. Все это делает метод пиролиза аэрозоля весьма удобным и перспективным в использовании. Таким образом, разработка технологии получения полупроводниковых материалов, фоточувствительных, люминесцентных наноматериалов

на основе целенаправленного синтеза пленок сульфидов металлов (CdS, ZnS и их бинарных соединений) из унитиолатных координационных соединений является весьма актуальной задачей, а перспективность такого исследования не вызывает сомнений для создания солнечных элементов [2].

До сих пор ограниченность применения этого метода было связано тем, что не был разработан и сформулирован целенаправленный подход к получению пленок с воспроизводимыми и заранее заданными характеристиками, основанный на знаниях механизма протекающих процессов. Перспективные решения этой задачи заключается в изучении процессов термолиза унитиолатных координационных соединений кадмия, различных стадий формирования пленок сульфидов металлов, а также связанных с ним процессов адгезии и осаждения тонких слоев на нагретую подложку многих металлов ранее предложенным одним из авторов. Мы, этот метод использовали для синтеза сульфидов кадмия и цинка методом осаждения из унитиолатных координационных соединений [3-10].

При исследовании процессов, протекающих на нагреваемой подложке, впервые выявлены стадии формирования пленки, предложен механизм адгезии сульфидов кадмия и цинка к подложке за счет взаимодействия смешанных координационных соединений с подложкой из поликристаллического кремния. Впервые изучены люминесцентные характеристики пленок сульфидов кадмия и цинка, осажденных из унитиолатных комплексных соединений.

Следует отметить, что данный метод химического осаждения имеет ряд преимуществ перед другими методами. Во-первых, относительная простота получения различных полупроводниковых материалов и смешанных соединений на этой основе. Во-вторых, возможность введения активных примесей и создания тонких слоев в одном технологическом режиме. В-третьих, данный метод даёт возможность значительно расширить диапазон применения полезных свойств получаемых материалов [2]. Осаждение слоев сульфидов на подложку из поликристаллического кремния позволяет одновременно создать p-n-переход, который играет ключе-

вую роль в преобразовании солнечной энергии в электрическую. Практически важным является то, что для осаждаемых пленок можно непосредственно определить ширину запрещенной зоны, фоточувствительность и люминесцентные свойства [2].

В связи с этим данная работа посвящена изучению люминесцентных и электрофизических свойств наноструктурных сульфидов кадмия и цинка, осажденных методом термической деструкции унитиолатных координационных соединений, с целью получения сульфидов кадмия и цинка, используемых для получения солнечной энергии.

Наиболее перспективным для синтеза полупроводниковых материалов является – 2,3 димеркаптопропансульфанат натрия (унитиол), который в настоящее время находит широкое применение в различных областях науки и техники. Установления термодинамических закономерностей процесса термолиза унитиолатных комплексов кадмия и цинка позволяет сформулировать научно-обоснованный подход к получению высокоэффективных полупроводниковых материалов, имеющих важное практическое и прикладное значение в получении солнечной энергии [1]. Примечательно, что промежуточными продуктами термического разложения комплексов кадмия и цинка обладают интересными оптическими, электрическими, магнитными и полупроводниковыми свойствами [2,3].

Экспериментальная часть

Методология приготовления синтеза сульфидов кадмия и цинка в отдельности заключается в том, что использовались унитиолатные комплексы кадмия и цинка только особой чистоты. Навески взвешивались на электронных весах.

В работе [16] изучены свойства тонких пленок сульфида кадмия и цинка, легированных щелочными металлами и галогенами (Cl, Br). Показана возможность получения люминесцентных и фоточувствительных пленок сульфида кадмия, легированных элементами Ia и VIIa групп периодической системы, методом пиролиза аэрозоля, при введении солей щелочных металлов в раствор унитиолатных координационных соединений галогенидов кадмия. Установлено, что при-

меси элементов Ia группы не образуют координационных соединений с унитиолом в водном растворе. Для Rb и Cs возможно образование ионного комплекса, за счет ион-дипольного взаимодействия щелочного металла с молекулой унитиола. Определены оптимальные условия получения пленок с максимальной фотопроводимостью и фотолюминесценцией. Такими свойствами обладают образцы, полученные при температуре 450⁰C и концентрациях примеси щелочного металла 1·10⁻⁵ ат % и 1·10⁻³ ат% по катиону [16].

[15] Особенности совместного легирования пленок CdS примесью металлов Ia группы и элементами VIIa обусловлена тем, что ионы щелочных металлов, не образующие координационных соединений с унитиолом занимают междоузлия в решетке CdS, тогда как атомы Cl, Br, связанные в координационные соединения [Cd(Un)₂Hal₂], замещают узлы серы. Это приводит к формированию примесных дефектов Me_i⁺ и Cl_s⁺, Br_s⁺. Введение примеси щелочных металлов приводит к очувствлению люминесценции и фотопроводимости, связанной с галогенными центрами Γ_s⁺, так как Me_i⁺ перекрывают каналы безизлучательной рекомбинации и делают более эффективной излучательную рекомбинацию. Легирование пленок элементами Ia группы не сказывается на форме и спектральном положении полос люминесценции, то есть, данные примеси не участвуют в создании новых центров свечения, отвечающих за наблюдаемые полосы. Показано, что зависимость удельной электропроводности от концентрации металла обладает минимумом, который смещается в сторону больших концентраций, при переходе от Li к Cs. Экстремальное поведение электропроводности может быть связано с компенсационными эффектами, которые наступают вследствие ассоциации доноров Me_i⁺ с глубоким акцептором S_i⁻, обладающим небольшим сечением захвата, что приводит к понижению концентрации электронов в зоне проводимости [15].

Также рассмотрены [16] спектрально-люминесцентные свойства сульфида кадмия, легированного примесью щелочных металлов. В спектрах люминесценции всех образцов, как при комнатной температуре, так и

при температуре жидкого азота, наблюдалась широкая сложная полоса, лежащая в области от 600 нм до ближнего ИК-излучения. Эта полоса содержит три составляющие с максимумами 730, 785 и 840 нм. Для монокристаллов, полученных из [Cd(Un)₂Cl₂] и [Cd(Un)₂Br₂], на основании люминесценции и фотопроводимости было установлено, что центр рекомбинации, отвечающий за коротковолновую красную (R₁) полосу люминесценции (730 нм), является комплексом [V_{Cd}V_S] собственных дефектов. В процессе превращения ТКС в сульфид происходит сохранение части ковалентных связей Cd-Cl, Cd-Br. Полоса люминесценции 760-780 нм (R₂) обусловлена центрами вида [V_{Cd}Cl_S], она аналогична голубой полосе сульфида цинка, легированного хлором, природа, которой хорошо изучена [16]. Ближняя ИК полоса (IR₀) является наиболее интенсивной (840 нм) и фиксируется всегда как самая яркая независимо от природы ТКС и температуры осаждения. Согласно исследованиям [16], эти центры представляют собой [V_{Cd} O_S]²⁻, которые образуются путем замещения кислородом вакансий серы, в процессе синтеза пленки. Аналогичные полосы ФЛ пленок, наблюдаются и для CdS, осажденного в присутствии элементов Ia и VIIa группы [16].

Таким образом, установлены общие закономерности получения наноструктурных сульфидов кадмия и цинка из унитиолатных координационных соединений. Полученный комплекс экспериментальных данных позволит выделить отдельные стадии процесса осаждения образцов, а также некоторые технологические особенности синтеза полупроводниковых соединений из унитиолатных координационных соединений.

Процессы, протекающие в исходных растворах при комнатной температуре и в условиях, необходимых для получения слоев на поверхность подложки, в основном, идентичны. Схожесть составов комплексных соединений, образуемых в исходном растворе и осажденных на нагреваемой подложке, обусловлена мгновенным, испарением растворителя на подложке фиксируется в качестве промежуточного этапа однородные катионные и смешанные нейтральные комплексы. В некоторых случаях растворитель

может входить в состав внутренней сферы в виде координированной молекулы воды.

Формирования тонких слоев происходит за счет освободившихся валентных возможностей фрагментов – Me – S, образующихся в процессе термодеструкции комплексов, которые и взаимодействуют с сульфидом, формирующимися на активном центре подложки. Таким образом, реализуется островной характер роста пленки. Срастаясь, островки создают сетчатый рельеф, пронизанный каналами. Такая дефектная структура пленки способствует дальнейшему росту слоя путем заполнения каналов и пустот.

Исследованы нано- и монокристаллические образцы, полученные при различных технологических режимах. С целью проведения сравнительного анализа люминесцентных свойств нанокристаллов и монокристаллов были выбраны монокристаллы CdS, спектр которых содержал в видимой области три полосы свечения ($\lambda_1=540$ нм, 590 нм, 740 нм) или две полосы ($\lambda=540$ нм, 750 нм). В CdS монокристаллах различные группы полос люминесценции условно обозначают в соответствии с их цветовым восприятием: голубое, зеленое, оранжевое, красное и инфракрасное излучение. За исключением голубого свечения, обусловленного излучательной аннигиляцией свободных и связанных экситонов, остальные виды свечения обусловлены примесными атомами и дефектами кристаллической решетки. «Оранжевое» излучение в монокристаллах CdS регистрируется в спектральной области от 1,8 до 2,0 эВ. Красное излучение CdS наблюдается как в нелегированных, так и в легированных медью и серебром кристаллах, а также в CdS, облученном потоком электронов, тепловых нейтронов или ионов азота. Положение максимума красной полосы CdS изменяется в пределах 1,40-1,73 эВ при $T=77$ К, что, как и в случае оранжевого излучения, свидетельствует о проявлении в люминесценции различных центров. Красную полосу разделяют на коротковолновую (КВ) ($E_{max}\approx 1.70-1.72$ эВ) и длинноволновую (ДВ) ($E_{max}\approx 1.59$ эВ).

Как показано в отчете о НИР [2], продукты разложения соединений, в частности сульфиды кадмия и сульфиды цинка обладают ярко выраженным полупроводниковым свойствами, и могут использоваться в полу-

проводниковой технике. С учетом оптимальных условий осаждения тонких слоев [13] были получены полупроводниковые пленки сульфидов кадмия и цинка с наиболее ярко выраженными полупроводниковыми свойствами. Экспериментальные данные по измерению оптической ширины запрещенной зоны (E_g), удельной электропроводности (σ), пикно-метрической плотности (ρ), положения максимумов фотопроводимости (E_{ps}), фотолюминесценции (E_{pl}) пленок из хлоридных унитиолатных комплексных соединений, представлены в таблице 1.

Полученные экспериментальные значения некоторых свойств, в частности ширина запрещенной зоны удовлетворительно согласуются с литературными данными для массивных образцов. В некоторых случаях природа комплексов существенно влияет на свойство пленок, полученных из них. Избыток атомов серы во внутренней сфере катионного комплекса затрудняет образование вакансий серы, что сказывается на отсутствии люминесцентных свойств и сравнительно небольших значениях электропроводности пленок (таблица 2).

Установлено, что пленки сульфидов кадмия и цинка, полученные из хлоридных комплексов (иногда из бромидных), обладают наибольшей кратностью фототока и максимальной интенсивностью свечения. Формирование тонких слоев сульфидов кадмия и цинка методом пиролиза аэрозоля происходит в неравновесных условиях, что сказывается на образовании менее совершенной структуры по сравнению с массивными образцами. На это указывает несколько заниженные значения плотности пленок и рассчитанные значения подвижности носителей тока [14].

Таблица 1. Физические свойства тонких слоев сульфидов кадмия и цинка [13-14]

Сульфид металла	E_g , эВ	σ См/м	E_{ps} , эВ	E_{pl} , эВ	ρ , г/см ³
ZnS	3,6	$8 \cdot 10^{-7}$	3,5	2,65	4,25
CdS	1,4	$1 \cdot 10^{-3}$	1,55	-	7,1

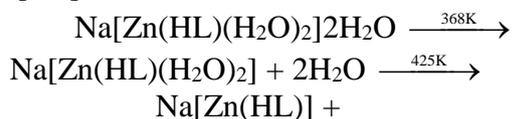
Таблица 2. Природа оптически активных центров и преобладающих дефектов в образцах сульфидов цинка и кадмия, полученных

из унитиолатных координационных соединений [2-3]

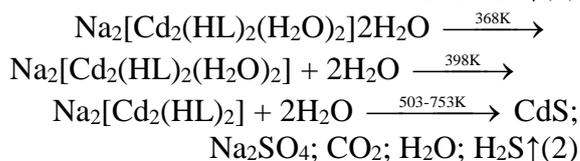
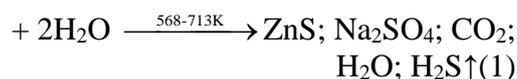
Люминофор	ZnS		CdS	
	$\lambda, \text{нм}$ $E, \text{эВ}$	Вид дефекта	$\lambda, \text{нм}$ $E, \text{эВ}$	$\lambda, \text{нм}$ $E, \text{эВ}$
Синее	440- 470 2,80- 2,64	$V_{\text{Zn}}/$, (V_{ZnCl_2})	-	-
Голубое	-	-	-	-
Зеленое	520- 530 2,38- 2,34	(V_{ZnO_2})	515-540 2,1-2,3	E_g
	545- 565 2,28- 2,19	(V_{ZnO_1})	-	-
Оранжевое	-	-	-	-
Красное	-	-	-	-
	-	-	730 1,7	-
	-	-	780 1,59	-
Инфракрасное	-	-	810 1,53	-

Подбором концентраций различных активаторов автором были установлены условия синтеза легированных образцов, обладающих с практической точки зрения важными полупроводниковыми свойствами. Введение активных легирующих добавок позволяет значительно увеличить кратность фототока, интенсивность люминесценции и сместить максимум этих параметров в заданную область.

На основании данных рентгенофазового и дериватографического анализов, ИК спектроскопии твердых продуктов можно представить общую схему разложения термолиза унитиолатных комплексов кадмия и цинка [2-8].



лекул в кристаллическую решетку и увеличивает вероятность их ухода в конвекционный поток. В общем случае не все молекулы, достигнувшие поверхности растущей пленки, встраиваются в узлы кристаллической решетки. Часть молекул возвращаются в паровую фазу. Транспорт молекул, предположительно в основном ограничивается диффузией через тонкий



Согласно выше проведенным исследованиям, образование основного твердофазного продукта – сульфида кадмия и цинка – определяется, главным образом, природой комплексообразователя, тогда как характер побочных летучих продуктов термолиза зависит от природы координированных и внешнесферных анионов. Химизм разложения унитиолатных комплексов кадмия и цинка аналогичен, а температура разложения комплексов, для стадии деструкции, колеблется в интервале 523-713 К.

Природа комплексов существенно влияет на свойства пленок, полученных из них. Избыток атомов серы во внутренней сфере катионного комплекса затрудняет образование вакансий серы, что сказывается на отсутствии люминесцентных свойств и сравнительно небольших значениях электропроводности пленок.

Продукты разложения унитиолатного комплекса кадмия могут также удаляться от поверхности в конвекционный поток водорода диффузии через тот же приповерхностный слой, через который унитиолатный кадмий диффундировали к поверхности подложки. При более высоких температурах унитиолатные комплексы кадмия могут распадаться, не доходя до поверхности подложки. В этом случае продукты распада, прежде чем достигнуть поверхности подложки, должны преодолеть оставшийся приповерхностный слой путем диффузии. Это замедляет процесс встраивания исходных молекул (порядка 1 мм по толщине) приповерхностный ламинарный слой газа водорода. Выше этого слоя исходные компоненты и продукты реакции достаточно хорошо перемешаны благодаря конвекции.

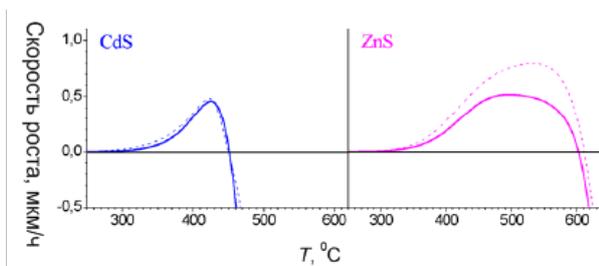


Рисунок 1 – Сравнение расчетных (пунктирные кривые) и экспериментальных (сплошные кривые) температурных зависимостей скорости роста для соединений ZnS и CdS (составлен авторами)

Экспериментально было обнаружено, что на конечной стадии роста пленки скорость уменьшается и, в конечном счете, рост прекращается вообще («эффект насыщения роста»). Это можно связать с реиспарением сульфида и учесть посредством введения новой части отраженного потока.

Синтез полупроводниковых соединений в диэлектрической матрице, кроме принципиально важной возможности получения кристаллов микроскопических размеров, имеет еще одно преимущество. Действительно, поскольку концентрации кристаллической фазы в матрице относительно невелика, оказывается возможной непосредственно записывать спектры поглощения кристаллов на относительно толстых образцах, получаемых механической полировкой. Таким образом, подобные гетерогенные стекла оказываются новым, чрезвычайно удобным объектом для исследования размерных эффектов в полупроводниках.

В работе также рассматривается выращивание микрокристаллов на многокомпонентном силикатном стекле, в котором полупроводниковая фаза, концентрации приблизительно 1%, была растворена в течение синтеза. При вторичной термической обработке стеклянных образцов зародышеобразование и рост полупроводниковых микрокристаллов происходит в результате диффузионного фазового разложения пересыщенного твердого раствора. Установлена экспериментальная зависимость среднего радиуса микрокристалла CdS как функция

времени нагрева для ряда температур. Величина среднего радиуса микрокристалла для образца была определена методом малоуглового рентгеновского рассеяния в аппроксимации сферических частиц.

Стадия роста перекоденсации характеризуется стационарным (установившимся) состоянием распределения по размерам, которое не зависит от начальных условий, и для этого распределения было получено аналитическое выражение. Это выражение фактически описывает распределение по размерам полупроводниковых частиц, выращенных по рассматриваемой методике. Этот факт дает возможность принять во внимание дисперсию размеров микрокристаллов при выполнении количественного анализа экспериментальных результатов, рассмотренную в этой работе.

Также наночастицы CdS получали путем быстрого смешивания, при комнатной температуре водных растворов сульфата кадмия (марки «ОЧ») с унитиолом (марки «ОЧ»). Необходимо отметить, что наличие в спектре достаточно хорошо разрешенного экситонного пика при 360 нм может служить указанием на относительно узкое распределение частиц по размерам в растворах, стабилизированных желатином. При большей концентрации CdS этот пик становится менее выраженным, появляется дополнительное поглощение в области 370-450 нм и край полосы, характеризующийся максимумом при 360 нм, поскольку смещается в длинноволновую сторону. Все это свидетельствует о том, что наряду с частицами, которым принадлежит спектр 3, присутствуют также более крупные образования.

Как видно из рисунка 2 снимок поверхности одного из образцов пленок х, полученный с помощью атомно-силового микроскопа показывает, что шероховатость поверхности колеблется от 2 нм до 8 нм.

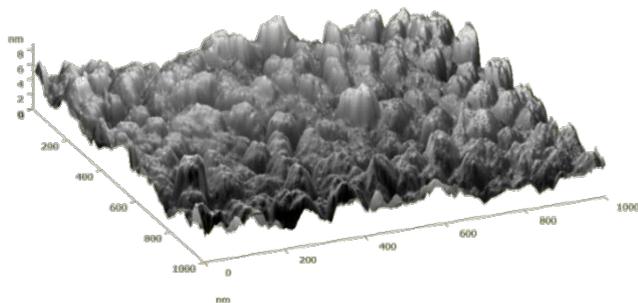


Рисунок 2 – снимок поверхности одного из образцов пленок х, полученный с помощью атомно-силового микроскопа (составлен авторами)

Все образцы имеют одинаковую морфологию в виде равномерно распределенных кристаллитов различного диаметра по поверхности образца.

При исследовании кристаллитов на поверхности пленки было обнаружено, что к максимальной заселенности относятся кластеры с диаметром около 65 нм. Методами статического анализа было подсчитано распределение концентрации кристаллитов от их диаметра (рисунок 3).

Максимальное количество кластеров приходится на размер 65 нм, однако в распределении присутствуют еще 2 максимума на 42 нм и на 87 нм, а хвосты простираются от 8 нм (предел чувствительности зонда) до 212 нм (предел диапазона сканирования и последующей мат. обработки снимка).

Максимальное количество кластеров приходится на размер 65 нм, однако в распределении присутствуют еще 2 максимума на 42 нм и на 87 нм, а хвосты простираются от 8 нм (предел чувствительности зонда) до 212 нм (предел диапазона сканирования и последующей мат. обработки снимка).

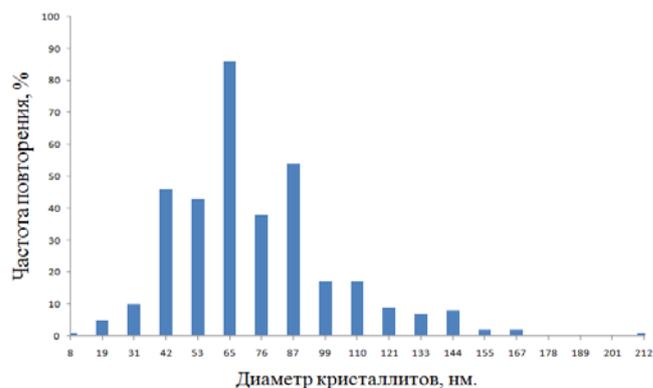


Рисунок 3 – Распределение концентрации кристаллитов от их диаметра

Таблица 3 – Сравнение некоторых полупроводниковых свойств сульфидов цинка и кадмия[27]

Вещество	Тип проводимости	Ширина запрещенной зоны, эВ
ZnS	N	3,6
CdS	N	2,4

Главным фундаментальным параметром полупроводника является ширина запрещенной зоны E_g , а ее знание позволяет прогнозировать основные эксплуатационные параметры создаваемых полупроводниковых приборов[17]. Поэтому определение E_g , если она не известна, есть главная задачи физики и технологии полупроводников [18].

Экспериментально величина E_g определяется из анализа различных физических эффектов, связанных с переходами электронов из зоны проводимости в валентную зону под действием термической активации (E_{gterm}), либо квантов света (E_{gopt}). Обычно E_{gterm} определяют по температурному ходу электросопротивления и/или коэффициента Холла R в области собственной проводимости, а E_{gopt} – из края полосы поглощения и длинноволновой границы фотопроводимости (Photo). Величину E_g можно оценить также из измерений магнитной восприимчивости, теплопроводности (биполярная компонента), опытов по туннелированию при низкой температуре и т.п. Существуют также некоторые эмпирические соотношения для качественной оценки ширины запрещенной зоны E_g материалов. Наиболее часто E_g опреде-

ляют экспериментально по температурному ходу электросопротивления. Величину E_g определяют также путем измерения зависимости коэффициента Холла от температуры в области собственной проводимости. А также на соответствующей оптической аппаратуре можно измерить спектр проводимости и определить E_g по положению ее максимума [19]. Можно так же определить E_g по температурной зависимости проводимости полупроводника [20].

Основные ошибки определения E_g указанными методами связаны:

- 1) не достижением области собственной проводимости, влиянием активации примесных уровней и вкладом примесной проводимости;
- 2) не учетом температурной зависимости подвижности μ ;
- 3) недостаточной протяженностью использованного интервала температур ΔT ;
- 4) изменением химического состава образцов и протяженности области гомогенности соединений при высокой температуре и другими факторами.

Определение E_g из края собственного поглощения света полупроводником и фотопроводимости основано на возбуждении валентного электрона в зону проводимости за счет поглощаемой энергии фотона. Возможны прямые (вертикальные) оптические переходы ($k_2 = k_1 + g$, или $k_2 \sim k_1$, здесь k_1 и k_2 – волновой вектор электрона в конечном и исходном состоянии, g – волновой вектор фонона) и не прямые (невертикальные) оптические переходы с участием фононов ($k_2 \sim k_1 + K_{ph}$, здесь K_{ph} – импульс фонона). Край собственного поглощения определяется при прямых и не прямых переходах соответственно

В данной работе толщина, получаемых пленок капельным методом с последующим термолизом, не превышала нескольких сотен нанометров. Неоднородность структуры и повышенная пористость делала пленки непригодными для электрических измерений, а выбор подложки в качестве стекла вносил вклад в спектры пропускания и затруднял дальнейшую их обработку. Работа с такими объектами была возможной только методами эллипсометрии. Принцип метода эллипсометрии заключается в измерении изменения

состояния поляризации света после его отражения от поверхности образца, которое определяется отношением комплексных френелевских коэффициентов отражения для р- (параллельной) и s- (перпендикулярной к плоскости падения) поляризаций света:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = tg\psi \exp(i\Delta) \quad (3)$$

где $tg\psi = |r_p/r_s|$ – отношение амплитудных коэффициентов Френеля, а $\Delta = \delta_p - \delta_s$ – относительный фазовый сдвиг между р- и s- компонентами света.

Эллипсометрические углы ψ и Δ – результаты измерения на эллипсометре при угле падения θ и длине волны света λ . Измеренные эллипсометрические углы ψ и Δ функционально связаны с оптическими параметрами исследуемой поверхностной структуры (показателями преломления n и поглощения k подложки и пленки, толщины пленки d и т.д.)

$\rho(n_s, k_s, n_{f_1} \dots n_{f_n}, k_{f_1} \dots k_{f_n}, d_1 \dots d_n, \theta, \lambda) = tg\psi \exp(i\Delta)$, которые определяются из этих углов с помощью математических вычислений.

Для количественной характеристики исследуемой системы или для определения ее неизвестных оптических параметров требуется знание модели этой системы. В большинстве случаев задача решается оптимизационными методами, предусматривающими поиск неизвестных параметров по условию наилучшего совпадения экспериментальных и модельных результатов.

Для различных образцов были получены спектральные зависимости показателей преломления n (рис. 4) и коэффициента поглощения k (рис. 5).

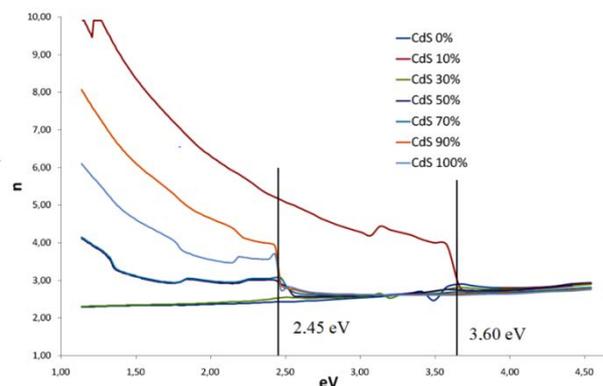


Рисунок 4 – Спектральные зависимости показателя преломления для различных концентраций CdS(составлен авторами)

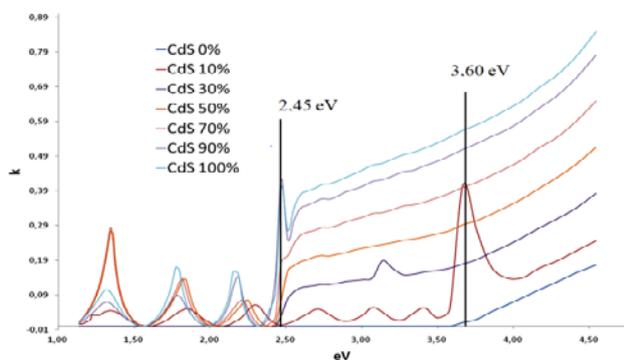


Рисунок 5 – Спектральные зависимости коэффициента поглощения для различных концентраций CdS(составлен авторами)

На рисунке 5 явно прослеживается зависимость с шириной запрещенной зоны обоих материалов 3,6 eV для сульфида цинка и 2,2 eV для сульфида кадмия. По спектрам коэффициента поглощения возможно оценить ширину запрещенной зоны исследуемого материала, т.к. скачкообразное увеличение поглощения происходит именно при превышении энергии излучения энергии ширины запрещенной зоны. Из спектральной зависимости коэффициента поглощения для различных концентраций CdS (рис. 6) наблюдаются интерференционные пики в левой низкоэнергетической части спектра и резкие скачкообразные увеличения в областях 2,45 eV и 3,6 eV для различных концентраций CdS.

На рисунке показано, что изменение ширины запрещенной зоны не происходит линейно с ростом концентрации CdS в материале пленки, а происходит скачкообразно в районе концентраций 10%-30%. Данное поведение показывает отсутствие формирования комплексного соединения сульфидов в единой кристаллической решетке, а формирует некоторый захороненный диапазон энергий, связанный с экситонным гетеропереходом ZnS/CdS.

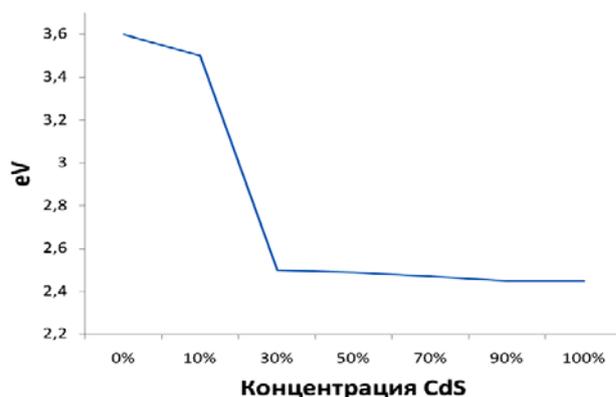


Рисунок 6 – Зависимость ширины запрещенной зоны от концентрации CdS в материале(составлен авторами)

Схожее поведение материалов наблюдается в системе полупроводников Ge/Si как показано в некоторых работах[11-16], [21-32].

Заключение

Изучены свойства тонких пленок сульфида кадмия и цинка, легированных щелочными металлами и галогенами. Показана возможность получения люминесцентных и фоточувствительных пленок сульфида кадмия, легированных элементами Ia и VIa групп периодической системы, методом пиролиза аэрозоля, при введении солей щелочных металлов в раствор унитиолатных координационных соединений галогенидов кадмия.

Определены оптимальные условия получения пленок с максимальной фотопроводимостью и фотолюминесценцией.

Установлены общие закономерности получения наноструктурных сульфидов кадмия и цинка из унитиолатных координационных соединений. Полученный комплекс экспериментальных данных позволит выделить отдельные стадии процесса осаждения образцов, а также некоторые технологические особенности синтеза полупроводниковых соединений из унитиолатных координационных соединений.

Исследованы нано- и монокристаллические образцы, полученные при различных технологических режимах. С целью проведения сравнительного анализа люминесцентных свойств нанокристаллов и монокристаллов были выбраны монокристаллы CdS,

спектр которых содержал в видимой области три полосы свечения $\lambda_1=540$ нм, 590 нм, 740 нм или две полосы ($\lambda=540$ нм, 750 нм). В CdS монокристаллах различные группы полос люминесценции условно обозначают в соответствии с их цветовым восприятием: голубое, зеленое, оранжевое, красное и инфракрасное излучение. За исключением голубого свечения, обусловленного излучательной аннигиляцией свободных и связанных экситонов, остальные виды свечения обусловлены примесными атомами и дефектами кристаллической решетки.

Измерение оптической ширины запрещенной зоны (E_g), удельной электропроводности (σ), пикнометрической плотности (ρ), положения максимумов фотопроводимости (E_{ps}), фотолюминесценции (E_{pl}) пленок из хлоридных унитиолатных комплексных соединений сульфидов кадмия и цинка, показали, что они обладают ярко выраженными полупроводниковыми свойствами.

Список литературы

- 1 Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – С. 435.
- 2 Отчет о научно-исследовательской работе за 2010-2012 год, МОН РК. «Изучение люминесцентных и электрофизических свойств наноструктурных сульфидов металлов, осажденных методом термической деструкции унитиолатных координационных соединений». Научный руководитель профессор Х.К.Оспанов. – Алматы, 2012. – С. 45.
- 3 Мажибаев А.К. Закономерности процессов термического разложения координационных соединений некоторых металлов групп IB, IIB, IVA, VIIB с 2,3 диммеркаптопропансульфонатом натрия // кандидатская диссертация. Алматы, 2012.
- 4 Оспанов Х.К., Мажибаев А.К. Дифференциально-термический анализ комплекса Cu^{2+} с 2,3-диммеркаптопропансульфонатом натрия // Материалы международной конференции «Перспективные научные исследования». – София, 2011. – Т. 13. – С.14-17.
- 5 Мажибаев А.К., Оспанов Х.К., Сугурбекова Г.К. Термический анализ комплексов Zn^{2+} и Cd^{2+} с 2,3-диммеркаптопропансульфонатом натрия // Химический журнал Казахстан. – 2010. № 1. – С. 252-255.
- 6 Мажибаев А.К. Исследование продуктов термического разложения унитиолатных комплексов железа (II) и никеля (II) // Материалы III международной научной конференции «Инновационное развитие и востребованность науки в современном Казахстане». – Алматы, 2009. – Часть 3. – С. 163-167.
- 7 Мажибаев А.К. Исследование промежуточных и конечных продуктов термического разложения унитиолатного комплекса железа (III) // Промышленность Казахстана. – 2010. – № 1 (58). – С. 88-89.
- 8 Кудайбергенова Р., Сугурбекова Г.К., Мажибаев А.К. Особенности термодинамики и кинетики процессов термического разложения комплексов некоторых металлов с унитиолом // Промышленность Казахстана. – 2011. – № 3 (58). – С. 88-89.
- 9 Мажибаев А.К., Оспанов Х.К., Надиров Р.К. О полупроводниковых свойствах некоторых сульфидов металлов, полученных термическим разложением унитиолатных комплексов // Вестник КазНУ. Сер. Хим. – 2011, №3(63). – С. 333-336.
- 10 Мажибаев А.К., Надиров Р.К. Некоторые аспекты термолиза унитиолатных комплексов металлов // Материалы респ. конференции «20 лет – период становления страны». – Балхаш, 2011. – С.73-75.
- 11 Семенов В.Н. Процессы формирования тонких слоев полупроводниковых сульфидов из тиомочевинных координационных соединений: автореф. дис. д-ра хим. наук: 02.00.01-Воронеж, 2002. – 46 с.
- 12 Семенов В.Н., Наумов А.В. Термическое разложение тиомочевинных координационных соединений кадмия // Журнал общей химии, 2001. – Т. 71, №4. – С.533-537.
- 13 Наумов А.В., Метелева Ю.В., Сермакешева Н.Л., Семенов В.Н., Новиков Г.Ф. Люминесценция и СВЧ фотопроводимость сульфидов кадмия и цинка, полученных из тиомочевинных координационных соединений // Журнал прикл. спектроскопии. – 2002. – Т. 69, №1. – С. 104-108.
- 14 Семенов В.Н., Остапенко О.В., Лукин А.Н., Авербах Е.М. Физические свойства тонких пленок системы CdS-In₂S₃ // Неорг. Материалы, 2000. – Т.36, №2. – С.160-163.

- 15 Болгова Т.Г. Получение и свойства тонких пленок сульфида кадмия, легированных щелочными металлами и галогенами (Cl,Br): автореферат дисс. канд. хим. наук:02.00.21 – Воронеж, 2009. – 23с.
- 16 Болгова Т.Г. Особенности фотолюминесценции пленок CdS(Li,Cl)// Конденс. среды и межфаз. границы. – 2008. – Т.10, №1. – С.13-17.
- 17 В.И. Фистуль. Введение физику полупроводников (М., Высш. Шк., 1975).
- 18 И.М. Викулин, Б.В. Коробицин, С.К. Криськив. Методы определения ширины запрещенной зоны полупроводниковых структур с р-п переходами (Одесса, Физика и техника полупроводников, 2016, том 50, вып. 9,) – С.1238-1241.
- 19 А.И. Лебедев. Физика полупроводниковых приборов (М., Физматлит, 2008).
- 20 К.В. Шалимова. Физика полупроводниковых приборов (М., Энергоатомиздат, 1985). В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, И.В. Карпенко, А.П. Миронов. Сборник задач по физике полупроводников (М., Мир, 1987).
- 21 Морозова Н.Б. Химия летучих координационных и металлоорганических соединений, используемых в процессах химического осаждения металлических и оксидных слоев из паровой фазы: автореф. дис. д-ра хим. наук:02.00.01 – Новосибирск, 2009. – 40с.
- 22 Бессенов А.А., Байдина И.А., Морозова Н.Б., Семянников П.П., Трубин С.В., Гельфонд Н.В., Игуменов И.К. Синтез, кристаллическая структура и термические свойства ацетата диметилзолота (III) // Журнал структ.химии, 2007. – Т.48№2. –С.289-295.
- 23 Лукашин А.В. Создание функциональных нанокомпозитов на основе оксидных матриц с упорядоченной пористой структурой: автореф. дис. д-ра.хим. наук:02.00.01-М.,2009. – 47с.
- 24 Лакушина А.В., Елисеева А.А., Журавлева Н.Г., Калинин С.В., Вертегел А.А., Третьяков Ю.Д. Синтез наноструктурPbS/S с использованием химической модификации слоистых двойных гидроксидов // ДАН, 2002. – Т.383, №4. – С. 504-508.
- 25 Харламова М.В., Саполетова Н.А., Елисеев А.А., Суздалиев И.П., Максимов Ю.В., Лукашин А.В., Третьяков Ю.Д. Оптические свойства наноструктурированного-оксида железа // ДАН, 2007. – Т. 415, №2. –С.1-4.
- 26 Епанешников Д.С., Маскаева Л.Н., Марков В.Ф. Гидрохимическое осаждение пленок SnSbSn_xPb_{1-x}S // Технология неорг. веществ и материалов, 2008. – Т. 9, № 9. – С. 417-421.
- 27 Марков В.Ф., Маскаева Л.Н., Иванов П.Н. Расчет условий образования твердой фазы халькогенидов металлов при гидрохимическом осаждении // Конденс. среды и межфаз. границы, 2004. – Т. 6, –№4. – С.374-380.
- 28 Фетисова Т.Н. Физико-химические закономерности химического осаждения гидратированных оксидов металлов с использованием органических соединений: автореферат дисс. канд. хим. наук: 02.00.04. – Самара, 2008. – 26с.
- 29 Ардашников Е.И. Физико-химический анализ – основа направленного неорганического синтеза // Соросовский образовательный журнал. – 2004. – Т.8, №2. – С. 30-36.
- 30 Ковба Л.М. Стехиометрия, дефекты в кристаллах и структурная гомология // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – Т.1, №6. – С. 414.
- 31 Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников. – М., 1982. – 528 с.
- 32 Исова А.Т., Клименов В.В., Никифоров А.И., Паханов Н.А., Пчеляков О.П., Талочкин А.Б., Якимов А.И., Токмолдин С.Ж. «Длинноволновая фоточувствительность квантовых точек германия в кремнии»// «Вестник НЯЦ РК». –Вып. 4(44), –С. 156-161

Принято в печать 16.11.2018

М.Т. Габдуллин, К.М. Смаилов, Х.К. Оспанов
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
ТОО «Физико-технический институт», Алматы, Казахстан
E-mail: kenzhegalismailov@gmail.com

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНЫХ СИНТЕЗИРОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЙ КАДМИЯ И ЦИНКА ИЗ УНИТИОЛАТНЫХ КООРДИНАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Аннотация. В этой работе представлены результаты исследования по теме «Разработка и реализация технологий получения полупроводниковых, фоточувствительных и люминесцентных наноматериалов на основе процессов направленного синтеза сульфидов металлов из унитиолатных координационных соединений» под руководством профессора Х.К. Оспанова (КазНУ им. аль-Фараби) и активным заведующего лабораторией Клименова В.В. (ТОО «Физико-технический институт»).

Данная работа финансировалась МОН РК по бюджетной программе 055 «Фундаментальные и прикладные научные исследования», специфика 149 «Прочие услуги и работы» по программе: «Развитие нанонауки и нанотехнологий в Республике Казахстан на 2010-2012 годы». Представлены годовые отчеты «Изучение люминесцентные и электрофизических свойств наноструктурных сульфидов металлов, осажденных методом термической деструкции унитиолатных координационных соединений». В работе рассматривается выращивание микрокристаллов на многокомпонентном силикатном стекле, в котором полупроводниковая фаза, концентрации приблизительно 1%, была растворена в течение синтеза. При вторичной термической обработке стеклянных образцов, зародышеобразование и рост полупроводниковых микрокристаллов происходит в результате диффузионного фазового разложения пересыщенного твердого раствора. Последующие годы материалы проверялись неоднократно сотрудниками национальной нанотехнологической лаборатории открытого типа при КазНУ им. аль-Фараби под руководством PhD Габдуллина М.Т.

Ключевые слова: унитиолатный комплекс, сульфиды, полупроводники, дефекты кристаллической решетки, ширина запрещенной зоны, 2,3 димеркаптопропансульфат натрия, термолиз.

М.Т. Габдуллин, К.М. Смаилов, Х.К. Оспанов
Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
«Физика-техникалық институті» ЖШС, Алматы, Қазақстан

УНИТИОЛАТТЫ КООРДИНАЦИЯЛЫҚ ҚОСЫЛЫСТАРДАН СИНТЕЗДЕЛГЕН НАНОҚҰРЫЛЫМДЫ КАДМИЙДІҢ ЖӘНЕ МЫРЫШТЫҢ ЛЮМИНЕСЦЕНТТІК ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОФИЗИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Аннотация. Бұл мақалада «Металл сульфидтерін бағытталған синтез арқылы унитиолатты координациялық қосылыстар негізінде жартылай өткізгіш, фотосезгіш және люминесцентті наноматериалдарды алу технологиясын жасап шығару және өндіру» тақырыбы бойынша профессор Х.К. Оспановтың басшылығымен (әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті) және зертхана меңгерушісі Клименов В.В. («Физика-техникалық институт» ЖШС) белсенді қатысуымен алынған зерттеу нәтижелері көрсетілген.

Аталған жұмыс Қазақстан Республикасы Білім және Ғылым министрілігінің «Іргелі және қолданбалы ғылыми зерттеулер» бюджеттік бағдарламасы бойынша, 149 «Өзге қызметтер мен жұмыстар» бөлімінде «2010-2012 жж. Қазақстан Республикасында наноғылым мен нанотехнологияны дамыту» бағдарламасы бойынша қаржыландырылған. «Біртекті координациялық қосылыстардың термиялық ыдырауы арқылы алынған наноқұрылымды металдардың сульфидтерінің люминесценттік және электрофизикалық қасиеттерін зерттеу» тақырыбы бойынша жылдық қорытынды есептер келтірілген. Жұмысы

көпкомпонентті силикат шыныда микрокристалдың өсуімен байланысты, онда синтез барысында жартылай өткізгіш фаза, шамамен 1% концентрациясы еріген. Шыны үлгілерін қайталама термиялық өңдеу кезінде жартылай өткізгіш микрокристалдардың нуклеациясы және өсуі қатты дисперстік ерітіндінің диффузиялық фаза ыдырауы нәтижесінде пайда болады. Келесі жылдары материалдар әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті қабырғасындағы «Ашық Түрдегі Ұлттық Нанотехнология Зертханасында» (АТҰНЗ) профессор

Г.М. Төлепбергенұлының басшылығымен көп мәрте тексерістен өткізілген.

Түйін сөздер: унитиолатты комплекс, сульфидтер, жартылай өткізгіштер, кристаллдық тордың ақаулары, тыйым салынған аймақтың ені, 2,3 димеркаптопропансульфанат натрий, термолиз.

M.T. Gabdullin, K.M. Smailov, Kh.K. Ospanov

Al-Farabi Kazakh national university, LLP "Physical Technical Institute", Almaty, Kazakhstan

LUMINESCENT AND ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF NANOSTRUCTURED SYNTHESIZED COMPOUNDS OF CADMIUM AND ZINC BY THE UNITHIOLATE COORDINATION COMPOUNDS

Abstract. This article presents the results of the “Development and Implementation of Technologies for Production of Semiconductor, Photosensitive and Luminescent Nanomaterials based on Directional Synthesis of Metal Sulfides from Unithiolate Coordination Compounds” research under the guidance of Professor Kh.K. Ospanov (Al-Farabi Kazakh National University) and active participation of head of Laboratory Klimenov V.V.(Institute of Physics and Technology LLP).

This work was financed by the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan under the budget program 055 “Fundamental and Applied Scientific Research”, specific 149 “Other Services and Works”. Under the program: “Nanoscience and Nanotechnology Development in the Republic of Kazakhstan for 2010-2012”. Annual reports “Study of the luminescent and electrophysical properties of nanostructured metal sulphides deposited by thermal decomposition of unithiolate coordination compounds” are presented. The work deals with the growth of microcrystals on a multicomponent silicate glass, in which the semiconductor phase, a concentration of approximately 1%, was dissolved during the synthesis. During the secondary heat treatment of glass samples, the nucleation and growth of semiconductor microcrystals occurs as a result of diffusion phase decomposition of the supersaturated solid solution. Employees of the opened-type national nanotechnology laboratory of the Al-Farabi Kazakh National University under the guidance of Professor M.T. Gabdullin repeatedly checked the materials during subsequent years.

Keywords: Unithiolate complex, sulfides, semiconductors, crystal lattice defects, bandgap, sodium 2,3-dimercaptopropanesulfonate, crystal lattice energy, thermolysis.

ДЛЯ АВТОРОВ

УВАЖАЕМЫЕ АВТОРЫ!

«Журнал ПЭОС» публикует статьи, посвященные:

1. развитию *подходов к изучению любых открытых систем*;
2. описанию законов динамики взаимодействующих элементов систем;
3. определению характера внешних ограничений, накладываемых на эволюционирующие системы законами их развития;
4. исследованию процессов структурообразования в больших системах, изучаемыми различными разделами науки (физикой, химией, биологией, космологией, геофизикой, медициной, экологией, экономикой, социологией и в целом философией);
5. исследованию механизмов взаимодействия в различных средах: космическом пространстве, окружающей среде, внутренних средах организма, в растворах и т.п.;
6. рассмотрению роли неравновесности и синергетических эффектов в формировании любых иерархических систем и в их эволюционном развитии;
7. любым аспектам прикладного использования теоретических результатов, получаемых при изучении фундаментальных основ открытых систем.

Журнал выходит два раза в год и рекомендован для представления к защите диссертаций в Республике Казахстан

ЖУРНАЛ ПРИНИМАЕТ РУКОПИСИ ПРИ СЛЕДУЮЩИХ УСЛОВИЯХ!

- При наличии: рефератов на русском, английском и для жителей РК на казахском языках (объем рефератов не менее 150 слов); рецензии специалиста, работающего в соответствующей области, имеющего академическую степень
- В рецензии обязательно освещать вопросы актуальности, соответствия цели тематике журнала, новизны, значимость результатов для фундаментальной или прикладной науки.
- Работы, носящие фундаментальный или обзорный характер в объеме не более 45 страниц формата А4.
- Работы прикладного характера не более 25 страниц формата А4.
- Статьи могут быть написаны на казахском, русском или английском языках.

Статьи не соответствующие тематике журнала, оформленные не по правилам и не имеющие рецензии не принимаются к публикации и не возвращаются авторам. Редакция оставляет за собой право на отклонение статьи.

СТАТЬИ ВЫСЫЛАТЬ В ЭЛЕКТРОННОМ ВАРИАНТЕ ПО АДРЕСУ

представленному на титульной странице с припиской «статья для публикации в ПЭОС».

Телефоны для справок и переговоров:

Нұрғалиева Құралай - сот.8 707 828 90 10,

Сомсиков Вячеслав Михайлович - 8 727-272-78-25, сот. 8 7017605378

ПРОСИМ ВАС НАПРАВЛЯТЬ НАМ РУКОПИСИ ВАШИХ СТАТЕЙ,
ОФОРМЛЕННЫЕ В СООТВЕТСТВИИ С НИЖЕ УКАЗАННЫМИ ПРАВИЛАМИ !

Статья должна быть набрана на компьютере в MS Word, предоставлена на дискете или выслана по электронной почте.

Поля: верхнее-2, нижнее-2, левое-2, правое 2

Нумерация страниц по центру снизу

ШАПКА через 1 интервал 12 кеглем:

1. МРНТИ расположено слева
2. **Инициалы и фамилия жирным шрифтом**, строчными полужирными буквами.
3. *Название института, города, страны курсивом*, строчными буквами
4. Пробел
5. **НАЗВАНИЕ СТАТЬИ** полужирными прописными буквами

один пробел

Аннотация. на языке статьи: 11 кегль, абзацный отступ 1 и через 1 интервал (объем не менее 150 слов); (Қазақша – **Аннотация**, in English - **Abstract**)

Ключевые слова: на языке статьи : 11 кегль, абзацный отступ 1 и через 1 интервал один пробел (Қазақша – **Түйін сөздер**, in English - **Keywords**).

ТЕКСТ СТАТЬИ в две колонки интервал между ними 0,6 см; 12 кегль, абзацный отступ стандартный и через 1 интервал

Номера цитируемой литературы в квадратных скобках []

Номера формул справа и прижаты к правому краю в круглых скобках (), ссылки на них в тексте также в круглых скобках ()

Ссылки на таблицы или рисунки полностью словом с номером (таблица 1, рисунок 1) или сокращенно только в круглых скобках (Табл. 1), (Рис. 1)

набор формул – в редакторе формул MathType.

Подзаголовки прижаты к левому краю, полужирным шрифтом, 12 кеглем, со стандартным абзацным отступом. Перед подзаголовком одна строка пропуска. После него текст раздела идет сразу. После подзаголовка точка не ставится

Рисунки все в Word с одним отступом после и до рисунка. Подпись снизу по центру через 1 интервал, прижата к рисунку и начинается словами Рисунок 1 – Рисунки представляются вставленными в текст и в виде отдельных файлов. (см. пример). (Қазақша: 1 – сурет. Суреттің аты, in English: Figure 1 – The title of figure)

Таблицы через 1 интервал, 12 кеглем, столбики центрированы. Подпись таблицы сверху, прижата к левому полю и начинается словами Таблица 1 – .(см. пример), (Қазақша: 1 – кесте. Кестенің аты, in English: Table 1 – The title of table)

Рисунки и таблицы, если они не входят в размер одной колонки могут выноситься в **Приложение**, которое следует за списком литературы. Оформление их идет по выше описанным правилам, но они могут располагаться как в вертикальном, так и в горизонтальном положении.

Литература 12 кегль через 1 интервал, нумерация списка без точек и номер идет со стандартным абзацным отступом (см. пример) и в конце абзаца ставится точка (см. пример)

Реферат на английском (для всех) и казахском (для жителей Республики Казахстан)

Оформление смотри пример

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЬИ И РЕФЕРАТОВ

Статьи

МРНТИ 550.36+577.31

З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов*, А. Т. Агишев*Казахский национальный университет имени аль-Фараби,**Алматы, 050040, Казахстан***E-mail: serik-kz88@mail.ru***НОРМИРОВАННАЯ ЭНТРОПИЯ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД**

Аннотация. В представленной работе показана возможность классификации горячих звезд по спектрам, согласно их нелинейным (энтропийным и обобщенно-метрическим) характеристикам. Получены алгоритмы и методика определения информационной энтропии по наблюдаемым спектрам. В работе ставилась задача описать количественно спектры различных типов на основе информационно – энтропийного анализа. Для исследования были выбраны звезды главной последовательности и горячие звезды типа FSCMa (двойные системы). Ставился вопрос о количественном описании различия спектров выбранных звезд. Такой метод количественной оценки применялся в различных исследованиях по нормальным звездам. Однако существует ряд алгоритмических проблем, которые мы приведем применительно к решению данной задачи. В результате была построена зависимость нормированной информационной энтропии спектров от соответствующих значений метрической характеристики. Нормированная энтропия звезд типа FSCMa принадлежит области самоподобия и самоаффинности, эти объекты самоорганизованы и имеют сложную, хаотическую структурированность. По физической сути двойные системы должны относиться к самоорганизованным системам, что соответствует предлагаемой теоретической классификации. Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что информационно-энтропийный анализ и расчет обобщенно – метрической характеристики для спектров дает возможность количественно классифицировать горячие звезды.

Ключевые слова: Информация, энтропия, горячие звезды, метрика – топологические характеристики.

Введение

На протяжении более ста лет, энтропия является ключевой величиной не только для неравновесной статистической физики и термодинамики, но для естествознания в целом. Оно имеет первостепенное значение при обсуждении вопросов порядка и хаоса в природе, происхождения и передачи информации, проблем необратимости и т.д. [1-5]. Однако в настоящее время практически не существует количественных расчетов энтропии для астрофизических объектов, и в редких только случаях для хорошо изученных объектов, как звезды [6-10] рассчитывается энтропия Больцмана. При этом, очевидно, что учет неравновесности системы чрезвычайно важно для понимания физики окружающего нас мира. И так как звезды являются наиболее распространенными объектами во

Вселенной, которые составляют более 97% от массы всего видимого вещества, необходимо понять, как зависит энтропия от типа звезд. Однако на этот вопрос в современной литературе ответа нет. Таким образом, не было произведено количественного анализа энтропии для наиболее важных и распространенных объектов во Вселенной. Поэтому целью данной работы было описать количественно спектры горячих звезд различных типов на основе информационно – энтропийного анализа.

Информационно – энтропийные характеристики сигналов

Обычно определение сложного понятия формируется через перечень его основных свойств. Информация $I(x)$ статистической реализации некоторой физической величины x является

положительной величиной и определена при наличии неравновесности $I(x) \neq I(x_0)$, если $x \neq x_0$. Если $P(x)$ является вероятностью появления величины x , то выражение для количества информации

$$I(x) = -\ln P(x) \quad (1)$$

Информационная энтропия или энтропия Шеннона $S(x)$ может быть определена как среднее значение информации:

$$S(x) = \sum_i P_i(x) I_i(x) = -\sum_i P_i(x) \ln P_i(x) \quad (2)$$

где, i – номер ячеек разбиения множества значений x .

Задавая условия для выбора параметров p, q можно использовать $K_{x_i, x_j}^{p, q}$ для описания фрактальных сигналов. Если D – фрактальная размерность кривой $x(t)$, то мы можем принять $p = D, q = D/(D - 1)$. Принимая $x_i = x(t), x_j = t$ перепишем (11) в следующем виде

$$K_{x, t}^{D, q} = \frac{(\langle |x|^D \rangle)^{1/D} \cdot (\langle |t|^q \rangle)^{1/q}}{\langle |x \cdot t| \rangle}, \quad q = D/(D - 1) \quad (12)$$

В таком случае, нетрудно убедиться в том, что элементы набора I можно вычислить по формуле:

$$I = I_1 + (I_2 - 1) * n_1 \quad (9)$$

где n_1 – количество ячеек первой характеристики, в нашем примере оно равно 3. С помощью таблицы 1 хорошо демонстрируется логика работы выражения (9)

Таблица 1. – Логика работы алгоритма $I = I_1 + (I_2 - 1) * n_1$

Последовательность	I_1	I_2	Номера ячеек в I
11	1	1	$1+(1-1)*3=1$
21	2	1	$2+(1-1)*3=2$
31	3	1	$3+(1-1)*3=3$
12	1	2	$1+(2-1)*3=4$
22	2	2	$2+(2-1)*3=5$
32	3	2	$3+(2-1)*3=6$

.....
 Экспериментальные измерения показали, что при..... на рисунке 6 приведены временные реализации обоих режимов бифуркации Хопфа, полученные из эксперимента при $R=1$ кОм и $C=1$ нФ, которые показывают, что выводы теории в данном случае подтверждаются физическим экспериментом.

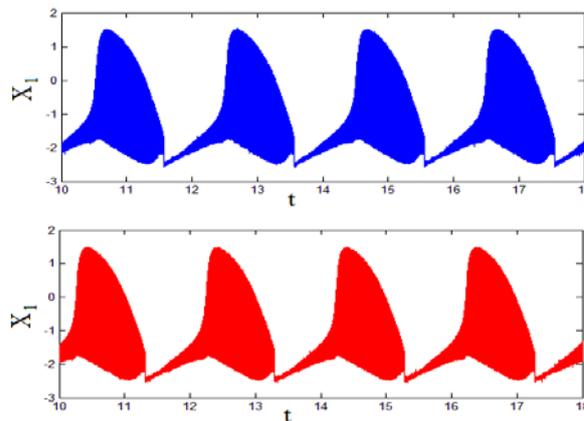


Рисунок 6 – Временные реализации быстрого (верхняя кривая) и медленного (нижняя кривая) режимов при $R=200$ кОм и $C=100$ нФ, полученные из эксперимента.

Такое «странное» поведение системы в эксперименте объясняется тем, что большое значение RC параметра уменьшает амплитуду сигнала на выходе интегратора. Соответственно, амплитуда шума и соизмеримыми, что уменьшает точность полезного сигнала оказываются вычислений.

Действительно, дополнительные численные исследования показали, что режим «birsting» также можно получить при численном интегрировании уравнений (1), если уменьшать точность вычислений. На рисунке 7 показан результат численного интегрирования при точности 0,001, а на рисунке 8 показан результат численного интегрирования при точности 0,00001.

Заключение

Большие значения параметра RC аналогового интегратора, используемого в эксперименте, способствуют понижению точности измерений значений сигналов. Дан-

ный вывод подтверждается результатами численных решений системы уравнений (1), проведенных с различными точностями интегрирования. В итоге видим, что физический эксперимент полностью подтверждает выводы теории, т.е. экспериментально обнаружено рождение двухчастотной бифуркации Хопфа в кластере связанных автоколебательных систем.

Список литературы

1 Prigogine I. From the being to becoming//M.–1980.–343, 342 p.

4 Лоскутов А.Ю., Михайлова А.С. Введение в синергетику // М.– Наука.– 1990.– 272 с.

6 Somsikov V.M. The equilibration of an hard-disks system// November. V.14, №11. IJBC.– 2004.–Р. 4027 - 4033.

7 Сомсиков В.М. О принципах построения механики структурированных частиц на основе механики материальной точки// Журнал ПЭОС.–2010.–Вып.12, Т.2.–С.3-17.

9 Anderson P.W. More Is Different. Science // New Series, Vol. 177, No. 4047. (Aug. 4, 1972), pp. 393-396

Приложение 1

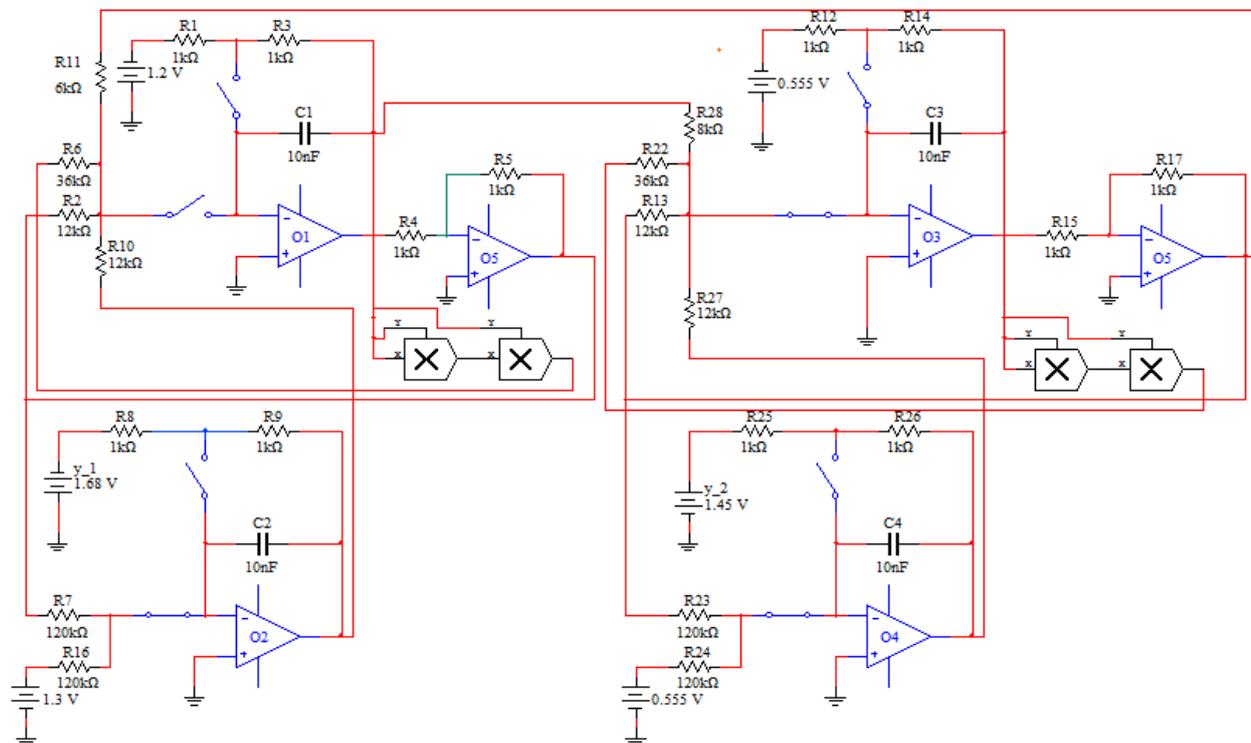


Рисунок 1– Модель схемы в «Multisim», решающая уравнения динамики кластера, состоящего из двух связанных автоколебательных систем.

Таблица 6. Массы аэрозолей, химических веществ и энергия акустического излучения, инжектированных в атмосферу в ходе катастрофы под Мелитополем (площадь города около 30 км²), и их сравнение с фоновыми значениями

Вещество (излучение)	Инжектируемая масса (мощность)	Фоновое значение в атмосфере над Мелитополем	Фоновое значение в атмосфере над Украиной	Фоновое значение во всей атмосфере
Аэрозоли (пыль)	0,1 – 1 кт	3 – 15 т	60 – 300 кт	50 – 250 Мт
Аэрозоли (дым)	1 кт	330 кг	6 – 7 кт	5,5 Мт
Двуокись углерода	35 кт	180 кт	3,6 Гт	3 Тт

Рефератов

Г.К.Мусабек^{1,2}, К.К. Диханбаев^{1,2}, В. А. Сиваков³, Д. Ермухамед^{1,2},
А.С.Курмаш^{1,2}, Т.И.Таурбаев¹, А.С. Джунусбеков¹, Ш.Б.Байганатова¹

¹Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

²Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, Казахстан,

³Лейбниц Институт фотонных технологий, Йена, Германия

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

**ВТОРИЧНАЯ ИОННАЯ МАСС СПЕКТРОСКОПИЯ КРЕМНИЕВЫХ
НАНОНИТЕЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ ФОСФОРОМ**

Аннотация. В настоящей работе представлены результаты исследований кремниевых нанонитей, легированных фосфором методом термодиффузии, с помощью вторичной ионной масс спектроскопии. Кремниевые нанонити были выращены на поверхности монокристаллических кремниевых пластин с полированной и шлифованной поверхностью методом металл стимуллированного химического травления. Легирования нанонитей атомами фосфора происходило при температурах 900 – 980⁰С в течение 15-40 минут. С помощью вторичной ионной масс спектроскопии исследовано распространение атомов фосфора по глубине нанонитей, рассчитаны динамические профили распределения примеси в образцах, полученных на полированной и шлифованной поверхности кремниевых пластин. В результате анализа динамических профилей вторичной ионной масс спектроскопии для распределения соединений Si-P в образцах легированных кремниевых нанонитей было выявлено, что максимальная концентрация атомов фосфора в таких образцах локализована преимущественно в наноструктурированном слое, а в слой объемного кремния диффундирует очень малое количество. Оценочная глубина залегания легирующей примеси в кремниевые нанонити составляет около 1300 нм.

Ключевые слова: кремниевые нанонити, легирование фосфором, термодиффузия, вторичная ионная масс спектроскопия.

Г.К.Мұсабек Г.К.^{1,2}, К.К. Диханбаев^{1,2}, В. А. Сиваков³, Д.Ермұхамед^{1,2},
А.С.Кұрмаш^{1,2}, Т.И. Таурбаев¹, А.С. Джунусбеков¹, Ш.Б.Байганатова¹

¹ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан,

²Ашық типтегі Ұлттық нанотехнологиялық лабораториясы, Алматы, Қазақстан,

³Лейбниц Фотондық технологиялар институты, Йена, Германия,

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

**ФОСФОРМЕН ЛЕГИРЛЕНГЕН КРЕМНИЙ НАНОТАЛШЫҚТАРЫНЫҢ ЕКІНШІ
РЕТТІК ИОНДЫҚ МАСС СПЕКТРОСКОПИЯСЫ**

Аннотация. Берілген жұмыста термодиффузия әдісін қолданып фосфор атомдарымен легирленген кремний наноталшықтарын екінші реттік иондық масс спектроскопия әдісімен зерттеу нәтижелері келтірілген. Кремний наноталшықтары беті жылтыратылған және тегістелген монокристалды кремний пластиналарының бетінде металл енгізілген химиялық жеміру әдісімен қалыптастырылған. Кремний нанокұрылымдарын фосфор атомдарымен легирлеу 900 - 980⁰С температурада 15 - 40 минут бойы жүзеге асты. Екінші реттік иондық масс спектроскопиясының көмегімен фосфор атомдарының жылдырлатылған және тегістелген беттерде қалыптысқан наноталшықтардың қалыңдығы бойынша таралуы зерттелініп, үлестірілуінің динамикалық профильдері есептелінген. Екінші реттік иондық масс спектроскопиясының P-Si қосылыстарының үлестірілуінің динамикалық профильдерін талдау нәтижесінде фосфор атомдарының максимальді концентрациясы негізінен нанокұрылымды қабатқа енетіні және көлемдік кремнийге аз таралатындығы анықталған.

Зерттеулер нәтижесінде берілген кремний наноталшықтары үлгілері үшін легирлеуші компа атомдарының диффузиялық енуінің тереңдігі шамамен 1300 нм тең деп бағаланған.

Түйін сөздер: Кремний наноталшықтары, фосфордың диффузиясы, термодиффузия, екінші реттік иондық масс спектроскопиясы.

G.K.Mussabek^{1,2}, **K.K. Dikhanbayev**^{1,2}, **V.A.Sivakov**³, **D. Yermukhamed**^{1,2},
Kurmash A.S.^{1,2}, **T.I.Taurbayev**¹, **A.S.Dzhunusbekov**¹, **Sh.B.Bainatova**¹

¹*al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,*

²*National nanotechnological laboratory of open type, Almaty, Kazakhstan,*

³*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany,*

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

SECONDARY ION MASS SPECTROSCOPY OF PHOSPHORUS DOPED SILICON NANOWIRES

Abstract. We present the results of secondary ion mass spectroscopy studies of silicon nanowires doped with phosphorus by thermal diffusion. First, silicon nanowires were grown on the surface of single-crystal silicon wafers with a polished and ground surface using method of metal-assisted chemical etching. Doping of nanowires with phosphorus atoms by thermo diffusion method occurred at temperatures of 900-980 ° C during 15-40 minutes. Secondary ion mass spectroscopy was used to study the distribution of phosphorus atoms over the depth of nanowires, impurity distribution dynamic profiles were calculated for the samples obtained on the polished and ground surfaces of silicon wafers. Analysis of the dynamic profiles of the secondary ion mass spectroscopy for the distribution of Si-P compounds in samples of doped silicon nanowires revealed that the maximum concentration of phosphorus atoms in such samples is localized predominantly in the nanostructured layer, and a very small amount diffuses into the bulk silicon layer. The estimated depth of occurrence of the dopant in silicon nanowires is about 1300 nm.

Keywords: silicon nanowires, phosphorus doping, thermal diffusion, secondary ionic mass spectroscopy.

Журнал проблем эволюции открытых систем
(Журнал ПЭОС)

ISBN 9965-01-766-2

ИБ №12580

Подписано в печать 25.12.2018. Формат 60x84 1/8. Бумага офсетная.

Печать цифровая. Объем 11,8 п.л. Тираж 25 экз. Заказ №8933.

Издательский дом «Қазақ университеті»

Казахского национального университета им. аль-Фараби.

050040, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71. КазНУ.

Отпечатано в типографии издательского дома «Қазақ университеті».

Изготовлено по заказу

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ИНСТИТУТА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ (ДГП)**

КазНУ им. аль-Фараби