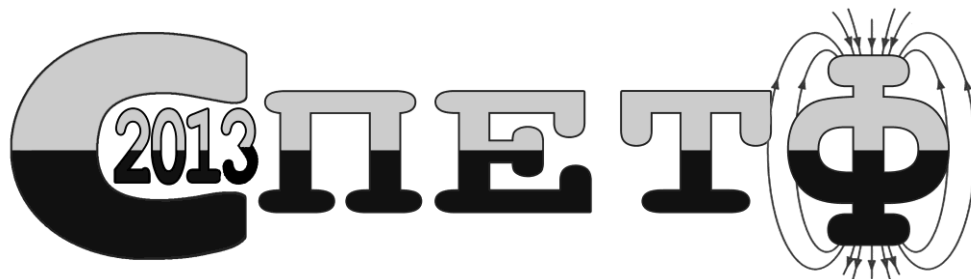


Міністерство освіти і науки України
Інститут прикладної фізики Національної академії наук України
Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка
Фізико-математичний факультет



СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ

**МАТЕРІАЛИ
II Міжрегіональної науково-практичної конференції
молодих учених**

16-17 квітня 2013 року

м. Суми

УДК 53:004(08)

ББК 22я43

М 34

Рекомендовано до друку вченою радою фізико-математичного факультету
Сумського державного педагогічного університету ім.А.С.Макаренка

Упорядник: **Завражна О.М.**, кандидат фізико-математичних наук

Рецензенти:

Салтикова А.І., кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

Мороз І.О., кандидат технічних наук, в.о. професора кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

М 34 Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики : матеріали II Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих учених, м. Суми, 16-17 квітня 2013 р. / За ред. О.М. Завражної – Суми: СумДПУ, 2013. – 40 с.

У збірнику подані матеріали II Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих учених «Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики». У тезах і статтях представлено результати теоретичних і експериментальних досліджень.

Для наукових співробітників, викладачів навчальних закладів освіти, аспірантів та студентів.

Матеріали подаються в авторській редакції.

Відповідальність за достовірність інформації, автентичність цитат, правильність фактів, посилань несуть автори.

© СумДПУ, 2013

ЗМІСТ

Барвінський В.Е.	5
ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ ВІМС ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕМЕНТНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ	5
Баштова А.І.	6
МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ КРИСТАЛІЧНИХ СИСТЕМ ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ	6
Бойченко О.В.	7
МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОНІВ З ПОРИСТИМ СЕРЕДОВИЩЕМ	7
Бриченко О.С.	9
МАГНІТНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СПЛАВІВ НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА	9
Вертиков И.А.	10
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ	10
Голиус Д.В.	11
РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ	11
Головко Н. В.	13
АЛЬТЕРНАТИВНА ЕНЕРГЕТИКА ТА ПЕРСПЕКТИВИ ЇЇ РОЗВИТКУ	13
Дяченко М. М.	14
ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЕЛЕКТРОННОМУ ГАЗІ МЕТОДОМ КТП У ДРУГОМУ БОРНІВСЬКОМУ НАБЛИЖЕННІ	14
Крамченков А.Б., Захарець М.І., Карстаньєн Х.Д., Сторіжко В.Ю.	18
ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ RBS ДО АНАЛІЗУ ПОВЕРХНІ РОЗПЛАВЛЕНИХ МЕТАЛІВ	18
Кулініч С.В.	20
ЕНЕРГОЗБЕРЕЖЕННЯ ТА МОНІТОРИНГ ЕНЕРГОСПОЖИВАННЯ	20
Люльченко С. О.	21
МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ОДИНОЧНИХ ІОНІВ З БІОЛОГІЧНИМИ СЕРЕДОВИЩАМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ПАКЕТУ GEANT4	21
Могильний І. В.	24
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК В-РОЗПАДУ	24

Мокренко І. Р.	25
ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ ВІМС ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІЗОТОПНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ	25
Новак О. П., Холодов Р. І.	26
СОЛІТОНОПОДІБНІ РОЗВ'ЯЗКИ В ЗАДАЧІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ	26
Овчаренко А. Г.	29
МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ТОНКИХ ПЛІВОК	29
Профатилова Я.В.	30
ИССЛЕДОВАНИЕ НАЛИЧИЯ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР СЛІС МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ	30
Сіренко В. В.	31
ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ ДОЗИМЕТРА-РАДІОМЕТРА МКС-01Р	31
Теницький П.П.	33
ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТОНКИХ ПЛІВОК НА ОСНОВІ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ	33
Терещенко А. М.	34
ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ ПІДКЛАДКИ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ДИФУЗІЙНІ ПРОЦЕСИ В ТРИШАРОВИХ ПЛІВКАХ СО/CU/FE/П	34
Феночка О. М.	35
ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ	35
Шабалдас І.С.	37
ТЕПЛОВЕ РОЗШИРЕННЯ ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ	37

ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ ВІМС ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕМЕНТНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ

Мас-спектрометрія – один з найбільш вагомих та інформативних методів дослідження структури плівкових матеріалів і хімічного аналізу складних речовин та їх суміші. Це прямий метод, що дозволяє безпосередньо визначати молекулярну масу, елементний склад молекул та їх фрагментів, їх взаємозв'язок між собою і взаємне розташування. Окрім цього в мас – спектрометричному експерименті вивчають процеси передачі енергії при взаємодії молекул з електронами та іонами. [2]

Можливості отримання відомостей про склад зовнішнього атомного шару твердого тіла значно розширилися у зв'язку з розробкою і удосконаленням методу вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) та інших методів. Більшість таких методів близькі до того, щоб аналізувати саму поверхню, оскільки основна інформація про склад матеріалу поступає з його приповерхневої області товщиною порядку $10\text{\AA}$. Більшість методів мають достатню чутливість для виявлення малих часток моноатомного шару елементів.

Взаємодія швидких іонів з твердим тілом приводить до вибивання атомів і молекул матеріалу як в нейтральному, так і в зарядженому стані. На такому явищі утворення заряджених частинок (вторинних іонів) і на принципі високочутливих мас-спектрометричних вимірюваннях і заснований метод ВІМС. Хоча у нього, як у будь-якого іншого методу, є свої недоліки, тільки він один дає такі широкі можливості дослідження і поверхні, і об'єму твердого тіла в одному приладі. Найбільш важливими характерними особливостями методу, які викликають підвищений інтерес до нього, є дуже низький поріг чутливості для більшості елементів (менше 10^{-4} моноатомного шару), роздільна здатність по поверхні порядку мікрметра, можливість ізотопного аналізу і виявлення елементів з малими атомними номерами (H, Li, Be і т. д.).[1]

ВІМС є перш за все технікою пошарового аналізу, що відрізняється від інших тим, що "оголення" аналізованих шарів і формування сигналу про їх склад здійснюється в одному процесі, режимом якого легко керувати. ВІМС — руйнуючий метод, тому одне і те ж місце можна проаналізувати лише один раз. Але, оскільки пляма аналізу, як правило, мала, то збиток зразку завдається мінімальний, і пошаровий аналіз можна повторити на сусідньому місці, яке, правда, може бути забруднене продуктами розпилювання при першому аналізі, але це можна врахувати без особливих зусиль.

Пошаровий аналіз методом ВІМС методично надзвичайно простий. Необхідно налаштувати мас-спектрометр на пік, що представляє аналізований елемент або з'єднання, і записати зміну висоти **піку** залежно від часу іонного розпилювання. Висота піку пропорційна концентрації, а час розпилювання — глибині шару. Якщо відомі співвідношення між цими величинами, то можна побудувати концентраційний профіль. Зазвичай пропорційність між струмом і концентрацією витримується в багатьох важливих випадках, і практично завжди при малому вмісті (приблизно до 1 %) *домішок* заміщення.

Метод ВІМС можна широко використовувати для дослідження твердих тіл, коли інші методи не дають можливості отримати інформацію з малої кількості речовини.

Література

1. Черепин В. Т. Іонний мікрозондовий аналіз. – К. : Наукова думка, 1992. С. 320.
2. С.М. Волошко, С.И. Сидоренко, И.Н. Макеева Металлофизика и новейшие технологии.- 1994.- Т 16, №10. С. 61.

А.І. Баштова

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: д.ф.-м.н., проф. Харченко Д.О.*

МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ КРИСТАЛІЧНИХ СИСТЕМ ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ

Вплив високоенергетичних частинок та опромінення на тверді тіла приводить до зміни їх структурно-фазового стану. Причиною зміни фізико-механічних властивості таких систем виступає процес формування дефектів кристалічної будови та їх просторова організація, що приводить до мікроструктурних перетворень. Серед таких можна виділити формування скупчень вакансій (ді-, три- та тетра-вакансій), окремих пор та їх решіток, утворення преципітатів, стінок дефектів, упорядкування вакансійних петель. Більшість дефектів утворюваних завдяки зовнішньому впливові є термодинамічно нестійкими і тому їх однорідний розподіл стає нестійким також, що приводить до їх просторової організації. Для систем дефектів у твердих тілах ці задачі набирають підвищеної уваги, оскільки знання про поведінку такого статистичного ансамблю дозволяють дослідити та виявити механізми мікроструктурних перетворень в опромінюваних матеріалах та при прогнозуванні поведінки як чистих матеріалів, так і їхніх стопів.

Для пояснення картини самоорганізації дефектної структури нами запропоновано узагальнений статистичний підхід опису процесів організації точкових дефектів вакансійного типу у кластери та пори на прикладі нікелю в рамках швидкісної теорії, що враховує генерацію дефектів пружними полями та взаємодію дефектів. Проведено дослідження умов виникнення структур дефектів в робочих режимах опромінення в реакторах. Встановлено характер зміни мікроструктури при варіюванні температури та швидкості набору дози в рамках використання аналітичних підходів та методів числового моделювання. Досліджено зміну періоду структур та їх характерних розмірів за допомогою статистичного аналізу даних моделювання. Отримані результати узгоджуються з експериментальними спостереженнями за процесами дефектоутворення при опроміненні в реакторних умовах.

Анотація. Баштова Анна Іванівна. Моделювання еволюції мікроструктури кристалічних систем під дією опромінення. У роботі розглянуто процеси структуроутворення точкових дефектів вакансійного типу у кристалічних системах, підданих сталій дії опромінення, на прикладі нікелю. Отримані результати узгоджуються з експериментальними спостереженнями за процесами дефектоутворення при опромінюванні в реакторних умовах.

Ключові слова: опромінення, дефекти, шум, структуроутворення, моделювання.

Аннотация. Баштовая Анна Ивановна. Моделирование эволюции микроструктуры кристаллических систем под действием облучения. В работе рассмотрены процессы структурообразования точечных дефектов вакансийного типа в кристаллических системах, подверженных постоянному действию облучения, на примере никеля. Полученные результаты согласуются с экспериментальными

наблюдениями за процессами дефектообразования при облучении в реакторных условиях.

Ключевые слова: облучение, дефекты, шум, структурообразование, моделирование.

О.В. Бойченко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: академік НАН України, професор, д.ф.-м.н. Сторіжко В.Ю.*

МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОНІВ З ПОРИСТИМ СЕРЕДОВИЩЕМ

При исследовании диэлектроиков и проводников в электронно-зондовом микроанализе оказалось, что образцы с более низкой плотностью всегда дают меньше рентгеновского излучения, чем при более высокой плотности и интенсивность рентгеновского излучения от образца с наименьшей плотностью становится от 70% до 80%. Чтобы исследовать происхождение этого эффекта плотности, экспериментальные $\varphi(\rho x)$ кривые были измерены в зависимости от плотности образца. Результаты показывают, что изменение $\varphi(\rho x)$ кривой вряд ли зависит от плотности образца.

Целью работы является моделирование методом Монте-Карло зависимости функции $\varphi(\rho x)$ от пористости.

Процессы такого взаимодействия изучаются методом Монте-Карло, занимающему среди вычислительных методов современной физики значительное место. В задаче рассматривается имитационное моделирование на персональном компьютере траекторий электронов, а так же распределение характеристического излучения с глубиной в пористых мишенях, т.е. ставится вычислительный эксперимент, призванный в наглядной форме ознакомить с основами процесса взаимодействия быстрых электронов с однородными по составу, но разными по плотности объектами.

Общая схема расчета в модели включает следующие шаги:

- розыгрыш типа процесса (упругое или неупругое рассеяние)
- розыгрыш величины потери энергии, если столкновение неупругое
- розыгрыш угла рассеяния θ ;
- розыгрыш азимутального угла φ ;
- розыгрыш длины свободного пробега λ ;
- нахождение функции распределения с учетом пористости

Пористость образца описывается числом, которое указывает долю суммарного объёма пористости в образце (коэффициент пористости). Для упрощения, поры предполагаются сферической формы с одинаковыми диаметрами.

Нами промоделированы образцы меди с разным коэффициентом пористости и получены следующие графики (рис.2-4). Из графиков видно, что с добавлением пористости в образец функция $\varphi(\rho x)$ и величина поверхностной ионизации $\varphi(0)$ практически не меняется, что подтверждалось экспериментом.

Это показывает, что изменение пористости не влияет на интенсивность характеристического излучения. Модель пористости использовалась в упрощенном виде. В дальнейшем необходимо исследовать влияние пор с разными геометрическими характеристиками.

Возможно, дополнительные потери энергии происходят вследствие существования плазмонов в инверсиях пора – твердое тело. Возможные причины

так же могут быть зарядовые эффекты, однако вышесказанное требует дополнительного исследования.

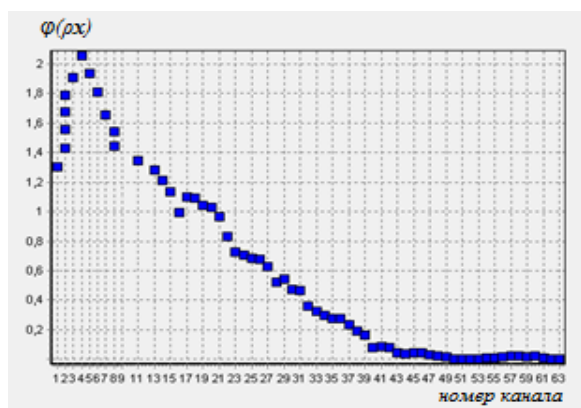


Рис. 2. $\varphi(\rho x)$ для Si без пористости

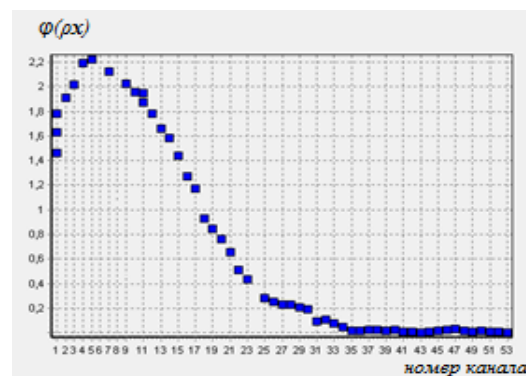


Рис. 3. $\varphi(\rho x)$ для Si с пористостью в 15%

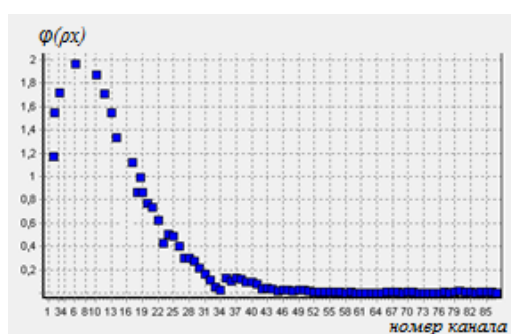


Рис.4 $\varphi(\rho x)$ для Si с пористостью в 35%

Выводы:

1. Создана программа для имитации электронных траекторий и расчета функции распределения характеристического излучения.
2. Исследованы функции распределения характеристического излучения относительно изменения плотности. При этом показано, что с добавлением пористости $\varphi(\rho x)$ функция практически не меняется.

Литература

1. Takeo Ichinokawa, Hideo Kobayashi, Masato Nakajima. "Density effect of x-ray emission from porous specimens in quantitative electron probe microanalysis". – Japanese journal of applied physics. 1969.
2. Афонин В.П. Лебедь В.И. Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном микроанализе. – Новосибирск: Наука, 1989. – 110 с.
3. Афонин В. П., Егоров А. И., Лебедь В. И., Парадина Л. Ф. Разработка некоторых вопросов расчета интенсивности рентгеновских спектров, возбужденных пучком электронов // Оптика рентгеновских лучей и микроанализ. — Л.: Машиностроение, 1976.

Аннотация. Бойченко О.В. Моделирование взаимодействия электронов с пористыми средами. В работе создана программа для имитации электронных траекторий и расчета функции распределения характеристического излучения. Исследованы функции распределения характеристического излучения $\varphi(\rho x)$

относительно изменения плотности. При этом показано, что с добавлением пористости функция практически не меняется.

Ключевые слова: траектория электрона, характеристическое излучение, пористость, моделирование.

О.С. Бриченко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н. Кравченко В.О.*

МАГНІТНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СПЛАВІВ НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА

Вивчення фізичних властивостей феромагнітних плівок дозволяє вирішити фундаментальні проблеми фізики магнітних явищ, розвитку теорії феромагнетизму. Дослідження плівок дозволяє отримувати нову і цінну інформацію про магнітні властивості феромагнетиків, поглиблювати наші знання у багатьох питаннях області магнетизму. [1]

Вивчення гальваномагнітних ефектів важливе з кількох причин. Оскільки на їх величину впливає структура енергетичних зон твердого тіла, характер носіїв струму, форма поверхні Фермі та інші фактори, вивчення цих явищ є одним з джерел інформації про внутрішню структуру та властивості твердого тіла. Крім того, важливе значення має дослідження взаємозв'язку між гальваномагнітними ефектами та магнітними характеристиками зразків [3, 3].

До гальваномагнітних ефектів відноситься сукупність кінетичних явищ, пов'язаних з дією магнітного поля на електричні властивості тіл, через які протікає електричний струм. Такими ефектами є ефект магнітоопору, плоский гальваномагнітний ефект та ефект Холла. Ефект магнітоопору полягає у зміні питомого опору у магнітному полі. Плоский гальваномагнітний ефект (плоский ефект Холла) – явище виникнення поперечного електричного поля в площині електричного струму і магнітного поля. Ефект Холла виражається у виникненні електричного поля у напрямку, перпендикулярному електричному струму і магнітному полю.[2, 154]

В роботі проведено дослідження магнітоопору та визначена коерцитивна сила тонких плівок сплаву FeNi. Плівкові зразки були одержані шляхом електронно-променевого випаровування сплаву в умовах високого вакууму (10^{-3} Па) в установці ВУП-5. Магнітоопір плівок вимірювався при кімнатній температурі та атмосферному тиску у магнітному полі з індукцією до 100 мТл, яке створювалося за допомогою соленоїда. Зразки закріплювалися на спеціальному тримачі, що давало можливість розміщувати їх так, щоб силові лінії магнітного поля були паралельні (подовжній ефект) або перпендикулярні (поперечний ефект) до напрямку струму в плівці.

На рис. 1 наведені типові залежності подовжнього та поперечного магнітоопору МО плівок сплаву FeNi від індукції зовнішнього магнітного поля. Для всіх досліджуваних зразків характерним є гістерезис МО при зміні напрямку магнітного поля на протилежний та анізотропний характер магнітоопору. На залежності $\Delta R/R(B)$ при цьому спостерігається екстремум (максимум чи мінімум) при певному значенні індукції зовнішнього поля.

Наявність гістерезису залежності $\Delta R/R(B)$ дає змогу оцінити коерцитивну силу зразка B_c (величина індукції магнітного поля, при якій спостерігається екстремум МО). Як показують дослідження, для плівкових зразків сплаву FeNi спостерігається зменшення коерцитивної сили зі збільшенням товщини плівки (рис.2).

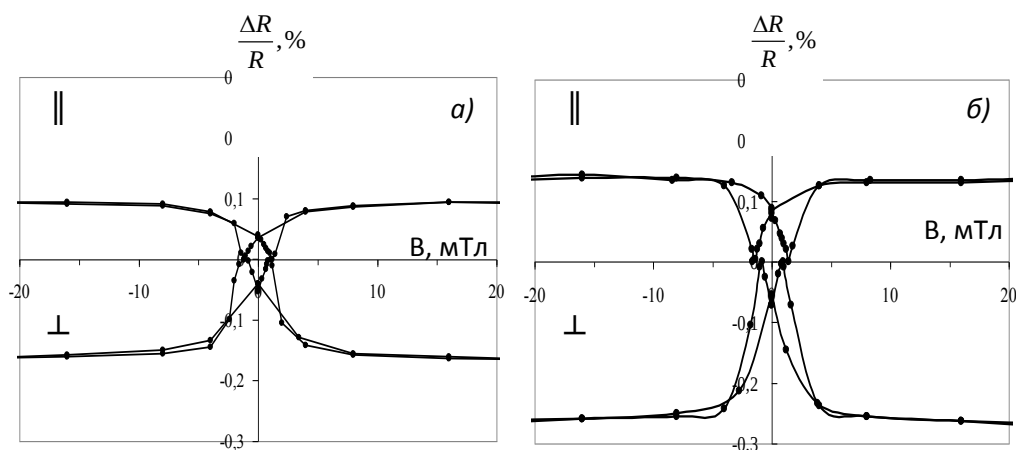


Рисунок 1 - Залежність поздовжнього (||) та поперечного (⊥) МО невідпаленої (а) та відпаленої (б) плівки сплаву FeNi від індукції зовнішнього магнітного поля ($d=155$ нм)

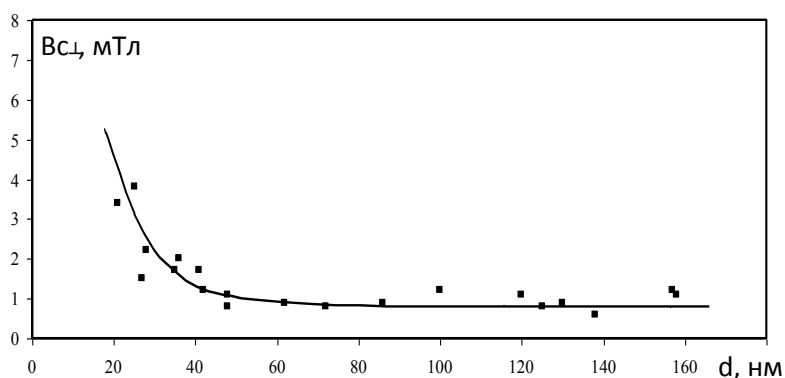


Рисунок 2 - Залежність B_c для поперечного МО від товщини для відпалених плівок

Література

1. Казаков В. Г. Тонкие магнитные пленки // Соросовский образовательный журнал.- 1997.- №1.- С. 107-108.
2. Буравихин В. А., Шелковников В. Н., Карабанова В. П. Практикум по магнетизму: Учеб. пособие .- М.: Высшая школа, 1979 – 197 с.
3. Буравихин В. А., Христосенко В. С. Физика магнитных пленок, №1// Изв. АН УССР. 1964. – 304 с.

И.А. Вертиков

*Сумской государственной педагогический университет имени А.С.Макаренка, г. Сумы
Научный руководитель: к.ф.-м.н, проф.Стадник А.Д.*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Двумерные решетки однодоменных ферромагнитных частиц, чьи легкие оси перпендикулярны плоскости решетки, представляют собой важный объект исследований. В настоящее время такие объекты рассматриваются как одни из наиболее перспективных с точки зрения их применения в устройствах записи и хранения информации [1]. Поскольку носителями информации в них являются

отдельные наночастицы, а период решетки $a \sim 4d$ (d – диаметр частиц), плотность записи информации в таких устройствах может достигать нескольких терабит на квадратный дюйм (для сравнения, плотность записи информации на обычных оптических дисках на 3 порядка меньше).

В данной работе методом численного моделирования изучается явление магнитной релаксации в квадратной решетке наночастиц, происходящее под влиянием тепловых флуктуаций. Предполагается, что магнитные моменты $\mathbf{m}_i = \mathbf{m}_i(t)$ (индекс i нумерует узлы решетки) наночастиц имеют одинаковую величину ($|\mathbf{m}_i| = m$), направлены перпендикулярно плоскости решетки и в случайные моменты времени изменяют свое направление на противоположное. Используя полученное в [2] выражение для плотности вероятности переориентации магнитного момента, которое вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия зависит от ориентации всех других магнитных моментов, нами предложена численная процедура нахождения временной зависимости намагниченности таких решеток наночастиц. В ее рамках изучена зависимость закона магнитной релаксации от температуры и других параметров задачи. Кроме того, проведен сравнительный анализ законов релаксации, полученных путем численного моделирования и в приближении среднего поля.

Литература

1. A. Moser et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 35, R157 (2002).
2. S.I. Denisov, T.V. Lyuty, K.N. Trohidou, Phys. Rev. B 67, 014411 (2003).

Аннотация. Вертиков Игорь Александрович. Численное моделирование магнитной релаксации в двумерных решетках ферромагнитных наночастиц. Методом численного моделирования изучается явление магнитной релаксации в квадратной решетке наночастиц, происходящее под влиянием тепловых флуктуаций.

Анотація. Вертіков Ігор Олександрович. Численне моделювання магнітної релаксації в двовірних ґратках феромагнітних наночастинок. Методом численного моделювання вивчається явище магнітної релаксації в квадратній ґратці наночастинок, яке проходить під впливом теплових флуктуацій.

Д.В. Голиус

Сумской государственной педагогический университет имени А.С. Макаренка, г. Сумы
Научный руководитель: с.н.с. ИПФ НАН Украины, к.ф.-м.н. Дрозденко А.А.

РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

В настоящее время используется несколько сот ускорительных аналитических комплексов на базе электростатических ускорителей, с использованием полного набора существующих ядерно-физических методов. Наибольшее распространение получили методы, основанные на регистрации упруго рассеянных заряженных частиц, мгновенного излучения из ядерных реакций и характеристического рентгеновского излучения индуцированных ускоренными ионами [1]. Ряд фирм, таких как HVEE (Нидерланды), NEC (США) и др. серийно производят такие комплексы. В странах бывшего СССР распространение получил аналитический комплекс “Сокол”, разработанный в ННЦ ХФТИ [2, 3]. В свое время было создано около десяти таких установок. При создании этих комплексов не ставилась задача достижения предельного пространственного разрешения и по этой причине характеристики ряда узлов (ионный

источник, система транспортировки пучка, вакуумная система, детектирующие устройства и др.) значительно ограничивают аналитические возможности этих установок при исследовании наноструктур. Наиболее распространенные в настоящее время методы анализа приповерхностных слоев материала, такие как оже-спектроскопия, масс-спектрометрия вторичных ионов и другие, по сути, являются методами разрушающего контроля, нарушающими первичную исследуемую структуру. Последнего недостатка можно избежать, применяя неразрушающие методы анализа, основанные на использовании моноэнергетических пучков ускоренных ионов с энергией в несколько МэВ. Одним из наиболее эффективных методов для анализа структуры поверхности и приповерхностных слоев является метод резерфордовского обратного рассеяния (ROP), в англоязычной литературе Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS). Метод ROP наиболее эффективен при анализе примесей тяжелых элементов ($Z > 10$) и позволяет обеспечить разрешение по глубине порядка $0,3 \div 30$ нм, а также определять концентрации примесей с точностью $1 \div 2\%$ [1]. Физические основы метода ROP подробно описаны в ряде обзоров и монографий [4-13]. Использование метода ROP особенно эффективно при исследовании многослойных структур, поскольку он обладает достаточно высоким разрешением по глубине. Использование геометрии скользящих углов улучшает разрешение по глубине до 3 нм. Обычно для регистрации упруго рассеянных частиц применяются полупроводниковые поверхностно-барьерные детекторы. В лучшем случае они имеют разрешение $12 \div 16$ кэВ. Незначительное улучшение этого параметра дает применение детекторов заряженных частиц с предельно высоким разрешением, а также использование пучков тяжелых ионов. Более эффективным оказывается применение электростатических и магнитных анализаторов вместо полупроводниковых детекторов заряженных частиц. Учитывая изложенное выше, решаемая в работе задача, по реализации метода обратного рассеяния протонов с высоким разрешением на базе электростатического ускорителя и с применением магнитного спектрометра является актуальной.

Литература

1. Сторишко В.Е. Методы ядерного микроанализа / В.Е. Сторишко // Материалы II-й Всесоюзной конференции «Микроанализ на ионных пучках», 11-13 октября 1988 г., г. Харьков.- Сумы: «Редакционно-издательский отдел облуправления по печати», 1991, с. 3-53.
2. Вергунов А.Д. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа (проект) / А.Д. Вергунов, Ю.З. Левченко, М.Т. Новиков, В.М. Пистряк, В.Е. Сторишко, С.Я. Чеканов // Вопросы атомной науки и техники, серия: Общая и ядерная физика, 1983, вып. 3(24), С. 13-15.
3. Батвинов А.П. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа (предварительные испытания) / А.П. Батвинов, А.Д. Вергунов, Л.С. Глазунов, А.В. Зац, Ю.З. Левченко, М.Т. Новиков, В.М. Пистряк, В.Е. Сторишко, С.Я. Чеканов // Вопросы атомной науки и техники, серия: Техника физического эксперимента, 1985, вып. 1(22), С. 26-28.
4. Mayer J.W. Comparison of Surface Layer Analysis Techniques / Mayer J.W., Turos A. // Thin Solid Films. - 1973. - V.19. - P. 1-10.
5. Chu W.K Principles and Applications of Ion Beam Techniques for the Analysis of Solids and Thin Films / Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.-A. et al. // Thin Solid Films. - 1973. - V.17. -P. 1-41.
6. Мейер Дж. Ионное легирование полупроводников / Мейер Дж., Эриксон Л., Дэвис Дж. // Пер. с англ. - М.: Мир, 1973. - 167 с.

7. Ziegler J.F. New Uses of Ion Accelerators / Ed. by J.F. Ziegler // - New York: Plenum Press, 1975. - 482 p.
8. Mayer J.W. Ion Beam Handbook for Material Analysis/ Ed.by J.W. Mayer, E. Rimini // - New York: Academic Press, 1977.- 489 p.
9. Петров Н.Н. Диагностика поверхности с помощью ионных пучков / Петров Н.Н., Аброян И.А. // - Л.: Изд-во Ленингр. Ун-та, 1977. 160 с.
10. Turos A. Near-Surface Microanalysis of Solids Using Ion Beam Techniques / Turos A. // Nucleonika. - 1978. - V.23. -N.3. - P. 183-207.
11. Chu W.K. Backscattering Spectrometry / Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.A. // - New York: Academic Press., 1978. - 377 p.
12. Рязанов М.И. Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц /Рязанов М.И., Тулинин И.С. // - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 152 с.
13. Комаров Ф.Ф. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками / Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Ташлыков И.С. // - Минск: Университетское, - 1987. - 256 с.
14. Фельдман Л. Основы анализа поверхности и тонких пленок / Л. Фельдман, Д. Майер : Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. – 344 с.

Аннотация. Голиус Д.В. Повышение предельной энергетической разрешающей способности метода POP возможно за счет применения магнитных или электростатических спектрометров. Применение таких приборов в несколько раз повышает чувствительность метода POP и расширяет аналитические возможности оборудования. Применение геометрии скользящих углов в сочетании с качеством подготовки поверхности исследуемых образцов - это один из приемов повышения разрешения по глубине.

Ключевые слова: *POP, RBS, высокое разрешение, электростатический ускоритель.*

Анотація. Голіус Д.В. Підвищення граничної енергетичної роздільної здатності методу РЗР можливо за рахунок застосування магнітних або електростатичних спектрометрів. Застосування таких приладів в декілька разів підвищує чутливість методу РЗР і розширює аналітичні можливості обладнання. Застосування геометрії ковзних кутів в поєднанні з якістю підготовки поверхонь досліджуваних зразків - це один з прийомів підвищення роздільної здатності по глибині.

Ключові слова: *РЗР, RBS, висока роздільна здатність, електростатичний прискорювач.*

Н.В. Головка

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: д.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.*

АЛЬТЕРНАТИВНА ЕНЕРГЕТИКА ТА ПЕРСПЕКТИВИ ЇЇ РОЗВИТКУ

Альтернативна енергетика - сукупність перспективних способів одержання енергії, які поширені не так широко, як традиційні, проте представляють інтерес через вигідність їх використання при низькому ризику заподіяння шкоди екології району.

Альтернативна енергетика важлива для всього світу, і для України в цілому. Виходячи з цього, треба розглянути перспективні джерела енергії.

Альтернативні джерела енергії — будь-яке джерело енергії, яке є альтернативою викопному паливу.

Це поновлювані джерела, до яких відносять енергію сонячного випромінювання, вітру, морів, річок, біомаси, теплоти Землі, та вторинні енергетичні ресурси, які існують постійно або виникають періодично у довкіллі.[5]

Енергія - не тільки одне з найчастіше обговорюваних сьогодні понять; крім свого основного фізичного (а в ширшому сенсі - природничонаукового) змісту, вона має численні економічні, технічні, політичні і інші аспекти.

Людству потрібна енергія, причому потреби в ній збільшуються з кожним роком. Разом з тим запаси традиційних природних палив (нафти, вугілля, газу і ін.) кінцеві. Кінцеві також і запаси ядерного палива - урану, з якого можна отримувати в реакторах плутоній. Практично невичерпні запаси термоядерного палива - водню, проте керовані термоядерні реакції поки не освоєні і невідомо, коли вони будуть використані для промислового отримання енергії в чистому вигляді, тобто без участі в цьому процесі реакторів ділення. Залишаються два шляхи: строга економія при витрачаннях енергоресурсів і використання нетрадиційних поновлюваних джерел енергії.[4]

До нових форм первинної енергії в першу чергу відносяться: сонячна і геотермальна енергія, приливна, атомна, енергія вітру і енергія хвиль. На відміну від викопних палив ці форми енергії не обмежені геологічно накопиченими запасами (якщо атомну енергію розглядати разом з термоядерною). Це означає, що їх використання і споживання не веде до неминучого вичерпання запасів.

Література

1. National Academy of Engineering, «The Hydrogen Economy: Opportunities, Costs, Barriers, and R&D Needs» 2004, Fig 7-1
2. «The Hydrogen Economy: Opportunities, Costs, Barriers, and R&D Needs» (links to PDFs). National Research Council and National Academy of Engineering. 2004. Процитовано 2008-05-09.
3. P. 12, BMW Group Clean Energy ZEV Symposium, September 2006
4. Енергетична стратегія України на період до 2030 року (Розпорядження Кабінету Міністрів України від 15 березня 2006 р. №145-р).
5. Шидловський А.К. Енергоефективність та відновлювачі джерела енергії.-К.: Українські енциклопедичні знання 2007.-560 с.

М. М. Дяченко

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
dyachenko.mikhail@mail.ru
Науковий керівник: к.ф.-м.н. Холодов Р.І.*

ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЕЛЕКТРОННОМУ ГАЗІ МЕТОДОМ КТП У ДРУГОМУ БОРНІВСЬКОМУ НАБЛИЖЕННІ

У сучасній фізиці високих енергій для проведення експериментів із зіткненням зустрічних пучків важких та легких заряджених частинок необхідна висока яскравість пучків, тобто зменшити розкид імпульсів частинок (охолодити пучки). Найвідомішим методом охолодження заряджених частинок є електронне охолодження. Воно знаходить застосування у сучасних колайдерах заряджених частинок. Це в свою чергу робить актуальними задачі з теорії проходження іонів через замагнічену електронну плазму.

Ідею методу електронного охолодження запропонував Будкер Г.І. в 60-их рр.[1]. В основі такого охолодження покладено зіткнення накопичених іонів з частинками введеного "холодного" електронного пучка. При кожному зіткненні частина поперечної енергії іона передається електронам. Таким чином іонний пучок охолоджується, а електронний відповідно нагрівається. Нагрітий електронний пучок неперервно виводиться з накопичувальної системи і постійно "оновлюється" холодним пучком, так що циркулюючий пучок постійно охолоджується.

Не дивлячись на широке застосування електронного охолодження існує ряд теоретичних проблем, а саме:

- 1) врахування температури та анізотропії температури електронного пучка при розрахунку сили тертя зарядженої частинки, яка рухається крізь електронний газ;
- 2) розходження втрат енергії позитивно та негативно заряджених частинок при русі крізь замагнічену електронну плазму (рис.1, рис.2).

Для теоретичного опису електронного охолодження довгий час використовувався метод парних зіткнень, який успішно описував основні процеси, які виникають при охолодженні заряджених частинок, але для вирішення сучасних теоретичних проблем його не достатньо. Альтернативними теоріями є методи кінетичного рівняння Власова (діелектрична модель) та квантової теорії поля, які враховують далекі зіткнення частинки з електронною плазмою [2,3].

В даній роботі використовується квантово-польовий підхід для пояснення розходження між силами тертя позитивно та негативно зарядженими частинками. Зроблений прямий розрахунок ймовірності розсіяння зовнішньої частинки на електронній плазмі у першому борнівському наближенні та показаний можливий метод розрахунку сили тертя у другому борнівському наближенні, яке дає змогу врахувати залежність втрат енергії від заряду зовнішньої частинки.

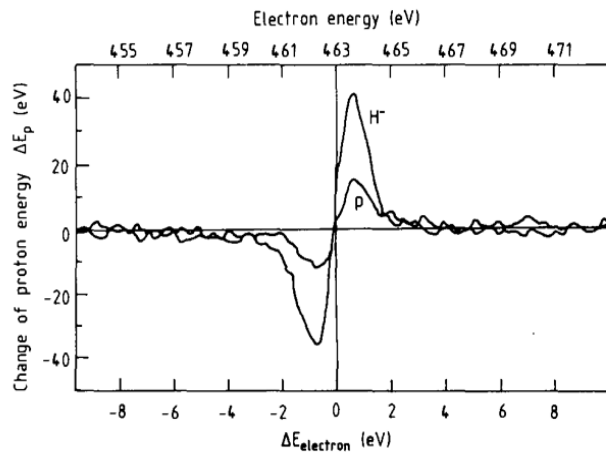


Рис. 1. Експериментальні результати установки МОСОЛ [4]

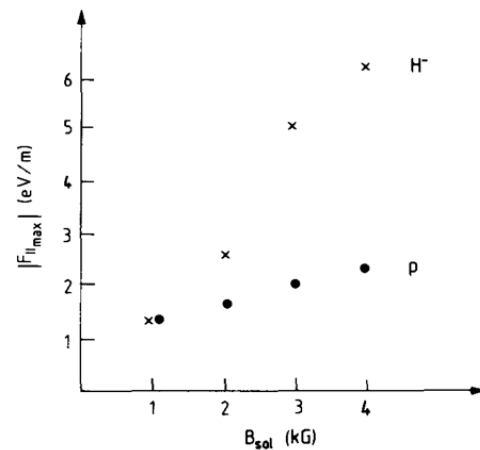


Рис. 2. Залежність максимальної сили тертя від магнітного поля [4]

В роботі розглядається система взаємодіючих електронів та зовнішня частинка, яка проходить крізь електронний газ. Гамільтоніан системи має вигляд:

$$H = H_0 + H_1 = \sum \varepsilon_p a_p^+ a_p + \frac{1}{2} \sum V_k a_p^+ a_{p'}^+ a_{p'-k} a_{p+k}, \quad (1)$$

а гамільтоніан взаємодії зовнішньої частинки можна записати

$$H_i = \sum V_k a_p^+ \alpha_{p-k}^+ \alpha_{p_i} a_{p-k}, \quad (2)$$

де $a_{\vec{p}}^+, a_{\vec{p}}$ - оператори народження та знищення електрона з імпульсом $\vec{p}$, $V_{\vec{q}}$ - компонента Фур'є потенціалу взаємодії, $\alpha_{\vec{p}}^+, \alpha_{\vec{p}}$ - оператори народження та знищення зовнішньої частинки з імпульсом $\vec{p}$.

Зовнішня частинка вважається достатньо швидкою, щоб виконувалося $e^2/\hbar v \ll 1$. Тоді ймовірність переходу в першому борнівському наближенні, при якому частинка з стану $\vec{p}_1$ переходить у стан $\vec{p}_1 - \hbar \vec{k}$, а електронний газ – із стану n у стан m , визначається відомою формулою з квантової механіки:

$$w_{\vec{k}} = 2\pi \left| \langle m, \vec{p}_1 - \vec{k} | H_i | n, \vec{p}_1 \rangle \right|^2 \delta(E_m - E_n - \varepsilon_{\vec{p}_1} + \varepsilon_{\vec{p}_1 - \vec{k}}), \quad (3)$$

$$\text{де } \langle m, \vec{p}_1 - \vec{k} | H_i | n, \vec{p}_1 \rangle = V_{\vec{k}} \left(\sum_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p} - \vec{k}} \right)_{mn}.$$

Після проведення усереднення по початковим станам середовища та підсумовуючи по кінцевим станам маємо:

$$W_{\vec{k}} = 2\pi V_{\vec{k}}^2 \Phi_{\vec{k}}(\varepsilon_{\vec{p}_1} - \varepsilon_{\vec{p}_1 - \vec{k}}), \quad (4)$$

де

$$\Phi_{\vec{k}}(\omega) = \sum_{mn} \left| \left(\sum_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p} - \vec{k}} \right)_{mn} \right|^2 e^{\beta(\Omega + \mu N_n - E_n)} \delta(E_m - E_n - \omega). \quad (5)$$

У попередніх роботах Ларкіна та Ахієзера [2,3] використовувався зв'язок функції (5) з функцією Гріна, який можна записати:

$$\Phi_{\vec{k}}(\omega) = \frac{\text{Im } \tilde{K}(\vec{k}, \omega)}{\pi [1 - \exp(-\beta\omega)]}, \quad (6)$$

де $\tilde{K}(\vec{k}, \omega)$ - спектральний розклад функції Гріна. Також використовується зв'язок між температурною функцією Гріна (для якої можна застосувати діаграмну техніку Феймана) та часовою, який має вигляд:

$$K_n(\vec{k}) = \tilde{K}(\vec{k}, \xi_n). \quad (7)$$

Для вирішення проблеми розходження сили тертя для позитивно та негативно заряджених частинок необхідно враховувати друге борнівське наближення, тоді ймовірність буде мати вигляд:

$$w_{\vec{k}} \approx 2\pi \left| \langle m, \vec{p}_1 - \vec{k} | H_i | n, \vec{p}_1 \rangle - \sum_l \frac{\langle m, \vec{p}_1 - \vec{k} | H_i | l \rangle \langle l | H_i | n, \vec{p}_1 \rangle}{(E_l - E_n - \varepsilon_{\vec{p}_1})} \right|^2 \delta(E_m - E_n - \varepsilon_{\vec{p}_1} + \varepsilon_{\vec{p}_1 - \vec{k}}), \quad (8)$$

де l - проміжний стан. З формули (7) видно, що залежність від знаку заряду зовнішньої частинки буде враховувати перехресний доданок. У цьому випадку складно знайти зв'язок ймовірності з температурною функцією Гріна, тому її необхідно розрахувати прямим методом.

У даній роботі, використовуючи Фур'є перетворення та техніку Матцубари, знайдено прямим методом функцію (5) для якої можна застосувати діаграмну техніку:

$$\Phi(\vec{q}, \omega = i\xi_s) = \frac{1}{\pi(1 - e^{-i\beta\xi_s})} \text{Im } \Phi^T(\vec{q}, \xi_s), \quad \xi_s > 0, \quad (9)$$

де

$$\Phi^T(\vec{r}, \tau) = \text{Sp} \left\{ e^{\beta(\Omega + \mu N - H)} \psi^+(\vec{r}_1, \tau_1) \psi(\vec{r}_1, \tau_1) \psi^+(\vec{r}_2, \tau_2) \psi(\vec{r}_2, \tau_2) \right\} \quad (10)$$

де $\psi(\vec{r}, \tau) = e^{H\tau} \sum_{\vec{p}} a_{\vec{p}} e^{i\vec{p}\vec{r}} e^{-H\tau}$, ξ_s - матцубарівська частота.

Переходячи до представлення взаємодії функцію (10) можна записати у вигляді ряду по степеням взаємодії:

$$\Phi^T(\vec{r}, \tau) = \frac{Sp\{e^{\beta H_0} \bar{\psi}^D(\vec{r}_1, \tau_1) \psi^D(\vec{r}_1, \tau_1) \bar{\psi}^D(\vec{r}_2, \tau_2) \psi^D(\vec{r}_2, \tau_2) \sigma(\beta)\}}{Sp\{e^{\beta H_0} \sigma(\beta)\}}, \quad (11)$$

де $\sigma(\beta)$ - температурна матриця розсіювання і вона має вигляд:

$$\sigma(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \int_0^{\beta} d\tau_1 \dots \int_0^{\beta} d\tau_n T_{\tau} \{H_1(\tau_1) \dots H_1(\tau_n)\}. \quad (12)$$

Функція (11) в однопетльовому наближенні можна зобразити у вигляді діаграм Феймана (рис.3).

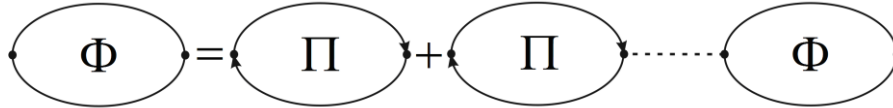


Рис. 3. Діаграми Феймана

Тоді можна записати рівняння Дайсона:

$$\Phi_n(\vec{k}) = \Pi_n(\vec{k}) + \Pi_n(\vec{k}) V_k \Phi_n(\vec{k}) \quad (13)$$

Повня ймовірність переходу буде мати вигляд:

$$W_k = \frac{2V_k^2}{1 - e^{-\beta\omega}} \text{Im} \frac{\Pi(\vec{k}, \omega)}{1 - V_k \Pi(\vec{k}, \omega)} \quad (14)$$

Література

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение. Основные возможности в физике элементарных частиц // УФН. – 1978. – Т.124. – №4. – С. 561-595.
2. Ларкин А.И. Прохождение частиц через плазму // ЖЭТФ. – 1959. – Т.37. – №1. – С. 264-272.
3. Ахиезер И.А. К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле // ЖЭТФ. – 1961. – Т.40. – №3. – С. 954-962.
4. N.S. Dikanskii, N.Kh. Kot, V.I. Kudelainen, V.A. Lebedev, V.V. Parkhomchuk, Influence of the sign of the charge of an ion on the friction force in electron cooling // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1988. – Vol. 37. – p. 65-73.

Анотація. Дяченко М.М. Втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі методом КТП у другому борнівському наближенні. Методами квантової теорії поля пояснюється розходження між силами тертя позитивно та негативно зарядженими частинками. Зроблений прямий розрахунок ймовірності розсіювання зовнішньої частинки на електронній плазмі у першому борнівському наближенні та показаний можливий метод розрахунку сили тертя у другому борнівському наближенні, яке дає змогу врахувати залежність втрат енергії від заряду зовнішньої частинки.

Аннотация. Дяченко М.М. Потери энергии заряженной частицы в электронной газе методом КТП во втором борновском приближении. Методами квантовой теории поля объясняется различие между силами трения положительно и отрицательно заряженными частицами. Сделан прямой расчет вероятности рассеяния внешней частицы на электронной плазме в первом борновском приближении и показан возможный метод расчета силы трения во втором борновском приближении, которое позволяет учесть зависимость потерь энергии от заряда внешней частицы.

А.Б. Крамченков¹, М.І. Захарець¹, Х.Д. Карстаньєн², В.Ю. Сторіжко¹

1 – Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми, Україна

akramchenkov@yandex.ru

2 – Інститут складних систем спільноти Макса Планка, м. Штутгарт, Німеччина

ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ RBS ДО АНАЛІЗУ ПОВЕРХНІ РОЗПЛАВЛЕНИХ МЕТАЛІВ

Вступ

Необхідність досліджень розплавів важких металів – ртуті, свинцю, свинець-вісмутової евтектики – пов'язана з перспективою їх використання в якості теплоносія для реакторів наступного покоління (див., наприклад, проекти БРЕСТ, СВБР, Ангстрем). До того ж поверхня розплавленого металу є цікавим об'єктом для вивчення поверхневих ефектів у краплі розплавленого металу – дифузії в сплавах, сегрегації компонентів сплавів та домішок на поверхню розплаву тощо.

При дослідженні матеріалів методами пружного розсіяння (RBS, ERDA) профілі розподілу хімічних елементів визначаються з енергетичних спектрів розсіяних іонів або ядер віддачі. На форму енергетичного спектру впливають декілька фізичних та апаратних факторів. Якщо припустити, що внески цих факторів незалежні один від одного, то гранична роздільна здатність матиме вигляд [1]:

$$\Delta E^2 = \Delta E_{\text{пучка}}^2 + \Delta E_{\text{дет}}^2 + \Delta E_{\text{геом}}^2 + \Delta E_{\text{шор}}^2 + \Delta E_{\text{стр}}^2 + \Delta E_{\text{баг.роз}}^2, \quad (1)$$

де ΔE - повна ширина лінії на половині висоти (FWHM); $\Delta E_{\text{пучка}}$ - розкид енергії іонів первинного пучка; $\Delta E_{\text{дет}}$ - енергетична роздільна здатність напівпровідникового детектора заряджених частинок; $\Delta E_{\text{геом}}$ - енергетичний розкид, пов'язаний з геометрією експерименту; $\Delta E_{\text{шор}}$ - вклад шорсткості поверхні зразка в граничну роздільну здатність; $\Delta E_{\text{стр}}$ - страглінг втрат енергії; $\Delta E_{\text{баг.роз}}$ - доданок, що пов'язаний з багатократним розсіянням.

Шорсткість поверхні розплавленого металу прямує до нуля, що представляє інтерес для визначення граничної роздільної здатності методу RBS, оскільки доданок $\Delta E_{\text{шор}}$ (енергетичний розкид, пов'язаний з шорсткістю поверхні зразка) в формулі (1) прямує до.

Дослідження процесу плавлення олова *in situ*

Для досліджень поверхонь розплавлених металів методом RBS нами був розроблений спеціальний тримач мішеней. Він представляє собою кварцову трубку особливої форми з вплавленим в неї контактом для термопар та електричним нагрівачем. Для перших досліджень був взятий зразок чистого олова, який був поміщений в виїмку тримача мішеней та розплавлений у високому вакуумі в камері розсіяння каналу ядер віддачі аналітичного прискорювального комплексу ІПФ НАН України [2-3]. Для вимірювання спектрів RBS був використаний стандартний напівпровідниковий детектор заряджених частинок. Після встановлення мідного екрану, що захищав детектор від світла, нами були проведені вимірювання спектрів RBS від олов'яної мішені за різних її температур, в тому числі і вище температури плавлення (див. рис. 1). Слід зазначити, що спектри показали різний вихід за різних температур. Цей несподіваний результат може пояснюватися двома імовірними причинами: емісією вторинних електронів з поверхні зразка або зміною форми меніску, що призводить до того, що не всі іони первинного пучка влучають в мішень.

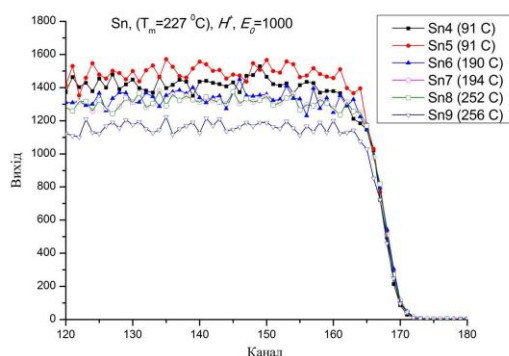


Рис. 1. Спектри RBS від зразка олова за різних його температур

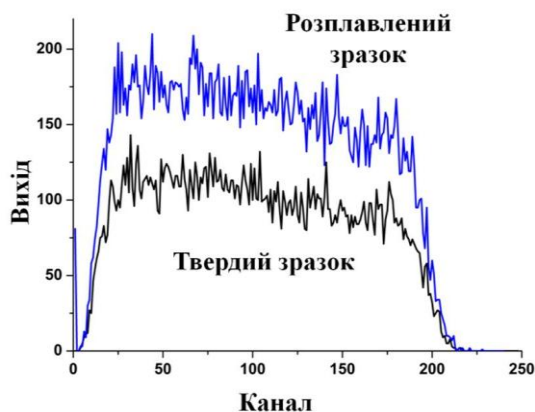


Рис. 2. Спектри HRBS від зразку вісмут-олово в твердому та розплавленому стані

Дослідження сегрегації компонентів сплаву вісмут-олово на поверхню розплаву

Для наступного етапу досліджень був підготовлений зразок сплаву вісмуту з оловом зі стехіометричною формулою Bi_3Sn_2 . Чисельне моделювання спектрів RBS від зразку Bi_3Sn_2 показало доцільність використання для його дослідження пучка іонів гелію з максимально можливою енергією, а також електростатичного спектрометра для вимірювання енергетичних спектрів заряджених частинок. Експеримент був проведений за енергії іонів гелію $E_0 = 900 \text{ keV}$ та куті розсіювання $\vartheta = 38^\circ$.

Зразок був досліджений за двох температур – кімнатної та 325°C . Температура зразка під час експерименту контролювалася стандартною термопарою залізо-константан. Спектри зворотного розсіювання іонів від зразку Bi_3Sn_2 зображені на рис. 2.

Таким чином, нами була вперше продемонстрована можливість застосування методу RBS для аналізу поверхні та приповерхневих шарів розплавлених металів. Продемонстрована роздільна здатність $1,8 \text{ keV}$ за енергії первинних іонів 900 keV означає, що сумарний вклад роздільної здатності детектора, нестабільності прискорюючої напруги, геометрії експерименту та шорсткості поверхні зразка в розширення спектру RBS не перевищує $1,8 \text{ keV}$.

Література

1. Williams J.S. On the determination of optimum depth resolution conditions for Rutherford backscattering analysis / Williams J.S., Moller W. // Nuclear Instruments and Methods B, 1978, 157, №2, P. 79-87.
2. А.Б.Крамченков, В.Е.Сторижко, А.А.Дрозденко, В.Л.Денисенко, Х.Д.Карстаньєн. Канал ядер отдачи для исследования содержания водорода в материалах// Наука та інновації. 2010 р. т. 6, № 5, стр. 32 – 37.
3. А.Б. Крамченков. Канал ядер отдачи аналитического ускорительного комплекса ИПФ НАН Украины / А.Б.Крамченков, А.А.Дрозденко, А.И.Чемерис, В.Е.Сторижко // XVIII международная конференция по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, Обнинск, Россия, 20-22 октября 2010 г., стр. 109-113.

Анотація. А.Б. Крамченков, М.І. Захарець, Х.Д. Карстаньєн, В.Ю. Сторіжко. Застосування методу RBS до аналізу поверхні розплавлених металів. Доведена можливість застосування відомого методу RBS до аналізу поверхні розплавлених металів *in situ*. Проведені перші експериментальні дослідження металевих розплавів на зразках чистого олова та сплаві вісмут-олово за різних температур мішені, в тому числі і вище температури плавлення.

Ключові слова: електростатичний прискорювач, пучок іонів, пружне розсіяння, RBS, розплавлений метал, електростатичний спектрометр, висока роздільна здатність.

Аннотация. А.Б. Крамченков, М.И. Захарец, Х.Д. Карстаньен, В.Е. Сторишко. Применение метода RBS для анализа поверхности расплавленных металлов. Доказана возможность применения известного метода RBS для анализа поверхности расплавленных металлов *in situ*. Проведены первые экспериментальные исследования расплавов металлов на образцах чистого олова сплаве висмут-олово при разных температурах мишени, в том числе и выше температуры плавления.

Ключевые слова: электростатический ускоритель, пучок ионов, упругое рассеяние, RBS, расплавленный металл, электростатический спектрометр, высокое разрешение.

С.В. Кулініч

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: д.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.*

ЕНЕРГОЗБЕРЕЖЕННЯ ТА МОНІТОРИНГ ЕНЕРГОСПОЖИВАННЯ

Енергозбереження - реалізація правових, організаційних, наукових, виробничих, технічних та економічних заходів, спрямованих на ефективне використання (і економічне витрачання) паливно-енергетичних ресурсів і на залучення в господарський оборот поновлюваних джерел енергії. Україна відноситься до енергодефіцитних держав, так як покриває свої потреби в паливно-енергетичних ресурсах тільки на 53 % (а саме: імпортує 74 % необхідного обсягу природного газу та 75 % нафти). [5].

В Україні, як і в багатьох країнах світу прийнята національна програма з енергозбереження, закони України - « Про енергозбереження» – Закону України „Про енергоефективність”. Найбільшу питому вагу в структурі потенціалу енергозбереження має промисловість - 58-59%, за нею йдуть ПЕК - 19-20%, комунально-побутове господарство - 11-12%, транспорт - 7-7,7%, сільське господарство - 3-3,5%. [1].

На сучасному етапі однією з основних проблем економіки України є висока енергоємність ВВП (0,89 кг у. п. — умовного палива) на 1 дол. США виробленої продукції). Це у три-п'ять разів перевищує показники розвинених країн. Загальний потенціал енергозбереження в Україні становить близько 45 % від обсягу спожитих паливно-енергетичних ресурсів. Енергетична незалежність багато в чому визначає рівень національної безпеки. Щодня енергетичні витрати в Україні сягають 100 мільйонів гривень. Тільки води ми втрачаємо на 4 мільйони гривень. Для того, щоб 12 годин щодня протягом року горіла одна лампа потужністю 100 Вт, необхідно спалити 180 кг вугілля, внаслідок чого в атмосферу буде викинуто 425 кг CO₂. З огляду на важливість проблеми заощадження енергії в глобальному масштабі, практично у всіх країнах проводяться різні заходи, покликані зменшити кількість споживаної енергії як у промислової, так і в соціальної сферах. У багатьох країнах світу прийняті національні програми по енергозбереженню. Така програма розроблена й у нашій країні. [3].

Основні енергетичні проблеми Сумського державного педагогічного університету імені А. С. Макаренка (СумДПУ) - застаріла система опалення більшості корпусів, що отримує теплоносій з централізованої системи тепlopостачання, високе енергоспоживання при опаленні більшості корпусів та гуртожитків університету, недостатнє утеплення приміщень, обмежена заміна віконних блоків на склопакети, відсутність достатньої кількості коштів для проведення комплексних робіт для

зменшення енергоспоживання студмістечка. Втрати енергії через холодні стіни становлять 40-70 % від загальної потреби в теплі. У майбутньому я сподіваюсь ,що дані проблеми будуть вирішені найближчим часом!

Література

1. Бабієв Г.М., Дероган Д.В., Щокін А.Р. Перспективи впровадження нетрадиційних та відновлюваних джерел енергії в Україні. // Електричний журнал. - Запоріжжя: ВАТ "Гамма", 1998. - №1. - С.63-64.
2. Васько П.Ф. Сучасний стан, потенційні можливості та передумови подальшого розвитку малої гідроенергетики в Україні. – Відновлювана енергетика // Науково-прикладний журнал. - №1, 2006, с.60-65.
3. Дероган Д.В., Щокін А.Р. Перспективи використання енергії та палива в Україні з нетрадиційних та відновлюваних джерел.//Бюл. "Новітні технології в сфері нетрадиційних і відновлюваних джерел енергії", Київ: АТ "Укренергозбереження",1999.- №2, - С.30-38.
4. Енергетична стратегія України на період до 2030 року (Розпорядження Кабінету Міністрів України від 15 березня 2006 р. №145-р).
5. Шидловський А.К. Енергоефективність та відновлювачі джерела енергії.-К.: Українські енциклопедичні знання 2007.-560 с.

С. О. Люльченко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: академік НАН України, проф., д.ф.-м.н. Сторіжко В.Ю.*

МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ОДИНОЧНИХ ІОНІВ З БІОЛОГІЧНИМИ СЕРЕДОВИЩАМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ПАКЕТУ GEANT4

Сучасний розвиток досліджень в області взаємодії випромінювання з речовиною характеризується широкою багатоплановістю й залученням практично всіх розділів фізики. Зростаюча інтенсивність діяльності в цій області обумовлюється, насамперед, високою практичною потребою отриманих даних для створення нових інформаційних, промислових і медичних технологій.

Метою роботи є моделювання процесу взаємодії іонів з біологічним середовищем, яке являє собою еквівалент біологічної клітини. Створення відповідної моделі для пакету Geant4. Дослідження розподілу по глибині поглиненої дози від вторинних частинок різних типів, що утворилися при проходженні іонів з енергіями до 2 MeV через біологічні тканини.

Область фізики, що вивчає взаємодію з речовиною активно розвивається. Існують всесвітньо відомі наукові центри з дослідження таких взаємодій. Одним з таких наукових центрів є GSI - Центр з вивчення важких іонів імені Гельмгольца (нім. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) [4], з даними якого порівнювалися результати отримані в рамках представленої роботи.

Для дослідження поставлено комп'ютерний експеримент - чисельне моделювання методом Монте-Карло за допомогою пакета GEANT4 [5], у якому було здійснено моделювання проходження іона через біологічну речовину, яка перебувала за нормальних умов, густина речовини дорівнює $1,29 \text{ (г/см}^3\text{)}$.

Для розрахунку іонізаційних втрат заряджених частинок було використано формулу:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{m v^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\}, \quad (1)$$

де m – маса електрона, e – заряд електрона, z – заряд частки в одиницях елементарного заряду електрона, v – швидкість частинки, n – число електронів в одиниці об'єму, I – середній іонізаційний потенціал атомів поглинаючої речовини, $\beta = v/c$. Співвідношення (1) називається формулою Бета-Блоха (приведено у системі СГС). При високих швидкостях величина dE/dx зменшується пропорційно $1/v^2$. Тоді при певних швидкостях часток величина dE/dx повинна пройти максимум. Існування цього піка (піка Брега) дозволяє, наприклад, з максимальною ефективністю проводити променеву терапію пухлин.[3]

При взаємодії протона з речовиною основна частина енергії витрачається на іонізацію, але існує безліч інших процесів, які у порівнянні з втратами енергії на іонізацію досить малі. При кожному іонізаційному зіткненні зарядженої частинки з атомом вибивається один або кілька електронів. Найбільш швидкі з цих електронів можуть створювати вторинну іонізацію. Вторинні електрони, енергія яких велика в порівнянні з енергією іонізації, називають δ -елекtrонами. Проходячи через шар речовини, заряджена частинка зазнає численних пружних взаємодій з атомом як цілим, які являють собою розсіювання в полі ядра атома. Електромагнітне пружне взаємодія з ядрами атомів служить основною причиною розсіювання протонів. Електромагнітне випромінювання виникає при гальмуванні частинки. Черенковське випромінювання виникає в середовищі, коли заряд рухається зі швидкістю, більшою за швидкість світла в цьому середовищі. Також може виникати перехідне випромінювання яке, на відміну від черенковського, не має порогу і буде виникати при будь-яких швидкостях частинки, хоча його інтенсивність зростає із зростанням енергії частинки. Заряджена частинка, що проходить поблизу ядра або електрона, відчуває прискорення, а отже, випромінює енергію. Втрачена часткою на випромінювання енергія обернено пропорційна квадрату маси частинки. Радіаційні втрати при високих енергіях зростають пропорційно енергії. В результаті однократного гальмування в полі ядра електрон випромінює гамма-квант високої енергії, який може утворити електрон-позитронну пару. У речовині народження пари відбувається в полі ядра або в полі електрона. Якщо утворення пари відбувається в полі ядра, то віддача ядра вкрай незначна.[2]

Основним результатом в цій роботі є моделювання для об'єкта розміри і фізико-хімічні властивості якого еквівалентні біологічній клітині. Результати цього моделювання продемонстровані на графіку (рис.1). Була досліджена залежність поглиненої дози від глибини проникнення протона в біологічну тканину.

На цьому етапі моделювання було проведено на об'єкті розміри якого відповідають розмірам біологічної клітини людини. Початкові енергії протонів 0,5; 1; 1,5; 2 MeV. Графік демонструє зміну положення піка Брега в залежності від енергії налітаючої частинки. Також видно відмінності між дозами. В рамках цієї роботи докладно не розглядалося формування дози. На графіку мова йде про повну поглинуту дозу з урахуванням вторинних процесів. Роль вторинних процесів у формуванні поглиненої дози детально не досліджувалась, але врахована при отриманні графіків (рис.1).

Пунктирною лінією позначено межу біологічної клітини, для якої побудована окрема крива, отримана при початковій енергії протона 4,8 MeV.

В даній роботі досліджена залежність дози від довжини пробігу частинки в біологічному середовищі. Для цього була розроблена модель і проведено моделювання за допомогою пакета Geant4. Дані отримані в роботі будуть використані для подальших досліджень у цій області. Наступним етапом робіт має бути вивчення ролі вторинних

процесів в формованій дозі при взаємодії одиночного протона з біологічним середовищем, модель якої повинна враховувати різні типи клітин організму.

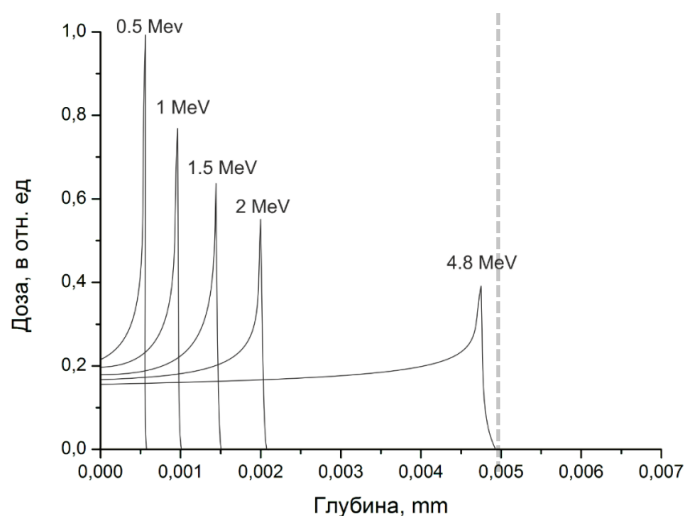


Рис. 1. Моделювання для одиночної біологічної клітини

Література

1. B.Gottschalk, R.Platais, H.Paganetti. Nuclear interaction of 160 Me protons stopping in copper: a test of Monte Carlo nuclear models. Med.Phys. 26, 1999.
2. M.Goitein, G.T.Y.Chen. Beam scanning for heavy charged particle radiotherapy. Med.Phys.10, 831,1983.
3. W.T.Chu, B.A.Ludewigt, T.R.Renner. Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams. Rev.Sci.Instrum. 64 2055, 1993.
4. <http://gsi.de/>
5. <http://geant4.cern.ch/>

Анотація. Люльченко С.О. Комп'ютерне моделювання взаємодії одиночних іонів з біологічними середовищами за допомогою Geant4. Створена модель для дослідження взаємодії протонів з біологічним середовищем. За допомогою пакету Geant4 було проведено моделювання взаємодії протонів з біологічним середовищем, яке являє собою еквівалент біологічної клітини організму людини. Отримано залежність поглинутої дози від глибини проникнення протона для 0,5; 1; 1,5; 2 MeV. Аналогічні залежності отримано для межі біологічної клітини.

Ключові слова: Geant4, моделювання, модель, біологічне середовище, одиночний іон, поглинута доза.

Аннотация. Люльченко С.А. Компьютерное моделирование взаимодействия одиночных ионов с биологическими средами с помощью Geant4. Создана модель для изучения взаимодействия протонов с биологической средой. С помощью пакета Geant4 было проведено моделирование взаимодействия протонов с биологической среды эквивалентной одной биологической клетке человека. Получены зависимости поглощенной дозы от глубины проникновения протона для 0,5; 1; 1,5; 2 MeV. Исследована аналогичная зависимость на границе клетке.

Ключевые слова: Geant4, моделирование, модель, биологическая среда, одиночный ион, поглощенная доза.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК В-РОЗПАДУ

В рамках даної роботи проведений експеримент по визначенню граничної енергії бета-спектра радіоактивного ізотопу ^{90}Sr методом поглинання. В якості поглиначи використовувалися пластинки алюмінію різної товщини. Метод поглинання базується на аналізі кривої поглинання частинок у речовині. Був побудований графік залежності $n_{\text{сер}}$ від $f(d)$ та визначена величина R , яка рівна $R=0,54E_{\text{max}} - 0,13$ для енергій від 0,8 до 3 MeV та $R=0,41E_{\text{max}} - 1,4$ відповідно для енергій від 0,15 до 0,8 MeV. Визначення величини R ускладнюється тим, що крива залежності $n_{\text{сер}}$ від $f(d)$ поблизу граничного значення товщини фільтра асимптотично наближується до вісі d , тобто відсутня чітка межа. Тому також був побудований графік у напівлогарифмічному масштабі: $\ln n_{\text{сер}} = f(d)$. За допомогою цього графіку також була отримана величина d_{max} . Енергію E_{max} можна отримати, якщо відома товщина шару поглиначи, при якій інтенсивність потоку бета-частинок зменшується в 2^n разів ($n=1;2;3\dots n$). Гранична енергія була визначена за допомогою номограми. Для визначення E_{max} цим методом необхідно було знайти за допомогою кривої поглинання величини товщин шарів, при яких інтенсивність спадає в 2,4,8,... n разів [4;5].

Також у роботі розглянутий такий екзотичний вид радіоактивного розпаду, як подвійний бета-розпад.

На сьогоднішній день достовірно встановлена наявність лише двонейтринного подвійного бета-розпаду, що допускається класичною теорією і тому не представляє особливого інтересу. До теперішнього часу $2\beta 2\nu$ розпад виявлений в 10 ядрах: ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{238}U [2].

Наразі в світі діє або будуються близько десятка великих підземних детекторів, призначених для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду: NEMO-3, Genius, Cuore, Majorana і т. д.

Одними з найбільш продуктивних вважаються експерименти з ізотопом ^{76}Ge . В 1994 році була зроблена спроба виявлення безнейтринного подвійного бета-розпаду ізотопу ^{130}Te [3].

Виявлення хоч би одного прикладу безнейтринної моди означатиме необхідність перегляду положень стандартної моделі. Доведено, що для здійснення безнейтринного 2β -розпаду необхідно, щоб нейтрино було майоранавською частинкою (тобто було власною античастинкою), і нейтрино мало масу.

Не дивлячись на величезний інтерес до цього питання і прикладені зусилля, даних із виявлення безнейтринного бета-розпаду немає [1].

Література

1. Коваленко В.Э. Исследование процессов двойного бета-распада ^{100}Mo в эксперименте NEMO3. Дубна, 2006.
2. Double beta decay experiments: past and present achievements by A.S. Barabash ITP, Moscow, 2006.
3. Бекман И.Н. Ядерная физика. Явление радиоактивности, лекции 7-9.
4. Загальна фізика. Лабораторний практикум. К.: Вища школа, 1992р, с.-467-471, 477-480.
5. Фізичний практикум під редакцією В.П.Дущенко, ч.2.-К.:Вища школа, 1984.-с.238-241.

Могильний І.В. Експериментальне дослідження характеристик β -розпаду. Робота присвячена дослідженню основних характеристик бета-розпаду, а також аналізу стану дослідження бета-розпаду та подвійного бета-розпаду на основі сучасних уявлень про будову ядра.

Ключові слова: бета-спектр, гранична енергія бета-спектра, стандартна модель, метод поглинання, нейтрино.

Могильный И.В. Экспериментальное исследование характеристик β -распада. Работа посвящена исследованию основных характеристик бета-распада, а также анализу состояния исследования бета-распада и двойного бета-распада на основе современных представлений о строении ядра.

Ключевые слова: бета-спектр, предельная энергия бета-спектра, стандартная модель, метод поглощения, нейтрино.

І.Р. Мокренко

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доц. Салтикова А.І.

ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ ВІМС ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІЗОТОПНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ

Можливості отримання відомостей про склад зовнішнього атомного шару твердого тіла значно розширилися у зв'язку з розробкою і удосконаленням методу вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) та інших методів. Більшість таких методів близькі до того, щоб аналізувати саму поверхню, оскільки основна інформація про склад матеріалу поступає з його приповерхневої області товщиною порядку 10Å. Більшість методів мають достатню чутливість для виявлення малих часток моноатомного шару елементів. Метод ВІМС можна широко використовувати для дослідження твердих тіл, коли інші методи не дають можливості отримати інформацію з малої кількості речовини.[1]

Мас-спектрометрія – один з найбільш вагомих та інформативних методів дослідження структури плівкових матеріалів і хімічного аналізу складних речовин та їх суміші. Це прямий метод, що дозволяє безпосередньо визначати молекулярну масу, елементний склад молекул та їх фрагментів, їх взаємозв'язок між собою і взаємне розташування. Окрім цього в мас – спектрометричному експерименті вивчають процеси передачі енергії при взаємодії молекул з електронами та іонами.

Мас-спектрометрична інформація може служити базою для вияснення зв'язку між структурою молекули та її можливістю у хімічних реакціях.[2]

До цього моменту ВІМС із його високою абсолютною й відносною чутливістю представляється ідеальним інструментальним методом аналізу. Застосування ВІМС можна розбити на п'ять широких областей (які частково перекриваються): дослідження поверхні, глибинні профілі концентрації, розподіл по поверхні, мікроаналіз і аналіз об'єму твердого тіла.

Методом ВІМС проводиться аналіз двоякого роду: визначення загального складу в обсязі твердого тіла та визначення складу в окремих його точках (тобто мікрообластей діаметром менше 25 мкм). [3]

Ізотопна мас-спектрометрія вивчає природу й техногенні варіації ізотопного складу хімічних елементів (варіації, викликані ядерними або фізико-хімічними процесами). Такі дослідження необхідні для вирішення проблем космохімії й планетології, ізотопної геохронології й геохімії, мінералогії, гідрогеології, геології

нафти і газу, біохімії, фармакології, клінічної медицини, сільського господарства, ядерної фізики.

Інше завдання ізотопної мас-спектрометрії - визначення концентрації хімічних елементів ізотопного. Перевага мас-спектрометрії цього методу - висока чутливість (до 10^{-12} г. твердих речовин і до 10^{-16} г. газів), низька похибка (0,1-0,5%), допустимість деяких втрат частини зразка; недолік - необхідність завчасно незалежної орієнтаційної оцінки визначеної концентрації, для дозування оптимальної кількості ізотопного стандарту. Метод широко використовують в ізотопній геохронології, іноді - в геохімії, ядерній фізиці, агрохімії, аналітичній хімії.

Ізотопна мас-спектрометрія з повторно-іонною емісією застосовується також для локального аналізу твердих тіл. В цьому випадку для іонізації створюють пучок первинних іонів (Ar^+ , O_2^+ , O^-), який направляють на вибрану ділянку досліджуваної поверхні діаметром 1-500 мкм. Проводиться ізотопний аналіз локальних ділянок, і встановлюється розподіл заданого ізотопу та відповідного елементу в структурі зерна мінералу або породи. [4]

Поки що немає такого методу, який повністю задовольняв би всім запитам дослідників, що мають справу з поверхнею. Метод ВІМС не є виключенням в цьому відношенні, але він займає особливе положення в області аналізу складу об'єму і поверхні твердого тіла, оскільки у ряді інших властивостей з ним не можуть порівнятися ніякі інші методи. Висока чутливість до більшості елементів, можливість реєстрації атомів з малими Z та ізотопним аналізом, висока роздільна здатність по глибині при вимірюванні профілів концентрації й можливість вивчення розподілу елементів по поверхні роблять ВІМС методом тривимірного аналізу ізотопного складу твердого тіла

Література

1. С.М. Волошко, С.И. Сидоренко, И.Н. Макеева Металлофизика и новейшие технологии.- 1994.- Т 16, №10. С. 61.
2. Черепин В.Т., Васильев М.А. Методы и приборы для анализа поверхности материалов: Справочник. - Киев: Наукова Думка, 1982. - 400 с65.
3. Броудай И., МерейДж.Физические основы микротехнологии: Пер. с англ. - М.: Мир, 1985. - 496с
4. Векслер В.И. Вторичная ионная эмиссия металлов. - М.: Наука, 1978. - 240 с.

О.П. Новак, Р.І. Холодов

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
novak-o-p@ukr.net*

СОЛІТОНОПОДІБНІ РОЗВ'ЯЗКИ В ЗАДАЧІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ

В експериментах за участю пучків заряджених частинок надзвичайно важливою є можливість зменшувати їх розміри та ширину розподілу імпульсів частинок. Внаслідок теореми Ліувіля, емітанс пучка неможливо зменшити за допомогою іонної оптики. Це обмежує число іонів, що можуть бути прискорені в циклічних прискорювачах, а отже й інтенсивність та світимість, доступні для експериментів. Ці труднощі можна подолати за допомогою електронного охолодження, запропонованого Г. І. Будкером в 1960 р. Електронне охолодження - це зниження ефективної температури пучка за рахунок зіткнень з електронами, що рухаються разом з пучком та мають меншу ефективну температуру. Ефективність методу може бути підвищена за

рахунок використання магнітного поля, яке пригнічує рух електронів поперек поля і ефективно знижує поперечну температуру електронного газу.

Метод електронного охолодження широко застосовується на сучасних прискорювачах частинок. Незважаючи на це, недостатньо вивченим залишається питання охолодження негативних іонів, зокрема антипротонів. Як експериментальні дослідження, так і чисельне моделювання свідчать про істотне збільшення сили тертя, що діє на негативний іон при русі в замагніченій електронній плазмі. Ефект найбільший, коли іон рухається вздовж силових ліній магнітного поля. Згідно теоретичних передбачень, однак, сила тертя не залежить від знаку іона.

Можливим поясненням такої різниці може бути вплив магнітного поля, яке пригнічує поперечний рух електронів. Метою даної роботи є дослідження руху позитивних та негативних іонів у замагніченому електронному газі. Будемо вважати напруженість магнітного поля такою, що радіус орбіти електрона R_e значно менший за характерні розміри задачі (прицільний параметр), а радіус орбіти іона R_i – значно більший:

$$R_e \ll \rho \ll R_i. \quad (0.1)$$

Таким чином, можна виключити з розгляду коловий рух електрона і розглядати лише його поступальний рух вздовж силових ліній поля. Також можна знехтувати впливом магнітного поля на іон. Рівняння Гамільтона для такої системи мають вигляд

$$\begin{cases} m\ddot{x}_e = p_{ex}, \\ M\ddot{x}_i = p_{ix}, \\ M\ddot{y}_i = p_{iy}, \end{cases} \quad \begin{cases} \dot{p}_{ex} = eq \frac{x_e - x_i}{r^3}, \\ \dot{p}_{ix} = -eq \frac{x_e - x_i}{r^3}, \\ \dot{p}_{iy} = eq \frac{\rho - y_i}{r^3}, \end{cases} \quad r^2 = (x_e - x_i)^2 + (\rho - y_i)^2, \quad (0.2)$$

де ρ – прицільний параметр, m та M – маси електрона та іона відповідно.

Розглянемо процес зіткнення в системі спокою електрона. Початкові умови можна записати як

$$\begin{aligned} x_i(-\infty) &= -\infty, & x_e(-\infty) &= 0, \\ p_{ix}(-\infty) &= P_0, & p_{ex}(-\infty) &= 0, \\ p_{iy}(-\infty) &= 0, & |y_e - y_i| &= \rho. \end{aligned} \quad (0.3)$$

Рівняння (0.2) були розв'язані чисельно. На рис. 1а зображено графік переданої енергії в залежності від прицільного параметру. Відношення мас електрона та іона для наочності зменшено до $M/m=10$. Як бачимо, у випадку позитивного іону за умови (0.1) передача енергії практично відсутня. У випадку негативного іону в області $\rho < r_0$ передана енергія слабо залежить від прицільного параметру. Значення E_T відповідає $(2p_0)^2/2M$, де p_0 – імпульс електрона в системі спокою іона. В області $\rho > r_0$ передача енергії також мала. Такий вигляд залежності пояснюється тим, що при $\rho < r_0$ електрон в системі спокою іона відбивається від негативного іону та передає йому імпульс $2p_0$. В інших випадках рух електрона симетричний і передачі енергії та імпульсу не відбувається (якщо знехтувати ефектами віддачі йона).

Даний результат очевидний, але щоб виявити деякі особливості процесу, необхідно детальніше вивчити передачу енергії в системі спокою іона. Це можна зробити, скориставшись перетвореннями Галілея для імпульсу та енергії системи частинок.

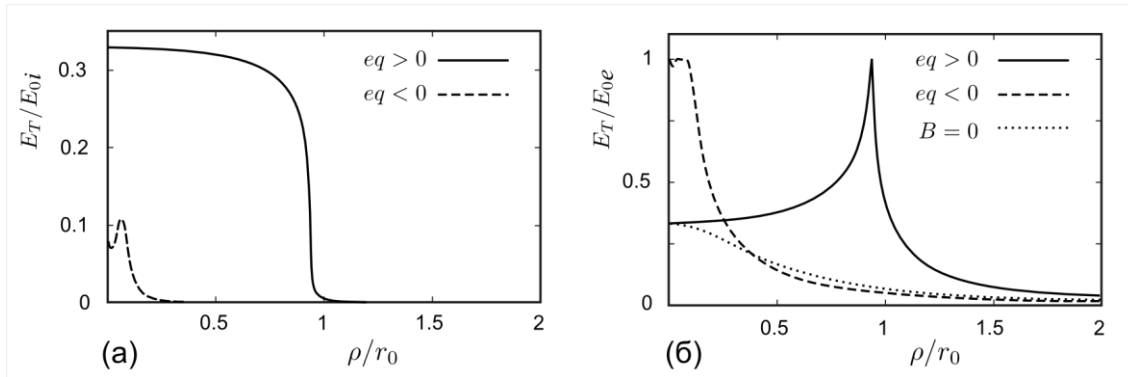


Рис. 1. Залежність переданої енергії від прицільного параметру: а) система спокою електрона; б) система спокою іона. Пунктирна крива – залежність для випадку вільних зарядів (магнітне поле відсутнє). $r_0 = eq(1 + m/M)/E_{0e}$ – відстань мінімального зближення однойменних зарядів

На рис. 1б зображено відповідні залежності. Як бачимо, у випадку позитивного іону передана енергія близька до залежності для вільних частинок:

$$E_{T(B=0)}/E_{0e} = \frac{4\mu}{(1+\mu)^2} \frac{1}{1+4\rho^2}, \quad \mu = \frac{m}{M}. \quad (0.4)$$

За малих прицільних параметрів величина E_T зростає, але вклад малих прицільних параметрів у електронне охолодження малий.

Залежність для випадку негативного іону має вузький пік поблизу $\rho = r_0$. Положення піку розділяє області відбиття та проходження електронем потенціального бар'єру, тобто відповідає сепаратрисі на фазовому портреті системи. Покажемо, що за таких умов реалізується солітоноподібний рух електронів. Для спрощення знехтуємо віддачу іона, тобто вважатимемо його зафіксованим. Тоді рівняння руху електрона буде мати вигляд

$$m\ddot{x} = eq \frac{x}{(x^2 + \rho^2)^{3/2}}. \quad (0.5)$$

Розглянемо ділянку траєкторії, де $x \ll \rho$. Розвинувши в ряд праву частину рівняння (0.5), одержимо:

$$m\ddot{x} = \frac{eq}{\rho^3} \left(x - \frac{3}{2\rho^2} x^3 \right). \quad (0.6)$$

Це рівняння руху описує так званий *осцилятор Дуффінга*, або осцилятор з кубічною нелінійністю. Відомо, що на сепаратрисі його розв'язки мають солітоноподібний характер, і можуть бути записані у вигляді

$$x(\tau) = \pm \frac{\sqrt{3}\rho}{\text{ch}(\tau)}, \quad \tau = t \sqrt{\frac{eq}{m\rho^3}}. \quad (0.7)$$

Література

1. N. S. Dikanskii et al // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 65 (1988).
2. H.Nersisyan, C.Toepffer, G.Zwacknagel. Interactions Between Charged Particles in a Magnetic Field, 2007.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая механика. М.: Наука, 1988.
4. А.П. Кузнецов, С.П. Кузнецов, Н.М. Рыскин. Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2002.

Анотація. О. П. Новак, Р. І. Холодов. Солітоноподібні розв'язки в задачі електронного охолодження. Досліджено рух позитивних та негативних іонів в

сильнозамагніченій електронній плазмі. Показано наявність солітоноподібних розв'язків руху електронів.

Ключові слова: електронне охолодження, замагнічена плазма, солітон.

Аннотация. А. П. Новак, Р. И. Холодов. Солитонобразные решения в задаче электронного охлаждения. Исследовано движение положительных и отрицательных ионов в сильнозамагниченом электронном газе. Показано наличие солитонобразных решений для движения электронов.

Ключевые слова: электронное охлаждение, замагниченая плазма, солитон.

А.Г. Овчаренко

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доц. Салтикова А.І.

МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ТОНКИХ ПЛІВОК

Один із сучасних способів модифікацій виробів машинобудування та приладобудування - зменшення геометричних розмірів їх елементів. Багато з них містять у собі тонкоплівкові покриття, характеристики яких можна змінювати, варіюючи їх товщину. За функціональним призначенням такі покриття пов'язані практично з усіма розділами фізики: механікою, електрикою, магнетизмом, оптикою, а в якості матеріалів для них використовується більшість елементів Періодичної системи.[3]

У галузях промисловості, які виробляють електронні, в тому числі мікроелектронні пристрої, використовують різноманітні технологічні процеси, в яких вихідні матеріали і напівфабрикати перетворюються в складні вироби, що виконують різні радіо-, опто-або акустоелектричні функції. При виготовленні всіх видів напівпровідникових приладів в тому чи іншому обсязі використовується технологічний процес нанесення тонких плівок в вакуумі - тонкоплівкова технологія.

У дослідників, що зацікавилися в дослідженні тонких плівок, є широкий вибір методів їх виготовлення. У загальному випадку, ці методи можуть бути розбиті на два класи. Один клас об'єднує методи, засновані на фізичному випаровуванні або розпиленні матеріалу з джерела, наприклад термічного випаровування або іонне розпилення. У іншому класі зібрані методи, засновані на використанні хімічних реакцій. Сутність реакцій в цьому класі методів може бути різною: електричне розділення іонів, як наприклад при електрохімічному осадженні і анодування, або використання теплових об'єктів, як наприклад при осадженні із парової фази і термічному вирощуванні.

Немає оптимального вибору методу отримання тонких плівок. Вибір методу залежить від типу необхідної плівки, від обмежень у виборі підкладок і часто, особливо у випадку багаторазового осадження, від загальної сумісності різних процесів, що протікають при застосуванні цього методу.

Література

1. Беглин Дж., Поут Дж.//Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции. – М.: Мир,1982. – с.309-360.
2. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт.- Книга 3.-Сумы: Selmi, 1993.- 67с.
3. Технология тонких пленок : Справочник: В 2т/ Под ред. Л.Майселла, Р.Гленга.- Москва: Сов. Радио, 1977.-Т.2.-768с.

4. Уивер К. Диффузия в металлических пленках./ Физика тонких пленок. / Под ред. М.А. Франкоба, Р.У. Гофмана. - М.: Мир, 1973. - Т. 6.
5. Черепин В.Т. Ионный микрозондовый анализ. К.: Наукова думка, 1992.-334 с.

Я.В. Профатилова

*Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы
profatilova.ya@gmail.com*

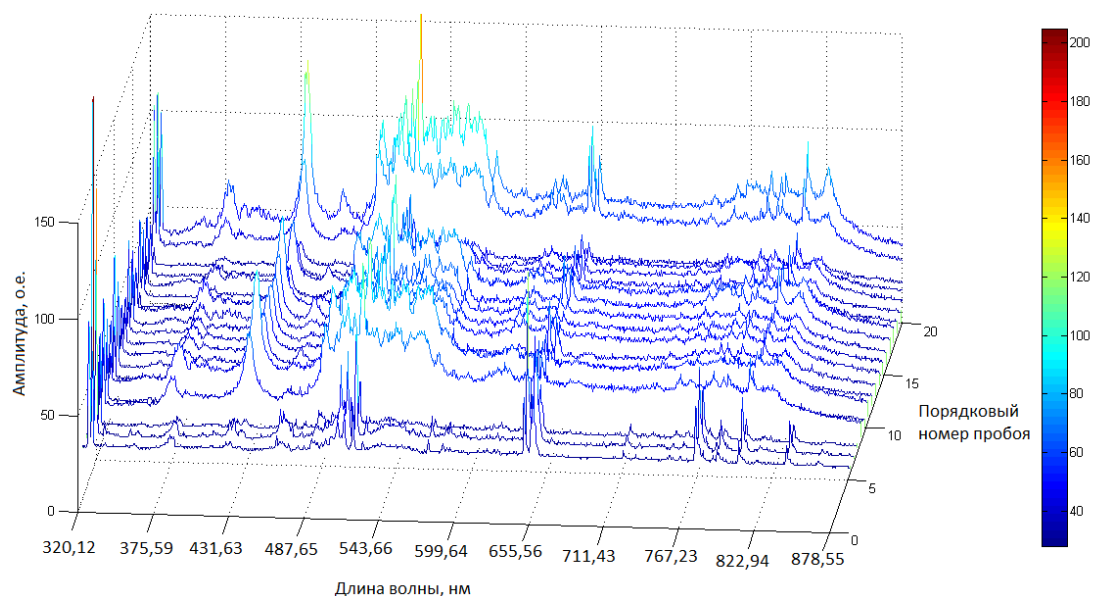
Научный руководитель: к.ф.-м.н. Мордик С.Н.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЛИЧИЯ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР CLIC МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Совместные исследования ИПФ НАН Украины с группой CLIC (CompactLinearCollider) в CERN направленные на определение влияния газовых примесей на процесс пробоя в ускорительных высоко градиентных структурах CLIC [1].

Послерасшифровки и анализа оптических спектров в ИПФ НАНУ, полученных в условиях пробоя между медными электродами в CERN [2], было установлено присутствие эмиссионных линий атома (656,3 нм) и молекулы водорода (462,8 нм). Обнаружение водорода в образцах OFE-меди (которую планируют использовать для ускорительных структур CLIC) можно объяснить условиями изготовления ускорительных структур [3], где одним из этапов является диффузионная сварка в водородной атмосфере.

При дальнейших исследованиях электрических пробоев на установке для изучения разрядов в CERN (DC-spark system) с помощью оптической спектроскопии было проведено сравнение эмиссионных спектров при последующих пробоях (рис. 1). Первый пробой был произведен на неповрежденной поверхности катода.



**Рис. 1. Сравнение форм эмиссионных спектров при последующих пробоях
между медными электродами**

При расшифровке спектров, было обнаружена линия излучения атома кислорода (777,4 нм), которая при дальнейших пробоях становится менее интенсивной и в конце концов становится незаметной.

Такое явление можно объяснить разрушением оксидной пленки на поверхности медного катода после нескольких пробоев. Обычно такая пленка возникает в результате адсорбции на поверхности образца элементов, которые входят в состав атмосферы.

Литература

1. S.Mordyk, O.Alexenko, O.Buhuy, A.Kramchenkov, O.Kurilo, V.Myroshnichenko, V.Storizhko, W.Wuensch, J.Kovermann, Breakdown investigation IAP NASU(SUMY) toward CLIC (CERN), International Workshop on Future Linear Colliders, 2011, Granada.
2. J.W.Kovermann, Comparative studies of high-gradient RF and DC breakdowns, 2012.
3. M.Dehtler, S.Atieh, D.Gudkov, S.Lebet, G.Riddone, J.Shi, A.Citterio, R.Zennaro, G.D.'Auria, C.Serpico, FABRICATION OF THE CERN/PSI/ST X-BAND ACCELERATING STRUCTURES, CLIC – Note – 907, 2012.

Анотация. Профатилова Я.В. Исследование наличия газовых примесей в конструкционных материалах для ускорительных структур CLIC методом оптической спектроскопии. В работе представлены результаты исследований эмиссионных спектров при пробоях между медными электродами. Произведена расшифровка спектров, в результате чего обнаружены линии водорода и кислорода. После сравнения и анализа спектров при последующих пробоях, первый из которых производился на неповрежденной поверхности катода, сделан вывод о наличии линий кислорода только при первых пробоях.

Ключевые слова: газовые примеси, электрический пробой, оптическая спектроскопия

Анотація. Профатілова Я.В. Дослідження наявності газових домішок у конструкційних матеріалах для прискорюючих структур CLIC методом оптичної спектроскопії. У роботі представлені результати досліджень емісійних спектрів при пробоях між мідними електродами. Здійснена аналіз спектрів, в результаті чого виявлені лінії водню та кисню. Після порівняння та аналізу спектрів при послідовних пробоях, перший з яких здійснювався на непошкодженій поверхні катоду, зроблений висновок про наявності лінії кисню лише при перших пробоях.

Ключові слова: газові домішки, електричний пробій, оптична спектроскопія.

В.В. Сіренко

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доц. Салтикова А.І.

ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ ДОЗИМЕТРА-РАДІОМЕТРА МКС-01Р

В даній роботі проведено дослідження можливостей дозиметра-радіометра МКС-01р та його повірка. Також проведено перевірку паспортних даних різних радіоактивних джерел, та зроблено лабораторну роботу.

Радіометр-дозиметр МКС-01Р призначений для вимірювання ступеня забрудненості поверхні альфа- і бета-активними речовинами (густини потоку і флюенса альфа-і бета-частинок), еквівалентної дози і потужності еквівалентної дози рентгенівського, гамма-випромінювання. Крім цього радіометр-дозиметр дозволяє виміряти густину потоку та флюенс теплових, швидких і проміжних нейтронів, еквівалентну дозу і потужність еквівалентної дози нейтронного випромінювання.

Радіометр-дозиметр МКС-01Р складається з пульта реєстрації та чотирьох змінних блоків детектування. Імпульси потрапляють на пульт реєстрації радіометра-дозиметра, де проводиться вимірювання їх числа в одиницю часу (тобто вимірюється

потужність еквівалентної дози випромінювання або густина потоку частинок), або числа імпульсів за час спостереження (тобто вимірюється еквівалентна доза випромінювання або флюенс частинок). У залежності від застосовуваного блоку детектування (БД) дозиметр вимірює відповідне іонізуюче випромінювання.

Блок детектування БДКБ-01Р використовується як для виміру забрудненості поверхні бета-активними речовинами, так і для вимірювання еквівалентної дози і потужності еквівалентної дози гамма-випромінювання. Для вимірювання густини потоку і флюенс проміжних і швидких нейтронів використовується БД БДКН-ОЗР, вставлений в сповільнювач нейтронів діаметром 155 мм, який має найменування «Захист». Така складова БД має позначення БДКН-01Р. Для вимірювання потужності еквівалентної дози і еквівалентної дози нейтронного випромінювання використовується БД БДКН-01Р, вставлений в сповільнювач нейтронів з поліетилену, діаметром 250 мм, який має найменування «Сповільнювач нейтронів». Така складова БД має позначення БДКН-ОЗР-01.

Управління радіометром-дозиметром здійснюється за допомогою трьох перемикачів: «Вид измерения», «Вид измерения», «Диапазон измерения», встановлених на лицевій панелі пульта реєстрації. Індикація показників здійснюється за допомогою п'ятирозрядного цифрового табло, а також за допомогою інтенсиметра. Вимірювання за допомогою логарифмічного інтенсиметра не проводиться, якщо частота імпульсів, що надходять з дискримінатора менше 10 Гц. У цьому випадку радіометр-дозиметр дозволяє виявити дуже малі рівні випромінювання за допомогою пристрою звукової та світлової сигналізації (світлодіод з маркуванням «Інтенс. доза опер.») на лицевій панелі пульта. Режим роботи радіометра-дозиметра визначається положенням перемикачів: «Измеряемая величина», «Вид измерения», «Диапазон измерения»

Робота всіх блоків детектування базується на сцинтиляційному методі реєстрації. В електронній частині блоків детектування БДКА-01р, БДКБ-01р, БДКН-01р використано єдине схемотехнічне рішення, яке представляє собою зарядочутливий підсилювач, що підсилює імпульси струму ФЕП. Всі блоки детектування побудовані на основі фотопомножувача типу ФЕП-85А, мають єдину конструкцію, що відрізняється тільки вузлом детектора. Використовуючи різні блоки детектування, проводяться відповідні вимірювання. Використання дозиметра-радіометра МКС-01Р має велике значення, особливо на промислових підприємствах, атомних електростанціях або науково-дослідних установах, де потрібно проводити радіометричний і дозиметричний контроль.

Література

1. А.К. Вальтер, И.И. Залюбовский «Ядерная физика»
2. Голубев Б.П., Козлов В.Ф., Смирнов С.Н. Дозиметрия и радиационная безопасность, Москва, 1984.
3. Афанасьев А.В., Гуманный В.В., Мясоедов Г.П. Методические указания для студентов-заочников. Основы ядерной физики, радиохимии и дозиметрии, Севастополь, 2003.
4. «Средства и способы радиационной и химической защиты» Учебное пособие.
5. М.Т. Максимов, Г.О. Оджагов. Радиоактивные загрязнения и их измерение. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 304 с.
6. А.Ф. Леонов, и др. Современные методы и технические средства борьбы с радиационным терроризмом // Экологические системы и приборы. – 2000. – №5. – с. 7–10.
7. А. И. Наумов «Физика атомного ядра и элементарных частиц» М. «Просвещение» 1984.

Анотація. Сіренко В.В. Дослідження роботи дозиметра радіометра МКС-01Р. Робота присвячена дослідженню роботи дозиметра-радіометра МКС-01р і його основних можливостей.

Ключові слова: дозиметра-радіометра МКС-01р, блоки детектування.

Аннотация. Сиренко В.В. Исследование работы дозиметра радиометра МКС-01Р. Работа посвящена исследованию работы дозиметра-радиометра МКС-01р и его основных возможностей.

Ключевые слова: дозиметра-радиометра МКС-01р, блоки детектирования.

П.П. Теницький

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н. Кравченко В.О.*

ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТОНКИХ ПЛІВОК НА ОСНОВІ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Дослідження властивостей тонких магнітних плівок представляє значний науковий і практичний інтерес, зокрема, через їх широке використання в різних пристроях мікроелектроніки. Магнітна тонка плівка, полі- або монокристалічний шар феромагнітного металу, сплаву або магнітного оксиду (фериту і ін.) завтовшки від 0,01 до 10 мкм. Важливою властивістю тонких плівок, що використовуються в обчислювальній техніці, є швидкість їх перемагнічування. Тонкі плівки здатні в імпульсних полях перемагнічуватися за 10⁻⁹ сек (швидше за інші магнітні матеріали), швидкість перемагнічування тут вже частково обмежена інерційними властивостями елементарних носіїв магнітного моменту (спінів). Вивчення магнітних властивостей плівки здійснюється за допомогою вібраційного магнітометра. Магнітометр дозволяє експериментально визначити магнітний момент. Дає можливість отримати експериментальні результати в графічному форматі. Вимірювання петель гистерезису і їх параметрів: намагніченість насичення, залишкова намагніченість, коерцетивна сила, магнітна сприйнятливість.

Література

1. Вонсовский С.В. Магнетизм/ Вонсовский С.В – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
2. Суху Р., Магнітні тонкі плівки, переклад з англійського, М., 1967
3. Тонкие ферромагнитные пленки, пер. с нем., М., 1964
4. Ильюшенко Л. Ф., Электролитически осажденные магнитные пленки, Минск, 1972
5. Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок, М., 1970

Теницький П.П. Визначення магнітних властивостей тонких плівок на основі феромагнітних матеріалів.

Ключові слова: тонка плівка, магнітометр, гистерезис, ферромагнетик.

Теницкий П.П. Определение магнитных свойств тонких пленок на основе ферромагнитных материалов.

Ключевые слова: тонкая пленка, магнитометр, гистерезис, ферромагнетик.

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ ПІДКЛАДКИ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ДИФУЗІЙНІ ПРОЦЕСИ В ТРИШАРОВИХ ПЛІВКАХ СО/СU/FE/П

Відкриття явища гігантського магнітоопору (ГМО), який спостерігається в низькорозмірних магнітонеоднорідних плівкових матеріалах, постійно стимулює дослідження в них різних процесів, в тому числі і таких як дифузія і структурно фазові перетворення. Не дивлячись на значний об'єм таких досліджень, ряд питань залишаються недостатньо вивченими. В першу чергу мова йде про дослідження дифузійних процесів по границям зерен чи через границю поділу шарів (інтерфейс) [1].

Серед багатьох досліджуваних багатошарових структур плівкові системи на основі фрагментів Fe/Cu і Co/Cu залишаються в полі постійного інтересу завдяки їх широкому застосуванню в сучасній мікроелектроніці та сенсорній техніці [2, 3]. Вказані плівкові системи характеризуються обмеженою взаємною розчинністю атомів [4].

Велика кількість робіт присвячена вивченню структурно-фазового стану інтерфейсів в багатошарових структурах, а також його вплив на величину магнітоопору. Авторами [5] було показано, що область інтерфейсу між шарами Fe та Cu являє собою сплав. В системі Co/Cu при термообробці за температури 700 К можливе утворення твердого розчину (т.р.) Co-Cu [6].

Відомо, що на кристалічну структуру, дифузійні процеси та фазовий стан багатошарових плівкових систем в значній мірі впливають методи та умови їх отримання. Одним із мало вивчених питань, що стосується умов конденсації плівкових об'єктів, є вплив температури підкладки на їх структурно-фазовий стан.

Тому метою даної роботи є дослідження впливу температури підкладки при конденсації шарів на кристалічну структуру тришарової плівки Co/Cu/Fe/П.

Тришарові полікристалічні плівки Co/Cu/Fe/П з $d_{Co,Fe} = 20 - 30$ нм та $d_{Cu} = 5 - 15$ нм були отримані у вакуумній установці ВУП – 5 (тиск газів залишкової атмосфери 10^{-4} Па) методом почергової конденсації шарів металів за температури підкладки $T_p = 300$ К та $T_p = 400$ К (T_p – температура підкладки). Конденсація плівок здійснювалась на скляні поліровані підкладки з попередньо нанесеними мідними контактами площадками. Товщина шарів в процесі осадження оцінювалась за часом та швидкістю ($\omega = 0,5 - 1$ нм/с) конденсації і в подальшому вимірювалось за допомогою інтерферометра МП-4.

Вимірювання магнітоопору (МО) та термообробка зразків проводилась в спеціальній установці в умовах надвисокого безмасляного вакууму (10^{-7} Па). Дослідження кристалічної структури проводились за допомогою просвічуючого електронного мікроскопу EM-125. Дослідження дифузійних процесів у плівкових системах проводилося методом ВІМС за допомогою мас-спектрометра MS-7201 M.

Результати дослідження плівкових зразків з товщиною шарів $d_{Co,Fe} = 30$ нм, $d_{Cu} = 5$ нм отриманих за температури підкладки 300 К показали, що в даних системах спостерігається полікристалічна, дрібнозерниста структура з середнім розміром зерна 5–10 нм. Наявність ефекту ГМО в даних зразках свідчить про існування індивідуальності окремих шарів. Хоча й при $T_p = 300$ К існує конденсаційно-стимульована дифузія.

Для зразків отриманих за $T_p = 400$ К розмір зерна збільшується до 15 нм, за рахунок того, що з підвищенням температури підкладки швидкість міграції атомів

збільшується і зменшується кількість зародків, які стійко закріплені на поверхні. Розростаючись, вони і утворюють відносно великі за розмірами зерна. Також за $T_p = 400\text{K}$ збільшується швидкість конденсаційно-стимульованої дифузії, що призводить до більшого перемішування шарів. За рахунок збільшення розміру зерна при малій товщині прошарку (в даному випадку $d_{\text{Cu}} = 5\text{nm}$) останній стає структурно-несуцільним, що призводить до прямої обмінної взаємодії між феромагнітними шарами. Це підтверджується і дослідженнями МО, оскільки в даній системі за кімнатної температури спостерігається анізотропний магнітоопір.

Підвищення температури підкладки призводить до збільшення розміру зерна, та швидкості конденсаційно-стимульованої дифузії. При підборі умов конденсації, температури підкладки, товщини окремих шарів, можна отримати плівкові зразки з покращеною мікроструктурою і наявністю ГМО, що створює перспективи практичного використання таких зразків.

Література

1. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции (ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера) (М.: Мир: 1982).
2. P. Grunberg, Acta mater. 48, 239 (2000).
3. L. Romashev, A. Rinkevich, A. Yuvchenko et al., Sensor Actuat. A-Phus. 91, 30 (2001).
4. Диаграммы состояния двойных металлических систем (справочник). Т.2, (под ред. Академика РАН Н.П. Лякишева) (М.: Машиностроение: 1997).
5. O.F. Bakkaloglu, J.Magn. Magn. Mater.182, 324 (1998).
6. В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, С.Н. Пирогова, Вісник СумДУ. Серія Фізика, математика, механіка. 8, 67 (2004).

Анотація. Терещенко А.М. Вплив температури підкладки на структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в тришарових плівках Co/Cu/Fe/P. Робота присвячена дослідженню тонких плівок; встановленню загальних закономірностей впливу відпалювання та температури підкладки на структурно-фазовий стан і дифузійні процеси в тришарових плівках Co/Cu/Fe/P.

Ключові слова: тришарова плівка, температура підкладки, відпалювання, дифузійні процеси.

Аннотация. Терещенко А.Н. Влияние температуры подложки на структурно-фазовое состояние и диффузионные процессы в трехслойных пленках Co/Cu/Fe/P. Работа посвящена исследованию тонких пленок; установке общих закономерностей влияния отжига и температуры подложки на структурно-фазовое состояние и диффузионные процессы в трехслойных пленках Co/Cu/Fe/P.

Ключевые слова: трехслойная пленка, температура подложки, отжиг, диффузионные процессы.

О. М. Феночка

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.*

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ

Композиційними матеріалами (КМ), або композити, називають матеріали, отримані поєднанням двох або більше компонентів, які нерозчинні або малорозчинні один в одному і мають властивості, що сильно відрізняються.

Головне з переваг ПКМ в порівнянні з традиційними матеріалами – це унікальне поєднання властивостей. Як правило, композиційні матеріали не є «чемпіонами» по окремо взятому властивості. Але за поєднанням певних властивостей їм немає рівних.

За структурними ознаками ПКМ можуть бути розділені на дві основні групи: 1) волокнисті і шаруваті; 2) дисперснозміцнені. Волокнисті композиції складаються з матриці, яка містить зміцнюючі одномірні елементи у формі волокон (дроту), ниткоподібних кристалів. Шаруватими композиціями називаються системи, що складаються з набору чергуючи двомірних армуючих компонентів у вигляді листових, пластинчатих матеріалів, жорстко пов'язаних між собою по всій поверхні. До іншої групи по структурним ознакам належать дисперснозміцнені матеріали, що містять рівномірно розподілені в об'ємі матриці ультра дисперсні нуль-мірні частинки, що не взаємодіють активно з матрицею і не розчиняються в ній [1].

Властивості композиційних матеріалів можуть змінюватися в залежності від властивостей зміцнювача і матриці, кількості зміцнювача, напрямлення його укладки й інших факторів [1].

Найважливіші характеристики полімерів – хімічний склад, молекулярна маса і молекулярно-масовий розподіл, ступінь розгалуженості і гнучкості макромолекул, стерео регулярність та інші. Властивості полімерів істотно залежить від цих характеристик [2].

Знання магнітних властивостей КМ і полімерів має практичну цінність для метрології, радіоелектроніки, обробки технології очищення полімерів від каталізаторів. Оскільки величина і характер змін, що відбуваються в речовині при термічній обробці, залежить від їх магнітних властивостей, то знання про магнітну сприйнятливості полімерів необхідні для вивчення дії магнітних полів на структуру і властивості композиційних матеріалів [4].

За електричними властивостями полімери можна поділити на діелектрики, напівпровідники і електропровідні матеріали. До діелектриків відносяться більшість як полярних, так і неполярних полімерів. Полярні діелектрики містять електричні диполі, які здібні до переорієнтації в зовнішньому електричному полі. До напівпровідників відносяться полімери з системою зв'язаних зв'язків і полімерні комплекси з переносом заряду. Електропровідні матеріали є діелектриками з введеними в них тонко дисперсними електропровідними наповнювачами (наприклад, технічним вуглеводом, графітом, порошкоподібними металами) [3].

Кількісною характеристикою електропровідності є питома диференціальна електропровідність χ або обернена їй величина – питомий диференціальний електричний опір. Розрізняють питому об'ємну і питому поверхневу електропровідність. Питома об'ємна електропровідність вимірюється в См/м, а питома поверхнева електропровідність – в См (1 См = 1 Ом⁻¹) [3].

Електропровідність може бути обумовлена різними носіями зарядів: іонами, вільними і слабо зв'язаними електронами, а також окремими макромолекулами в розчині (моліонами). Відповідно до цього практично вимірювана питома електропровідність полімеру визначається вкладом трьох складових: іонною, електронною і міліонною провідностями [3].

Література

1. Портной К.И. Важнейшие свойства и области применения композиционных материалов. – М.:ОНТИ, 1972. – 351 с.
2. Карабасова Ю.С., Новіє матеріали. – М.:МИСИО, 2002 – с. 186-194

3. Практикум по химии и физике полимеров: Учеб. изд./ Н.И.Аввакумова, Л.А.Бударина, С.М.Дивгун и др.; Под ред. В.Ф.Куренкова. – М.:Химия, 1990 – С. 170-176.
4. Вонсонский С.В., Магнетизм. – М.:Наука, 1971 – 1032с.

І.С. Шабалдас

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.*

ТЕПЛОВЕ РОЗШИРЕННЯ ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ

В роботі представлені загальні відомості про полімерні композиційні матеріали та результати дослідження їх властивості, зокрема теплового коефіцієнта лінійного розширення, розглянулися методи виготовлення зразків з епоксидної смоли і бентоніту та епоксидної смоли і кварцового піску. Досліджується теплове розширення системи епоксидна смола і бентоніт.

Об'єкт дослідження – явище термічного розширення ПКМ.

Предмет дослідження – коефіцієнти термічного розширення та прозорості для системи епоксидна смола з різними наповнювачами (бентоніт, кварцовий пісок).

Методи дослідження. У роботі для визначення теплового розширення використовувався метод механічної дилатометрії при динамічному режимі нагрівання зразків.

Для проведення дослідів були використані наступні матеріали:

Епоксидна смола - олігомери, що містять епоксидні групи і здатні під дією затверджувачів (поліамінів та ін) утворювати зшиті полімери.[1]

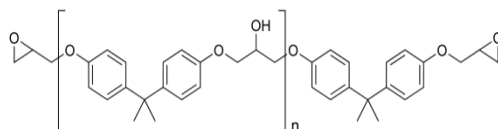
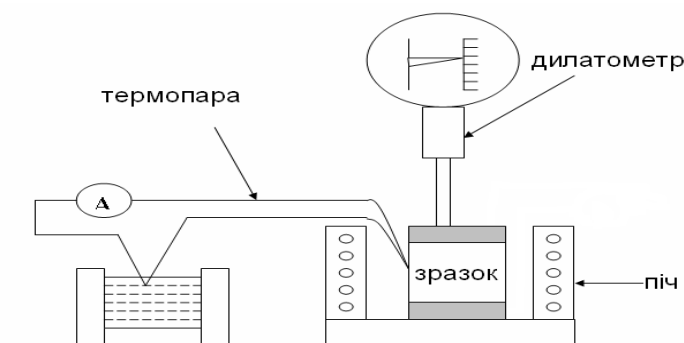


Рис. 1. Хімічна структура епоксидної смоли

Бентоніт - природний глинистий мінерал, що має властивість розбухати при гідратації (в 14-16 разів); це мінеральні утворення, що відносяться до класу алюмосилікатів, тобто групи силікатів, комплексні аніони яких складають кремній і алюміній. [1]

Кварцовий пісок – пісок, що складається більше ніж на 90% з уламків кварцу. Як правило, форма зерен добре обкатана. Матеріал добре відсортований, однорідний.[4]

Була сконструйована експериментальна установка для вимірювання ТКЛР. Її схематичне зображення:



Теплове розширення являє собою зміну розмірів і форми тіла, обумовлене зміною температури. Проте розміри тіла можуть змінюватися і при зміні зовнішнього тиску. Зв'язок обсягу речовини з його температурою і зовнішнім тиском дається рівнянням стану. Для ідеальних газів рівняння стану добре відомо - це рівняння Менделєєва - Клапейрона. Для реальних газів це рівняння Ван – дер - Ваальса.[5]

Коефіцієнт лінійного розширення характеризує зміну лінійних розмірів полімерів. Він визначається як відношення зміни лінійних розмірів матеріалу до зміни температури. Отже, це відносна зміна довжини на градус зміни температури. Знехтувавши тиском, можна записати:

$$\alpha_L = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$$

де L - лінійний розмір (наприклад, довжина) і dL/dT - зміна лінійного розміру на одиницю зміни температури.

Відносна зміна лінійного розміру, котра може розглядатись як відносна деформація, може бути записана:

$$\epsilon = \frac{\Delta L}{L} = \alpha_L \Delta T$$

Це рівняння добре працює до тих пір, поки можна вважати коефіцієнт лінійного розширення сталим в діапазоні температур ΔT . Якщо коефіцієнт лінійного розширення змінюється, то рівняння слід інтегрувати.[6]

Висновки: в роботі були дослідженні зразки епоксидна смола + бентоніт та епоксидна + кварцовий пісок, проведено ряд експериментальних досліджень термічного.

В результаті досліджень встановили наступне.

1. Властивості композиційного матеріалу залежать від концентрації наповнювача;

2. Коефіцієнт лінійного розширення зразків змінюється з температурою не монотонно, має піки, які зумовлені процесами в зразку. При затвердженні епоксидної смоли не весь затверджувач вступає в хімічну реакцію, тому ланцюги макромолекул не жорстко зв'язані між собою, а молекули затверджувача, які не прореагували додатково виконують роль пластифікатора.

Література

1. Грим Р.Э. Минералогия и практическое применение глин. – М.: МИР, 1967, - 264 с.
2. Шевченко В. Г. Основы физики полимерных композиционных материалов. – М.: Физматлит, 2010. – 98 с.
3. Бартенев Г.М., Френкель С.Я. Физика полимеров. – Л.: Химия, 1990.- 432 с.
4. Козлов Н.А., Митрофанов А.Д. Физика полимеров.- Владимирский государственный университет, 2001,-112с.
5. Канцельсон М.Ю., Балаев Г.А. Пластические массы: Свойства и применение: Справочник. – 3-е изд., перераб. – Л.: Химия, 1978. – 438 с.

Наукове видання

**СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ
ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ**

МАТЕРІАЛИ

II Міжрегіональної науково-практичної конференції
молодих учених
(Суми, 16-17 квітня 2013 року)

Відповідальний за випуск: Завражна О.М.

Здано в набір 9.04.2013. Підписано до друку 11.04.2013.
Формат 60x84/4. Гарн. Times New Roman. Друк ризогр.
Ум.друк.арк.2,4. Тираж – 100.