

Секція 2. ФІЗИКА

студент Карабун Р.В., доц. Солоненко В.І.

Вінницький державний педагогічний університет ім. Михайла Коцюбинського

СУЧАСНІ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОТРИМАННЯ СОНЯЧНОГО КРЕМНІЮ

Приведено результати експерименту проведеного з використанням найновішого методу рафінування кремнію шляхом застосування електронно променевого переплаву

Найбільш перспективним видом перетворення сонячної енергії в електричну являються фотоелектричні станції з елементами на основі кремнію, коефіцієнт корисної дії яких становить 15%. Проте рентабельними вони стануть лише при умові створенні технологій і матеріалів, які дозволять знизити вартість енергії в 2-3 рази. Саме тому активно ведуться розробки нових установок та методів отримання сонячного кремнію.

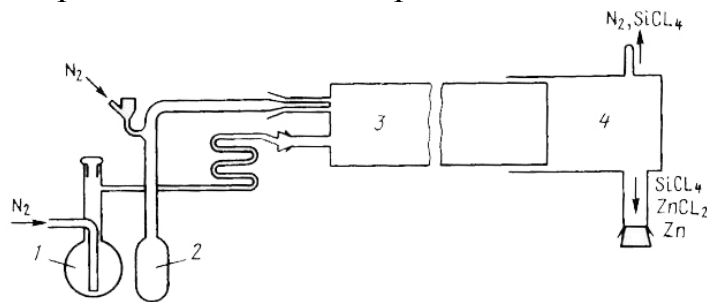


Рис. 1. Установа для отримання кремнію методом відновлення чотирьохлористого кремнію цинком: 1 і 2 - випарники цинку і тетрахлорсилану відповідно, 3 - кварцова труба; 4 – конденсатор.

Сьогодні працюючі установки мають ряд недоліків.

Установа для отримання кремнію методом відновлення чотирьохлористого кремнію цинком (рис. 1) [1] складається з кварцової труби, що є реактором, сполученим, з одного боку, з випарниками цинку і тетрахлорсилану, а з іншого - з конденсатором не прореагованих продуктів. Частини установки з'єднані між собою ущільненнями з чистого азбесту, на шліфах або паянням. При діаметрі 60-100мм і довжині 1-1,5м трубки за цикл вдається отримати до декількох кілограмів кремнію. Недоліками цієї установки є: шлак, який утворюється при вирощуванні монокристалів кремнію; труднощі здійснення процесу електрохімічного отримання кремнію в промисловому масштабі.

Схема реактора з кварцовим ковпаком наведена на рис. 2 [2]. У простір між зовнішнім металевим автоклавом і кварцовим реактором (ковпаком) подається інертний газ, який притискає кварцовий ковпак до піддону і забезпечує герметичність реакційного простору. Підставу реактора (піддон) покрито

шаром срібла; електроди також виготовляють зі срібла. Для зменшення впливу реакційних газів підставу реактора додатково покривають шаром кварцових пластин. У реакторах з кварцу вдається отримувати кремнієві, стрижні до 2м довжини і діаметром до 0,18м, при цьому швидкість осадження кремнію становить 0,3-0,4кг/год (при використанні в якості вихідної сировини трихлорсилану); витрата електроенергії 430-540МДж/кг. До недоліків цієї установки можна віднести: нерівномірне охолодження ковпака під час осадження кремнію; висока вартість та низька механічна міцність кварцових ковпаків, а також ускладнення контролю над процесом через осідання тонкого шару кремнію на стінках ковпака.

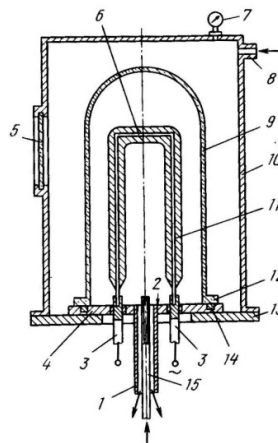


Рис. 2. Реактор фірми "Сіменс": 1 - труба для виводу абгазів; 2 - срібне покриття, 3 - електроди; 4 - металева підстава, 5 - ілюмінатор; 6 - кремнієвий стрижень; 7 - манометр, 8 - патрубок подачі ущільнюючого газу; 9 - кварцовий ковпак; 10 - автоклав; 11 - кремнієві стрижні-підкладки; 12 - фланець кварцового ковпака, 13 - металевий піддон; 14 - кільцеве гумове ущільнення; 15 - сопло для подачі парогазової суміші.

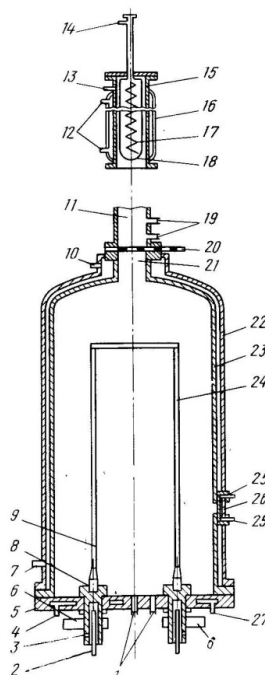


Рис. 3. Металевий водоохолоджуваний реактор фірми «Ваккер» (ФРН): 1 - патрубки для подачі і відведення паро-газової суміші; 2 - патрубок для підведення охолоджуючої води; 3 - штуцер для відводу води; 4,27 - відвідний і

підвідний штуцери для охолоджуючої води, 5 - металева підстава, покрите сріблом; 6 - контакти для підведення електричної потужності; 7, 10 - введення і виведення води для охолодження реактора; 11 - охолоджуючий горщик; 12 - штуцери для охолоджуючої води, 13 - штуцер для виведення газу; 14 - штуцер для подачі аргону; 15 - сталеві циліндричні сорочки; 16 - охолоджує сорочка; 17 - електрична спіраль; 18 - кварцовий циліндр; 19 - подача і відведення води, що охолоджує; 20 - шибер; 21 - горловина; 22 - зовнішня сталеві сорочка, 23 - внутрішня сорочка реактора; 24 - кремнієвий міст; 25 - підведення та відведення води для охолодження; 26 - кварцовий ілюмінатор.

На рисунку 3 представлена принципова схема реактора фірми "Вакер" (ФРН) із системою безпеки, яка захищає кварцовий ковпак від руйнування при зміні тиску [3]. Склад мікросумішей в кремнії, одержуваному в металевому водо охолоджуваному реакторі, не вище, ніж у кремнії, одержуваному в реакторі з кварцу, але витрати електроенергії більші (до 720-980МДж/кг). Подібна конструкція реактора дає можливість отримувати стрижні діаметром до 0,2м і довжиною до 2м. Швидкість осадження кремнію при цьому досягає 5,4 кг/год. Серед основних недоліків установки є: значні витрати електричної енергії; тепловий вплив між стрижнями.

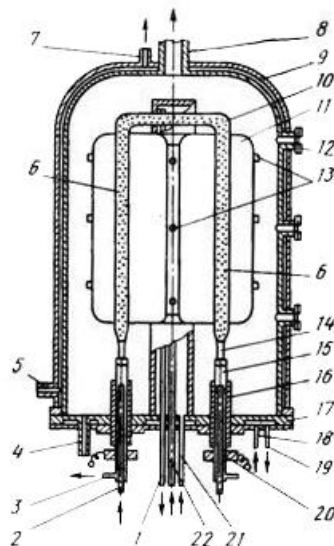


Рис. 4. Схема реактора фірми "Коматсу" (Японія) для отримання кремнію термічним розкладанням силану.

Більш складну будову має реактор для отримання кремнію термічним розкладанням силану (рис. 4), який складається з змінною металевої камери 9 і основи (піддона) 17. Металева камера 9, порожня усередині, забезпечена входним 5 і вихідним 7 патрубками для охолоджуючої рідини. Вгорі камера забезпечена патрубком 8 для виводу газу, що утворюється в результаті термічного розкладання. Для спостереження за процесом осадження Si камера оснащена також ілюмінаторами 12, які дозволяють контролювати верхню, середню і нижню частини кремнієвих стрижнів 6. Основа 17 також охолоджується потоком холодоагента, який подається і виводиться через відповідні патрубки 18 і 19. Для нагрівання кремнієвих стрижнів 6 і їх

кріплення використовують чотири мідних електрода (струмовводи) 15, які за допомогою термоізоляторів 16 кріпляться в основі 17 на рівних відстанях один від одного. Кожен з струмовводів 15 з допомогою фідера 20 з'єднується з джерелом електроживлення. Для захисту від впливу тепла струмовводи охолоджуються під час процесу, подачу і відвід холодоагенту проводять через відповідні патрубки 2 і 3. Кріплення стрижнів кремнію в струмовводах здійснюється за допомогою перехідників 14 з танталу або молібдену. Верхні частини суміжних кремнієвих стрижнів з'єднуються один з одним стрижнем з високочистого кремнію 10. У центральній частині основи встановлюється теплоізолятор 11, що має радіально проходячий поперечний переріз. Кожна радіально проходяча частина ізолятора розташовується між суміжними кремнієвими стрижнями на однаковій відстані від них. Теплоізолятор, порожній усередині, охолоджується холодоагентом, що вводиться вхідний трубкою 21, потім холодоагент виводиться через трубку 1. У порожнину теплоізолятора введена також трубка 22 для подачі силану, яка проходить через основу. В середині порожнини теплоізолятора трубка розгалужується на трубки у верхній, середній і нижній стадії. За допомогою регулятора газового потоку можна регулювати подачу силану в отвори 13, розташовані на кінцях ізолюючих пластин теплоізолятора. Патрубок 4 служить для впускання розігрітого технологічного газу, призначеного для стартового розігріву кремнієвих стрижнів. Описана конструкція реактора для отримання стрижнів кремнію термічним розкладанням силану дозволяє отримати стрижні довжиною до 1,2м і діаметром до 0,1м. Швидкість осадження кремнію при цьому 0,3-0,4кг/год, витрата електроенергії 360-450МДж на 1кг отриманого кремнію. Найсуттєвішими недоліками цієї системи є: відносно невисока потужність утворення кремнію та висока енергоємність процесу; труднощі здійснення процесу електрохімічного отримання кремнію в промисловому масштабі.

Одним із основних недоліків всіх установок, як і самого хлорселанового методу, є токсичність і висока екологічна небезпечність. Це примушує вчених та інженерів працювати над розробкою нових методів і установок для отримання кремнію сонячної чистоти. Одним із таких методів, над яким активно працюють вчені багатьох країн світу – це метод рафінування металургійного кремнію за допомогою електронно-променевого переплаву.

Як показують наші експерименти, він дає можливість на порядок підняти ступінь чистоти, а відтак і провідності, кремнію.

Таблиця 1. Склад домішок у експериментальному зразку ($1 \cdot 10^{-4}$ мас. %)

Fe	Al	Ca	Ti	P	Mn	Ni
<0,01	0,043	0,017	<0,01	0,001	0,014	0,0014

Взятий нами для експерименту кремній мав домішки, які наведені в таблиці 1 і питомий опір $\rho=0,01 \cdot 10^3$ Ом·м. Було проведено наступну процедуру. Металургійний кремній завантажувався у кварцовий циліндр без дна, який

стояв своєю основою на дні водоохолоджуваної проміжної ємності з міді. Дно водоохолоджуваної ємності і кварцовий циліндр розділяли кварцові пластини товщиною 300 мкм. Електронний пучок плавив кремній безпосередньо в кварцовому циліндрі (тиглі). Поверхня зразків очищалася плавиковою кислотою, промивали іонізованою водою, сушилася в потоці гарячого повітря. Після переплаву та рафінування вимірювалося питомий електричний опір зразка на приладі ІУС-3 чотирьох зондовим методом. Як правило чотирьох зондовий метод застосовується при вимірах питомого опору в радіальному напрямку від центру одержуваних злитків. Отриманий після переплаву зразок зображений на рисунку 5.



Рисунок 5.

Останній зразок металургійного кремнію після електронно-променевого переплаву та рафінування, на якому проводились виміри питомого електричного опору

на цьому зразкові проводилися вимірювання ρ

ρ_1	ρ_2	ρ_3
0,26 Ом*см	0,15 Ом*см	0,05 Ом*см

із протилежної сторони зразка

ρ_{11}	ρ_{21}	ρ_{31}
0,262 Ом*см	0,19 Ом*см	0,051 Ом*см

Як показує цей та інші експерименти, даний метод дає можливість отримати кремній, який можна застосовувати для виготовлення сонячних елементів і є екологічно чистий. Разом з тим його застосування породжує ряд проблем, які потребують подальших досліджень для їх розв'язку.

Література:

1. Технологія напівпровідникового кремнію / Фалькевич Е. С., Пульнер Е. О., Червоний І.Ф. та ін. – М.: Металлургия, 2002.
2. Иванов В.М. Современные тенденции развития промышленности поликристаллического полупроводникового кремния / В.М. Иванов, Ю.В. Трубицин // Нові технології. – 2009. – № 1(23).
3. Трубицин Ю.В. Состояние и перспективы производства полупроводниковых материалов в Украине / Ю.В. Трубицин, Д.И. Левинзон // Нові технології. – 2008. – № 1(19).

доц. *Мозговий О.В., студент Кметь М.С.*

Вінницький державний педагогічний університет ім. Михайла Коцюбинського

РОЗСІЮВАННЯ МЕХАНІЧНОЇ ЕНЕРГІЇ КОМПОЗИТАМИ ІЗ СПОЛУКАМИ ІНТЕРКАЛЮВАННЯ ГРАФІТУ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Методом внутрішнього тертя визначено вплив підвищених температур на характер розсіяння механічної енергії композиційними матеріалами, які армовані сполуками інтеркалювання графіту

За останні десятиріччя у вивченні нанокластерів і наноструктур досягнуто значних успіхів. З'явилася величезна кількість публікацій, присвячених як фундаментальній науці про кластери і наноструктури, так і можливостям їх застосування в нанотехнологіях і в композиційних матеріалах. Особливий інтерес представляють дисперсні матеріали, частинки яких покриті кластерами металів. Вони використовуються як високоефективні каталізатори багатьох хімічних реакцій, в тому числі для синтезу фуллеренів і вуглецевих нанотрубок.

Серед усіх різновидів дисперсних матеріалів чільне місце займають вуглецеві, зокрема терморозширений графіт. Це зумовлено його високою хімічною, електрохімічною і термічною стійкістю, можливістю використання як в дисперсній, так і в компактній формі, доступністю і невисокою ціною вихідної сировини для його одержання.

Терморозширений графіт є продуктом термохімічного диспергування сполук інтеркалювання природного графіту, одержаних хімічним чи електрохімічним шляхом. Електрохімічний спосіб інтеркалювання графіту має значні переваги перед хімічним щодо чистоти продукту, екологічної безпеки, можливості проведення синтезу в контрольованому режимі тощо. Але якщо хімічний спосіб синтезу сполук інтеркалювання графіту доведений до використання в промислових масштабах, то електрохімічний через труднощі, пов'язані зі створенням електрохімічних реакторів необхідної продуктивності, застосовується поки що тільки в практиці науково-дослідних робіт. Дослідження фундаментальних процесів, які протікають при анодній обробці природного графіту, стануть основою для розробки наукових підходів при вирішенні практичних задач [1].

Дослідження композиційних матеріалів у лабораторних умовах дозволяє зменшити витрати на дослідження їх у реальних умовах, створювати нові технологічні процеси, спеціальне технологічне обладнання. Найбільш оптимальними у цьому плані є методи неруйнівного контролю. Одним із таких методів, який успішно використовується не одне десятиліття завдяки своїй високій структурній чутливості, є метод внутрішнього тертя.

У твердому тілі пружна енергія коливних процесів із часом розсіюється, перетворюючись у теплову енергію. Тому штучно збуджені коливання затухають і темп та характер його залежить від багатьох чинників, що тісно

пов'язані із структурою, будовою, взаємодією між складовими досліджуваних матеріалів [2].

Визначення розсіяння механічної енергії проводять в залежності від температури, амплітуди деформації, часу та інших параметрів.

Дослідження температурної залежності внутрішнього тертя при низьких частотах науково обґрунтовано, так як при цих частотах (≈ 1 Гц) піки, що проявляються можна спостерігати при нижчих температурах, ніж при вищих частотах. Амплітудна залежність дозволяє встановити поведінку матеріалу у процесі експлуатації в залежності від величини і виду навантаження,

У роботі використано обернений крутильний маятник, частота коливань лежить у інфразвуковій області $\approx 1,5$ Гц. Амплітуда деформації при крученні у процесі вимірювання внутрішнього тертя була у межах $2 \cdot 10^{-5} \Leftrightarrow 5 \cdot 10^{-3}$. Дослідженню підлягали композиційні матеріали на основі заліза Fe - 3СІГ, 70W(СІГ)-30Fe, 70(Fe-30,6Ск-3СІГ)-30Fe, які виготовленні гарячим пресуванням. Армуючими елементами є сполуки інтеркалювання графіту (СІГ).

Проведені дослідження амплітудної залежності внутрішнього тертя [3] показали, що в залежності від складу матеріалу розсіювання механічної енергії при незначних амплітудах мало залежить від амплітуди для матеріалу 70W(СІГ) - 30Fe і відсутня амплітуднонезалежна ділянка для матеріалу Fe - 3СІГ. Тому для цього матеріалу незначні амплітуди деформації викликають різке зростання поглинання механічної енергії.

Деформаційні цикли позитивно впливають на величину розсіювання механічної енергії. Вже три незначних деформації викликали сталість величини розсіювання механічної енергії після третього вимірювання.

У процесі експлуатації матеріал крім деформацій зазнає і теплового впливу. На рисунках 1 – 2 представлені температурні залежності внутрішнього тертя. При збільшенні температури до 250 °С фон внутрішнього тертя практично не змінюється. Вищі температури спричинили зростання величини розсіяння механічної енергії і при температурі 500 °С, вона збільшилась у 2,5 рази.

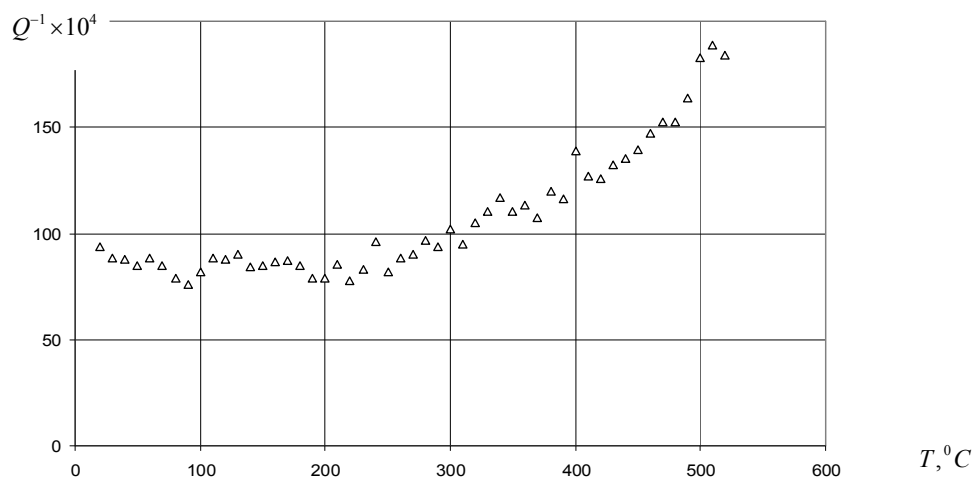


Рис. 1. Температурна залежність внутрішнього тертя композиту 70(Fe-30,6Ск-3СІГ)-30Fe – зростання температури.

На кривій (рис.1) температурної залежності внутрішнього тертя в області 315 °С спостерігається незначний пік. Більш чітко він появляється на кривій охолодження (рис. 2). Значення квадрата частоти плавно зменшується, що свідчить про гістерезисну природу піка.

Після температури 200 °С інтенсивність розсіяння механічної енергії зростає. Причиною такого зростання є механізми високотемпературного фону і піка при 315 °С.

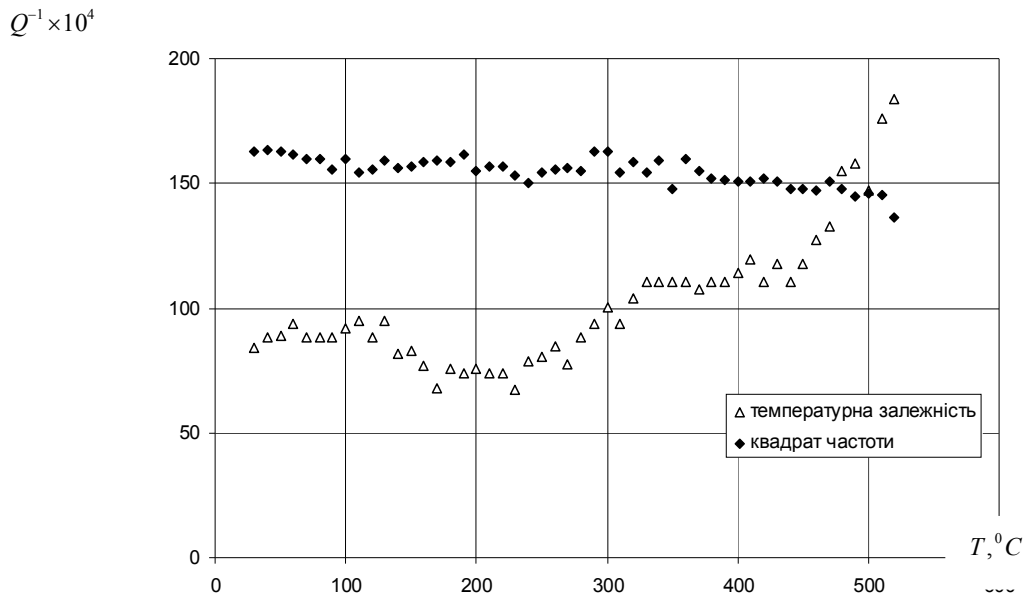


Рис. 2. Температурні залежності внутрішнього тертя композиту 70(Fe-30,6Ск-3СІГ)-30Fe – зменшення температури.

У залежності від структурного складу досліджуваних матеріалів до 200°С температура мало впливає на розсіяння ними механічної енергії. При незначних деформаціях інтенсивність втрат енергії у композитах у три рази більша за інтенсивність при амплітудах деформації вищих за $2 \cdot 10^{-3}$.

Література:

1. Григорчак І.І. Інтеркаляція: здобутки, проблеми, перспективи // Фізика і хімія твердого тіла. - Т.2. - №1, 2001. - С. 7-55.
2. Блантер М.С., Головин І.С., Головин С.А., Ильин А.А., Саррак В.И. Механическая спектроскопия металлических материалов. – М.: МИА, 1994. – 250 с.
3. Мозговий О.В., Кметь М.С., Кузьміч Г.М. Внутрішнє тертя композиційних матеріалів на основі заліза, які армовані сполуками інтеркалювання графіту // Актуальні проблеми математики, фізики і технологічної освіти. Зб. Наук. Праць. Випуск 7. – Вінниця: ТОВ фірма «Планер», 2010. – С. 233 – 235.

к.ф.-м.н., доц. Ющенко А.В.

Винницький національний технічний університет

МЕХАНИЗМ ОТКЛИКА ОБРАТНОЙ ВАХ ГЕТЕРОСТРУКТУР SnO₂(Ni) - p-Si К ЭТИЛОВОМУ СПИРТУ И ДВУОКИСИ АЗОТА

Рассматривается механизм влияния молекул двуокиси азота и этилового спирта на изменение электрофизических параметров контактных структур SnO₂(Ni) - p-Si со сверхтонкими слоями SnO₂(Ni). Он заключается в физической адсорбции молекул NO₂ и C₂H₅OH, что приводит к изменению зарядового состояния на нанопленке SnO₂(Ni)

В последние годы исследуется возможность использования гетероструктур окисел металла-кремний в качестве первичных преобразователей (датчиков) газообразных веществ, что в определенной мере закономерно в связи с высокой чувствительностью характеристик этих диодов к состоянию поверхности. Еще одна причина повышенного интереса к такому роду структур заключается в том, что они являются самыми дешевыми среди всех известных полупроводниковых сенсоров [1].

Для изготовления гетероструктур, которые являются чувствительными к изменению газовой среды, используются нанопленки из окислов разных металлов. Как правило, это такие окислы, которые имеют отклик по электрофизическим параметрам (SnO₂, TiO₂ и другие) на соответствующие газы [1-2]. Проблема поиска материалов электрофизические параметры, которых изменяются при изменении газовой среды, существенная для газочувствительных приборов, в том числе и на основе контактных структур нанопленка окисла металла - кремний. Одним из материалов, который откликается на изменение газовой среды и в то же время образует выпрямляющий контакт с кремнием [1-2], есть окисел свинца. Рядом с проблемой выбора окисла металла существует проблема однозначного объяснения механизма влияния газовой среды на смену электрофизических свойств контактных структур [2]. В данной работе представлены результаты исследования влияния двуокиси азота и этилового спирта на формирование газовой чувствительности контактных структур SnO₂(Ni)-p-Si со сверхтонкими слоями SnO₂.

Адсорбционно активные нанопленки (ААНП) SnO₂(Ni) были изготовлены методом пиролиза аэрозоля [3]. В качестве прекурсоров использовался этилгексаноат никеля. Осаждение осуществлялось при 520°C. Слой SnO₂ толщиной ~ 30 – 40 нм наносился аэрозоль-гель методом. Непосредственно перед нанесением металла, стандартные пластины кремния КДБ (4 Ом·см), с ориентацией (100), обрабатывали в освежающем травителе HF:H₂O=1:50, промывали в бидистиллированной воде и сушили. Толщина пленок контролировалась за параметрами технологического процесса. Напыление алюминиевых омических контактов на пленку SnO₂ выполнялось термическим распылением алюминия через маску с диаметром контактного окна 1мм. На

предварительно шлифуемую обратную поверхность пластины Si, толщина которой составляла 300 мкм, с обратной стороны термически наносился сплошной алюминиевый омический контакт.

Были исследованы вольт - амперные характеристики (ВАХ) тестовых образцов, изготовление которых описано выше, в азоте, в среде $N_2+1\%C_2H_5OH$ и в среде $N_2+0,1\%NO_2$ при атмосферном давлении. Электрофизические свойства образцов измерены при комнатной температуре в специальной установке, позволяющей контролировать состав газовой атмосферы. ВАХ на постоянном токе сняты в режиме стабилизации напряжения для диапазона смещений $(-2 \div +2)$ В. Электрофизические измерения проводились в непрерывном потоке газовой смеси заданного состава. В качестве источников газов использовались баллоны с осушенным азотом и аттестованными газовыми смесями $0,1\%NO_2$ и $1\%C_2H_5OH$ в азоте.

На рис.1(1) изображена типичная полулогарифмическая ВАХ гетероструктуры $SnO_2(Ni) - p-Si$ в осушенном азоте (N_2) при атмосферном давлении.

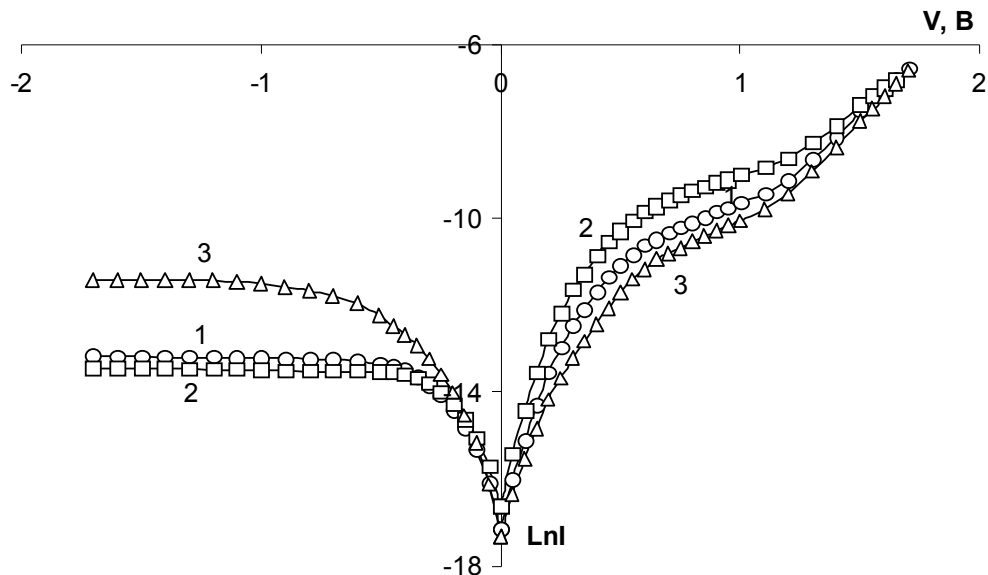


Рис.1. Полулогарифмическая ВАХ гетероперехода $SnO_2(Ni) - (p - Si)$ в среде газа 1- N_2 ; 2- $N_2+1\% C_2H_5OH$; 3- $N_2+0,1\% NO_2$.

ВАХ характеризуется следующими параметрами: $a_{max}=(22\pm 1) V^{-1}$, $a^*_{max}=(20\pm 0,5) V^{-1}$, где $a=d\ln I/dV$ та $a^*=d\ln I^*/dV$ соответственно для прямого и обратного тока. При изменении газовой среды на $N_2+0,1\%NO_2$ и на $N_2+1\%C_2H_5OH$ происходит изменение ВАХ. На рис.1(2, 3) приведены экспериментальные ВАХ при атмосферном давлении для газовых сред $N_2+0,1\%NO_2$ и $N_2+1\%C_2H_5OH$ в азоте в равновесном состоянии (через 10 мин. после начала действия газовой среды). Представленные ВАХ характеризуются следующими параметрами: $a_{max}=(23,5\pm 1) V^{-1}$, $a^*_{max}=(15\pm 0,5) V^{-1}$ для $N_2+1\%C_2H_5OH$ и $a_{max}=(22\pm 0,5) V^{-1}$, $a^*_{max}=(26\pm 0,5) V^{-1}$ для $N_2+0,1\%NO_2$. Отметим, что при влиянии газовой среды изменяется как прямая ветвь ВАХ, так и обратная.

По стандартним методикам [4] определена высота потенциального барьера гетероструктуры. Высота барьера найдена по ВАХ при $V = 0$.

Высота барьера для исследуемой гетероструктуры в среде N_2 при $T=290$ К составляет $\phi_b = 0,49 \pm 0,05$ эВ, в среде $N_2 + 1\% C_2H_5OH$, $0,48 \pm 0,05$ эВ, в среде $N_2+0,1\% NO_2$, $0,50 \pm 0,05$ эВ. Это дает основание утверждать, что через гетеропереход преимущественно течет надбарьерный ток.

Надбарьерные токи через поверхностные уровни, можно аппроксимировать выражением:

$$I = I_s (\exp [eV_2/kT] - \exp [-eV_1/kT]) = I_s (\exp [\alpha V_2] - \exp [-\alpha^* V_1]) \quad (1)$$

где: V_1 - падение напряжения на нанопленке, V_2 - падение напряжения на ОПЗ полупроводника, $V = V_1 + V_2$ – напряжение, приложенное к гетеропереходу.

Для надбарьерного тока: $I_s = eP_pAT^2\exp[-\phi_b/kT]$, где A - постоянная Ричардсона; P_p - коэффициент прозрачности. Для токов через электронные состояния границы раздела: $I_s = f(V_1, V_2)$ и зависит от обмена с металлом или полупроводником [4]. Анализируя экспериментальные параметры ВАХ можно видеть, что параметры a_{max} и a^*_{max} отличаются от теоретически возможных значений ($a=e/kT$) для контакта без учета нанопленки и электронных состояний границы раздела [4]. Потому в дальнейшем анализируется общая модель с учетом нанопленки.

Прежде всего, нужно отметить, что изменения ВАХ в области максимальной чувствительности к газовой среде согласно выражению (1) нельзя объяснить только изменениями высоты барьера, поскольку изменение высоты барьера:

1) не приводит к резкому отличию от константы зависимости $\Delta I/I_0 = f(V)$ (рис. 2).

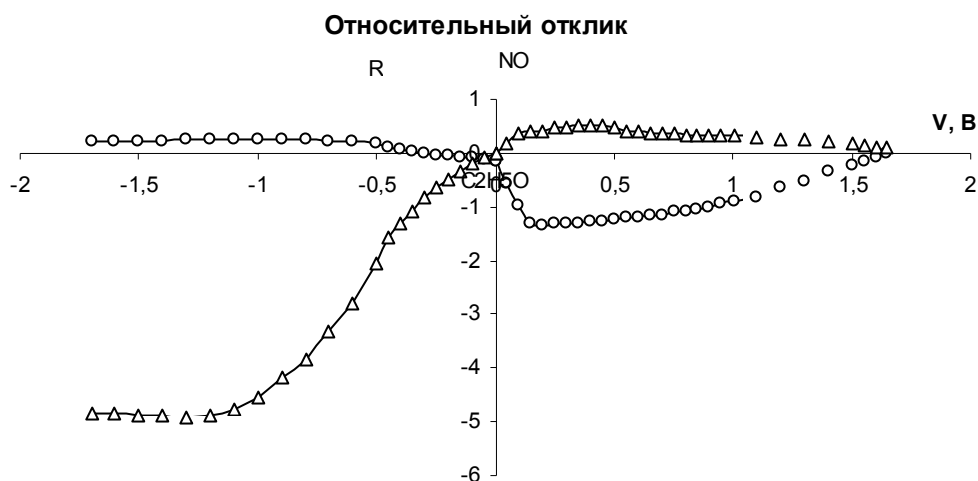


Рис.2. Отклик ВАХ гетероперехода $SnO_2(Ni) - (p - Si)$ при изменении газовой среды N_2 на газовую среду $N_2+1\% C_2H_5OH$ и $N_2+0.1\% NO_2$.

Последнее очевидно из выражения (1) для надбарьерного тока при равных напряжениях на гетероструктуре.

2) не может объяснить изменения тока в экспериментальных данных, которые приблизительно в 5 раз превышают тот вклад, который может дать изменение высоты барьера для газа $N_2+1\%C_2H_5OH$ и в 10 раз для газа $N_2+0,1\%NO_2$. Все, сказанное выше, свидетельствует о том, что экспериментальные данные ВАХ не могут быть объяснены только изменением высоты потенциального барьера.

Как известно [4], параметры не идеальности ВАХ a и a^* могут быть записаны следующим образом:

$$\alpha = \alpha_0[1 - (ed/\epsilon_0\epsilon_1) \cdot (dm_j/dV)]$$

$$\alpha^* = \alpha_0^*[1 + (eL/\epsilon_0\epsilon_2) \cdot (dm_j/dV)] \quad (2)$$

где: α_0 и α_0^* - параметры не идеальности ВАХ в случае, когда $dm_j/dV = 0$; $L = \{2\epsilon_0\epsilon_2(\phi_b - eV_2)/(p_2e^2)\}^{1/2}$ - ширина ОПЗ подложки; p_2 - концентрация дырок (для микроэлектронного кремния, использованного в данной гетероструктуре, при комнатной температуре $N_a = p_2$, $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ - концентрация примесей); m_i - концентрация поверхностных состояний; другие обозначения общеизвестны.

Поскольку величины a и a^* известны с ВАХ, то с выражения (2) можно найти величины dm_j/dV и соответственно $m_j(V)$. Оценки показывают, что концентрация зарядов на поверхностных электронных состояниях (ПЭС) нанопленки $SnO_2(Ni)$ в зависимости от приложенного напряжения, полученная с использованием выражения (2), дает нам для газа N_2 линейную зависимость $m_j = -1,7 \cdot 10^{16} V_1 + 2,4 \cdot 10^{16}$. Сравнивая с теоретическим выражением [4] $m_j = N_j (\mu_{s0} - eV_1)$ для ПЭС с постоянной плотностью концентрации N_j на единицу энергии, получим, что на поверхности раздела при $V_1=0$ электрохимический потенциал $\mu_{s0} = 1,44$ эВ. Присутствие молекул C_2H_5OH уменьшает электрохимический потенциал до 1,40 эВ, а NO_2 уменьшает до 1,39 эВ. N_j в газе N_2 равно $1 \cdot 10^{35} \text{ м}^{-3} \text{ Дж}^{-1}$. Поскольку изменение величины N_j при изменении газовой среды на три порядка ниже самой величины, то можем утверждать, что токи через поверхностные уровни не могут заметно измениться, а значит и объяснить газовую чувствительность.

Попробуем объяснить характер изменения ВАХ. При обратном включении гетероперехода выражение (1) можно экстраполировать зависимостью $I(V_1) = I_s \exp(eV_1/kT)$. Если взять значения I_s , полученные из экспериментальных ВАХ, выразить V_1 через I и подставить в выражение (1), получим обратные ВАХ, совпадающие с экспериментальными при $V \leq -0,2$ В для всех рассматриваемых составов газа. Так как, величина R_p характеризует подложку, защищенную от окружающей среды нанопленкой, то можно утверждать, что значение R_p не изменяется. Остается единственный параметр, который может изменить I_s - это ϕ_b . Если изменение высоты барьера для паров этилового спирта составит 0,013 эВ, то из выражения (1) для обратной ВАХ для газа N_2 мы получим обратную ВАХ совпадающую с экспериментальной

для газа $N_2+1\%C_2H_5OH$. Аналогично, если изменение высоты барьера для паров двуокиси азота составит $-0,0046$ эВ, то получим обратную ВАХ совпадающую с экспериментальной для газа $N_2+0,1\%NO_2$.

Изменение поверхностного заряда на ААНП, вызывает изменение высоты потенциального барьера [5]. Величина изменения этого заряда может быть определена через изменение напряженности электрического поля в ОПЗ [4]: $\Delta\sigma = \epsilon_0\epsilon_2\Delta E_{\max}$, где ΔE связано с $\Delta\phi_b$ соотношением $\Delta E = -(2\Delta\phi_b p_2/\epsilon_0\epsilon_2)^{1/2}$. $\Delta\sigma \approx +6,6 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² при изменении окружающей газовой среды с атмосферы N_2 на атмосферу $N_2+1\% C_2H_5OH$ и $\Delta\sigma \approx -3,9 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² при изменении с атмосферы N_2 на атмосферу $N_2+0,1\%NO_2$. Как видно, из полученных значений изменений поверхностного заряда на ААНП, молекулы C_2H_5OH выполняют функцию акцепторов для нанопленки $SnO_2(Ni)$, а молекулы NO_2 – функцию доноров. Таким образом, величина отклика $\Delta I/I_0$ обратной ВАХ на изменение газовой среды объясняется изменением величины поверхностного заряда, что приводит как к изменению высоты потенциального барьера, так и к перераспределению падений напряжений между ААНП и ОПЗ подложки.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы: чувствительность обратной ВАХ гетероструктуры $SnO_2(Ni)$ - p-Si на основе сверхтонких пленок $SnO_2(Ni)$ обусловлена как изменением высоты потенциального барьера, так и изменением падения напряжения на нанопленке, которые вызваны изменением адсорбируемого заряда.

Литература:

1. Chehun V., Gul R., Ilchenko L., Yushchenko A. Analysis of composition gas environment on the basis of analysis properties of the current-voltage characteristics of the nanostructure// Proceeding Book of the MICRO SYSTEM Technologies 2005. – Munich, -2005. -P. 244 – 251.
2. Ющенко А.В. Влияние нано структурированной пленки n-In₂O₃ массовой толщиной 16 нм на отклик вольт-амперных характеристик гетероструктуры n-In₂O₃ – p – Si на пары аммиака// К.: Сборник научных трудов «Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии». - 2005. - Т.3, вып. 2. – С. 431-438.
3. R.B.Vasiliev, M.N.Rumyantseva, N.V.YakovIev, A.M.Gaskov. CuO/SnO₂ thin film heterostructures as chemical sensors to H₂S// Sensors and Actuators B(Chemical), 1998, vol. 50/3, pp. 187-194.
4. Стриха В.И. Контактные явления в полупроводниках. -К.: Вища школа, 1982.5. Lallan Yadava., Dwivedi R., Srivastava S.K.// Solid-State Electronics. -33. - 1990. -№10. -pp. 1229 - 1234.
5. Yushchenko A., Gel P., Shevchuk A., Thaychuk V. The influence of ammonia gas on the electrophysical properties of Al-p-Si structures with adsorption-active layer In₂O₃+5%Sn by a thickness of 2 nm// Nauka I studia. - Przemysl. - 2008. - V.17, Fizyka. -P. 38-41

*доцент Найко Д.А., ст. викладач Найко Т.І., студент Кучмар В.А.
Вінницький національний аграрний університет*

ПРО ФІЗИЧНУ ЕКОНОМІКУ

Подається огляд відомих в літературі спроб побудувати економіку за зразком природничих наук (зокрема фізики) з використанням математичного моделювання. Цей напрямок отримав назву «фізична економіка»

Події, що сталися в світі за останнє десятиріччя, виявились в значній мірі несподіваними для багатьох професійних економістів. Виникло цілком природне бажання пояснити те, що відбувається мовою природничих наук.

Термін «фізична економіка» запропонував економіст Лінден Ларуш, який є сподвижником президента Рейгана і творцем так званої рейганоміки, в якій роль держави суттєво збільшується. Під словом «фізична» Ларуш розуміє економіку, побудовану за зразком точних і природничих наук.

В теоретичній економіці найрозвиненішою є класична (ортодоксальна) економіка, яка є відокремленою від природничих наук, зокрема фізики. Неокласична економіка не зуміла ні передбачити, ні пояснити реального розвитку економіки за останнє десятиріччя. Але саме природничі науки мають досвід побудови та дослідження динамічних моделей систем, що розвиваються, до яких відноситься і людське суспільство.

Тому поява альтернативних неортодоксальних методів теоретичної економіки є логічною. Насамперед мова йде про «синергетичну економіку», яка спирається на досягнення теорії систем, що розвиваються (її називають синергетикою). Синергетика зарекомендувала себе в фізиці, хімії та, особливо, в біології.

В цьому ж напрямку розвивається еволюційна економіка, яка має найбільший «стаж» в порівнянні з іншими неортодоксальними напрямками.

Різні економіки мають різні аксіоматики та предмет дослідження.

Вихідні положення класичної економіки зводяться до наступного:

1. Люди (і виробники, і споживачі) чинять розумно і переслідують мету. Мета виробників – максимум прибутку, мета споживачів – максимум задоволення потреб.

2. Ринкова рівновага, тобто баланс попиту і пропозиції товарів, грошей та праці, реалізується в результаті балансу цілей виробників та споживачів.

В математичних моделях цього напрямку цілі формулюються у вигляді цільових функцій та додаткових умов.

Предметом ортодоксальної економіки є ринкова рівновага при фіксованих параметрах. Тому ортодоксальну економіку називають статичною. Нерівноважні процеси розглядаються переважно поблизу рівноваги, коли результат процесу є обумовленим.

Вихідними положеннями еволюційної економіки є такі:

1. Люди ведуть себе відповідно до поведінкових реакцій. Іноді цю поведінку можна інтерпретувати як бажання максимального прибутку, іноді ні.

Існують також інші мотивації поведінки – релігійна, моральна, політична та інші. В математичних моделях еволюційної економіки поведінкові реакції формалізуються у вигляді функцій попиту, пропозиції, доходів та витрат.

2. Ринкова рівновага досягається в результаті балансу попиту та пропозиції, а також доходів та витрат. Проте ці функції міняються з часом в зв'язку з розвитком науки і техніки. Тому рівновага ніколи не настає, хоча система постійно прямує до неї.

3. При побудові еволюційної економіки розумно спиратися на теорію систем, що розвиваються (ТСР) та біологічну еволюцію.

Корисно нагадати основні положення біологічних СР. Розвиток відбувається нерівномірно. Упродовж наявних періодів відбувається вдосконалення видів за рахунок відбору найпристосованіших. В кризових стадіях утворюються нові форми і/або здійснюється перехід в інший стаціонарний стан.

Для опису цих стадій вибираються моделі різних типів. Так при описі плавних стадій використовуються адіабатичні наближення. В цьому випадку приймається, що система знаходиться поблизу одного й того ж сталого стану, але параметри його повільно змінюються з часом. При описі кризових явищ будується модель, що описує біфуркацію, тобто перехід в інший стан.

Як ортодоксальна, так і еволюційна економіка базуються на ринкових стосунках, і тому обидві вони відносяться до так званих ринкових економік. Фактично положення 1–3 еволюційної економіки приймаються і в інших неортодоксальних економіках: фізичній та синергетичній. Тому їх можна розглядати як варіанти еволюційної економіки.

Ці два підходи не заперечують, а доповнюють один одного. Пояснимо це на прикладі з класичної фізики.

При розв'язуванні задач з механіки можна, з одного боку, використати рівняння Ньютона. В такому разі необхідно задати поле сил, що й робиться, виходячи з конкретних умов і завжди містить гіпотетичний елемент. (В економіці (та інших СР) аналогом поля сил є поведінкові реакції). З іншого боку, можна використати принцип мінімуму дій. При цьому необхідно задати форму лагранжіана, що теж робиться виходячи з умов задачі, і також містить гіпотетичний елемент. Ці підходи еквівалентні в тому розумінні, що задавши лагранжіан, можна вивести рівняння руху та форму силового поля (і навпаки).

В економіці аналогом дій є цільові функції. Задавши їх, можна «вивести» відповідні їм поведінкові функції (що не є легким завданням). Еквівалентність підходів зовсім не означає, що результати моделювання будуть цілком збігатись. Останнє можливо лише у випадку, коли гіпотези про форму поведінкових функцій повністю відповідають гіпотезам про цільовий функціонал.

Стосовно вибору підходу, зауважимо, що наприклад, в задачах управління технічними засобами використовується другий підхід. В живих СР перевагу має перший підхід.

Сформулювати вигляд поведінкових функцій на основі емпіричних даних можна порівняно просто. При цьому вдається описати і передбачити ряд

«несподіваних» явищ, таких як поява декількох стійких стаціонарних станів, переходи між станами, появу нестійких станів та виникнення хаосу. Для опису цих явищ в рамках другого підходу необхідно заздалегідь підібрати «лагранжіан» у відповідній формі. Зробити це апріорі (не знаючи динамічних рівнянь) дуже важко.

В еволюційній економіці застосовуються обидва підходи. Результати, отримані різними методами, в значній мірі накладаються.

Зазначене вище відноситься до математичної та теоретичної економіки і суперечить уявленню про те, що економіка – наука гуманітарна. Зрозуміло, що гуманітарний напрямок в економіці існує, і, більше того, завдяки зусиллям політиків і засобів масової інформації саме він відомий широкій публіці. В цьому середовищі часто фігурують не строгі твердження, а догми та міфи. Наведемо деякі з них:

1. Ринкова рівновага єдина. (Спроби довести це твердження успіху не мали.)

2. Емісія грошей веде до інфляції. (Це твердження теж бездоказове. За певних умов можливий зворотний ефект.)

3. Держава не повинна вмішуватись в економіку і ринкові стосунки («невидима рука Адама Сміта») здатні самі все врегулювати. (Це твердження теж є теоретично необґрунтованим і хибним. Насправді, державне регулювання є необхідною умовою існування та розвитку держави.) Практика показала, що ортодоксальна економіка виявилась ізольованою як від актуальних проблем практичної макроекономіки, так і від природничих наук. В такій ситуації впровадження в економіку фізичної методології є виправданим.

В науковій літературі відомо багато спроб побудувати економіку за зразком природничих наук з використанням математичного моделювання. Цей напрямок і отримав назву «фізична економіка». Головні питання, які обговорюються, це питання ринкової економіки: чи є ринкова рівновага єдиною, чи можливі переходи між стаціонарними станами і як вони відбуваються. Показано, що самодостатня держава при однакових зовнішніх умовах може знаходитись в двох стаціонарних стійких станах високопродуктивному (ВП) та низькопродуктивному (НП). Переходи між ними проявляються або як економічна криза або як економічне чудо. Розглядається питання про розподіл елементів суспільства за ліквідними накопиченнями та доходами. Показано, що в країні, яка перебуває в НП стані, ці розподіли бімодальні, тобто є бідні та багаті, але середній прошарок практично відсутній. Крім того, є «хвіст» розподілу, що включає дуже малочисленну групу дуже багатих людей.

Великий огляд результатів з даної тематики та перелік літературних джерел можна знайти, наприклад, в роботі: Чернавский Д.С. О проблемах физической экономики / Д.С.Чернавский, Н.И.Старков, А.В. Щербаков // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172, N9 – С. 1045 –1066.

ст. викладач Недибалюк А.Ф., студент Рибак Д.М.

Вінницький державний педагогічний університет ім. Михайла Коцюбинського

ВДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДУ МАГНІТНОГО АНАЛІЗУ

Розглянуто недоліки установок для магнітного аналізу матеріалів, що містять феромагнітну фазу, і запропоновані шляхи вдосконалення цього методу досліджень

Основне завдання магнітного аналізу металів полягає у встановленні і вивченні стану та структурних змін феромагнітних металів і сплавів. Воно відбувається з допомогою вимірювання магнітних характеристик, що залежать від виду обробки і хімічного складу зразків. Магнітний аналіз металів застосовується при дослідженні структури і складу сталі та чавуна, а також для визначення товщини немагнітного покриття на феромагнітних основах та деяких інших властивостях феромагнітних сплавів.

Особливий інтерес представляє така властивість матеріалу, як магнітна сприйнятливість. Магнітна сприйнятливість це зична величина, що характеризує зв'язок між магнітним моментом речовини та магнітним полем в цій речовині.

Магнітна сприйнятливість твердих тіл визначають шляхом вимірювання сили, що діє на зразок з боку неоднорідного магнітного поля (метод Фарадея). Якщо P — магнітний момент зразка, то в полі з градієнтом dH/dx на зразок діє сила у напрямку x :

$$F_x = P \frac{dH}{dx}$$

Так як $P = MV$ (M — намагніченість зразка, V — його об'єм), то

$$F = MV \frac{dH}{dx} = x_v V H \frac{dH}{dx}$$

де x_v - сприйнятливість одиниці об'єму. Аналогічно можна записати

$$F = X_m H \frac{dH}{dx}$$

де X — сприйнятливість одиниці маси.

Методи визначення магнітної сприйнятливості засновані на вимірюванні сили F і величини $H(dH/dx)$, називаються абсолютними. Прилади засновані на цьому принципі називаються магнітними терезами.

При використанні магнітних терезів використовуючи у якості еталона матеріал з відомою магнітною сприйнятливістю вимірювання $H(dH/dx)$ не є необхідним. Але у такому випадку зразок і еталон повинні знаходитись у момент вимірювання в одному місці з певним значенням $H(dH/dx)$.

При вимірюванні для зразка $F = X_m H \frac{dH}{dx}$ та для еталону $F_e = X_e m_e H \frac{dH}{dx}$.

Звідси отримаємо:

$$\frac{F}{F_e} = \frac{X_m}{X_e m_e} \text{ і } X = X_e \frac{m_e}{m} \frac{F_e}{F}.$$

Магнітне поле створюється з допомогою електромагніта. Для підвищення точності вимірювань напруженість поля повинна бути високою, а область міжполюсного простору електромагніта з постійною $H(dH/dx)$ достатньою для розміщення у ній зразка.

У найпростішому випадку для вимірювання сили, що діє на зразок з боку неоднорідного магнітного поля можуть бути використанні звичайні аналітичні терези, які не містять феромагнітних деталей. Але працювати на такій установці незручно, їх важко зрівноважувати та вони мають велику похибку.

Одними з найпоширеніших магнітних терезів є важільні магнітні терези.

Важільні магнітні терези більш зручні для визначення магнітної сприйнятливості ніж звичайні аналітичні терези, що пристосовані для цих цілей (Рис .1).

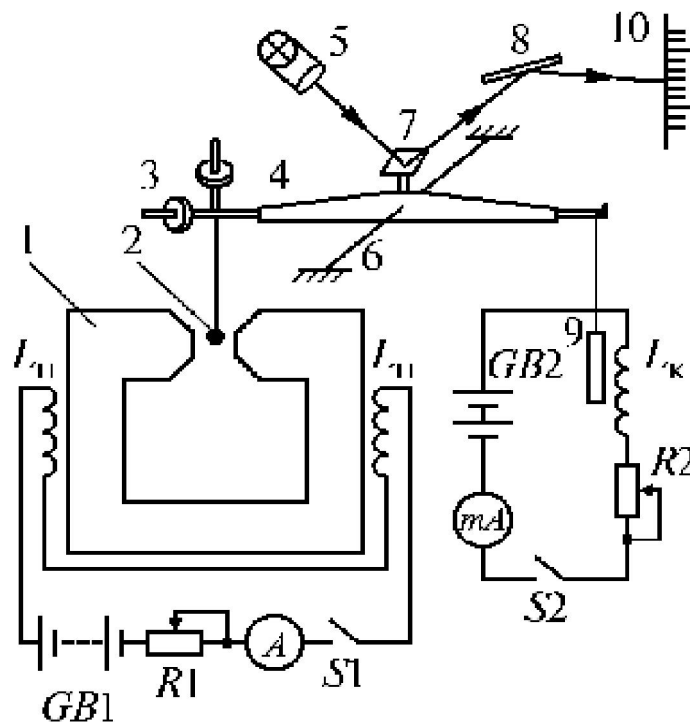


Рис.1

Зразок 2 і невеликий циліндричний постійний магніт, підвішені до коромисла 4, що закріплене на тонких розтяжках 6 з берилісової бронзи. Зразок знаходиться в міжполюсному просторі електромагніта 1, а намагнічений стержень 9 частково введений компенсційну котушку L_k . Сила, що діє на зразок зрівноважується з допомогою компенсційної котушки, сила струму у ній регулюється реостатом R_2 .

Форма полюсних наконечників підбирається таким чином, щоб забезпечити сталу $H(dH/dx)$ на довжині від 5 до 10 мм. Це необхідно при абсолютних вимірах. Чутливість такого приладу може бути доведена до 10^{-7} Н.

У міжполюсний простір електромагніта може бути поміщена мініатюрна піч, що дозволить вивчати температурну залежність магнітної сприйнятливості. Інший вид магнітних терезів є маятникові магнітні терези (Рис. 2). Вони відрізняються тим, що переміщення зразка при його взаємодії з магнітним

полем магніту відбувається в горизонтальній площині.

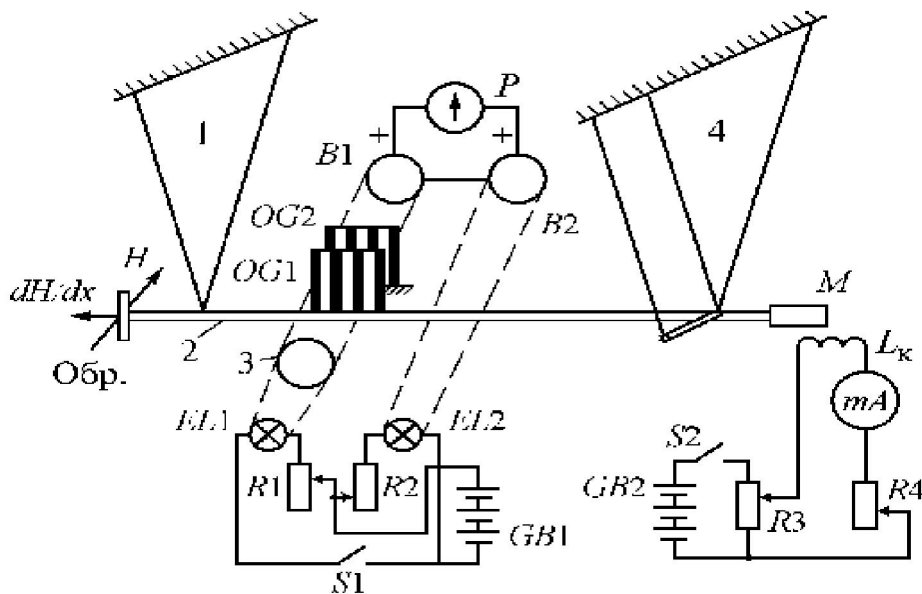


Рис. 2

Маятникові терези з фотоелектричною реєстрацією нульового положення і електромагнітним зрівноважуванням дозволяють виміряти сприйнятливість порядку 10^{-6} при масі зразку декілька грамів.

1. Основна особливість цієї конструкції магнітних терезів це висока точність нульового положення зразка, в якому проводиться вимірювання сили.

2. Система підвіски зразка 1, 4 забезпечує його переміщення тільки в горизонтальній площині.

Але всі магнітні методи мають ряд недоліків, один з яких це великий інтервал часу між вимірюваннями, що змушує дослідників екстраполювати залежність.

Зняття вимірів можна автоматизувати замінивши стрілку на енкодер, що буде підключено до комп'ютера. Енкодер це прилад для переведення кута повороту валу у електричні сигнали, що дозволяють визначити кут повороту. Вони поділяються на інкрементальні і абсолютні. Такі прилади на сьогоднішній день мають велике розповсюдження. Та й розроблення програмного пакету не являє собою великих труднощів.

Це дозволить динамічно будувати графіки залежності магнітної сприйнятливості і отримувати більше інформації про структурні зміни в матеріалі.

Література:

1. Журавлєв Л.Г., Филатов В.И. Физические методы исследования металлов и сплавов: Учебное пособие для студентов металлургических специальностей. - Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2004. - 157 с.

2. Аналізатори металів і сплавів - <http://www.ccsservices.ru/Meanalysis/meanalysis.html>

3. Физические методы исследования металлов и сплавов - <http://www.svarka-lib.com/map/61/165.html>

проф. Гель П.В.¹, інж. Бурдейна О.В.², доц. Бурдейний В.М.³

¹Вінницький національний аграрний університет

²Вінницький національний технічний університет

³Вінницька філія Університету Сучасних Знань.

МЕТОД КОНФОРМНИХ ВІДОБРАЖЕНЬ В ЗАСТОСУВАННІ ДО ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРУ ДЕЯКИХ ДВОМІРНИХ СИСТЕМ

Описано використання методу конформних перетворень для розв'язання проблеми власних значень двомірного рівняння Гельмгольца з краєвими умовами, заданими на неканонічному контурі. Загальна теорія застосована до обчислення власних частот механічної системи зі специфічним граничним контуром

Цікавою закономірністю сучасних технологій виробництва електронних, електронно-механічних, біоелектромеханічних пристроїв є перехід до елементної бази мікронного і нанометричного рівня. Немає сумнівів, що наноструктурні об'єкти матимуть перспективи і дозволять розробку приладів наступних поколінь при умові, що їх фундаментальні властивості будуть у достатній мірі прогнозованими. В цьому контексті чи не найважливішим системним параметром є енергетичний спектр. Саме енергетичним спектром визначаються як рівноважні так і нерівноважні термодинамічні характеристики електронної підсистеми, закономірності поширення електромагнітних, оптичних чи акустичних хвиль, резонансні частоти механічних коливань. З цього, далеко не повного переліку безпосередніх проявів енергетичного спектру, стає цілком зрозумілим особливий інтерес до вивчення його структури, спектральних закономірностей, чутливості як до внутрішніх взаємодій, так і до зовнішніх параметрів таких як просторова розмірність системи, геометрична форма і багато інших.

Стосовно просторової розмірності, то добре відомо, що цей фактор чинить суттєвий вплив на енергетичний спектра через нього на практично всі визначальні властивості матеріалів. Пониження просторової розмірності полягає у виключенні деяких ступенів вільності внаслідок чого чи рух частинок, чи поширення хвиль здійснюються не у трьох, а у двох або одному вимірі, що призводить до так званого розмірного квантування енергії частинок чи хвиль, описаного в багатьох роботах, зокрема [1].

В силу досягнутих технологічних можливостей, широких практичних застосувань і не в останню чергу внаслідок наявності добре розвинутих обчислювальних методів значний інтерес викликають двомірні або квазі-двомірні системи. Такими є квантові точки, механічні, біомеханічні та молекулярні мембрани і т.п. Досить повний перелік таких об'єктів разом з описом технології виробництва і застосування подано в чисельних джерелах, наприклад [2].

В даній роботі розглядається один перспективний підхід до вивчення спектру двомірних систем з описаною нижче особливістю граничного контуру. Як відомо встановлення спектру зводиться до певної задачі на власні значення. Для надання конкретності тут вивчається вібраційний спектр мембрани закріпленої в точках граничного контуру.

Вважаючи, що мембрана не має анізотропії, яка була б пов'язана чи з властивостями матеріалу чи була б наведена технологією обробки, приходимо до незалежних поздовжніх і поперечних зміщень, кожне з яких описується рівнянням Гельмгольца. Очевидно, що поляризація відповідних коливань позначається лише на швидкості поширення хвиль. Поскільки розглядається закріплена мембрана, то по-перше відсутнє переплутування поляризацій за рахунок відбивання хвиль на границі і по-друге, зміщення мають задовольняти краєвим умовам Діріхле. Врахувавши ці зауваження та прийнявши позначення ζ для зміщення і Γ для граничного контуру, приходимо до наступної задачі Коші [3]:

$$\nabla^2 \zeta + \frac{\omega^2}{c^2} \zeta = 0 \quad (1)$$

$$\zeta|_{\vec{r} \in \Gamma} = 0 \quad (2)$$

тут c - швидкість поширення коливань, а ω - власна частота, в обчисленні якої, так само як в її розподілі полягає основна проблема.

Структура диференціального оператора Бертрама-Лапласа ∇^2 в поєднанні з однорідністю системи дозволяє застосувати метод розділення змінних. Проте розділення змінних у рівнянні (1) ще не гарантує одержання розв'язків. Проблема в тому, що ці розв'язки мають задовольняти краєвим умовам в результаті чого при загальній геометричній формі контуру застосування методу стає неможливим. Точні результати отримані лише для дуже обмеженої кількості випадків, а саме прямолінійної смуги, прямокутника [3], круга [3], концентричного кільця і правильного трикутника [3]. В усіх інших випадках доводиться застосовувати ті чи інші наближені або чисельні методи. Основні зусилля спрямовані на розробку наближених методів, що цілком зрозуміло, поскільки ці дозволяють отримати розв'язки подані в аналітичній формі.

Розробка наближених методів в тій чи іншій мірі пов'язана з теорією збурень. Проте її застосування до задачі (1)-(2) стикається з однією принциповою проблемою, а саме хвильове рівняння (1) не містить жодного параметру, який би у явній формі визначався геометрією граничного контуру. Одна з можливостей обійти цю проблему полягає в застосуванні адіабатичного підходу, який зводиться до розкладу шуканого розв'язку задачі (1)-(2) по системі ортонормованих функцій, які задовольняють краєвій умові. Для коефіцієнтів розкладу отримується система диференціальних рівнянь, яка обривається шляхом відкидання термів відповідальних за переходи між різними станами. Поскільки такий підхід не позбавлений внутрішніх труднощів, пов'язаних в першу чергу з вибором зазначених вище функцій останнім часом почав розвиватися альтернативний метод конформних перетворень, який не так давно

[4] був запропонований для аналізу спектральних закономірностей деяких квантових і класичних більярдних систем.

Квантовий більярд є моделлю частинки, яка здійснює квантовий рух в деякій обмеженій області. В силу формальної аналогії рівняння (1) з хвильовим рівнянням Шредінгера в даній роботі оригінальний підхід, описаний в [4] поширюється на дослідження коливального спектру двомірних плівок, мембран тощо.

В основних рисах метод полягає в наступному:

- для заданого контуру Γ знаходиться конформне перетворення, яким область, обмежена контуром Γ , відображається в одну з канонічних областей, тобто таку, на границі якої стає можливим розділення змінних.
- на основі умов Коші –Рімана з врахуванням тотожності

$$\nabla^2 = g^{\frac{1}{2}} \partial_i (g^{\frac{1}{2}} g_{ij}^{-1} \partial_j), \quad (3)$$

де g_{ij} -метричний тензор, а g -його детермінант встановлюється модифікована форма оператора Бертрама-Лапласа

$$\nabla^2 = \left| \frac{dw}{dz} \right|^2 \nabla_w^2 = \frac{1}{D(u, v)} \nabla_w^2 \quad (4)$$

- підстановкою (4) в (1) хвильове рівняння (1) приводиться до остаточного вигляду:

$$\nabla_w^2 \zeta(u, v) + \frac{\omega^2}{c^2} D(u, v) \zeta(u, v) = 0 \quad (5)$$

Як бачимо, перспективність методу обумовлена двома факторами. По-перше, завдяки конформності перетворення оператор Лапласа залишається діагональним. По-друге після відображення ефект геометричної форми області безпосереднім чином входить у хвильове рівняння через перенормування хвильового числа за формулою $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} D(u, v)$. Саме завдяки цьому для подальшого дослідження стають застосовними стандартні і добре апробовані методи теорії збурень.

В якості прикладу приведемо результати, які стосуються розрахунку власних частот кругової мембрани радіусом R , з якої викинуто n радіальних відрізків довжиною $a \cdot R$ кожен.

Конформне перетворення [5]

$$w = \left[\varepsilon^{-n/2} \frac{z^n + 1}{2z^{n/2}} - \sqrt{\varepsilon^{-n} \left(\frac{z^n + 1}{2z^{n/2}} \right)^2 - 1} \right]^{2/n} \quad (6)$$

відображає розглядувану область в одиничний круг комплексної площини w . Обчислення похідної оберненої функції дає результат

$$\frac{dz}{dw} = \frac{2^{2/n}}{\varepsilon} \frac{1-w^n}{(1+w^n)^{\frac{n+2}{n}}} \left\{ 1 - \left[\frac{2w^{n/2}}{\varepsilon^{n/2}(1+w^n)} \right]^2 \right\}^{-1/2} \left\{ 1 + \left(1 - \left[\frac{2w^{n/2}}{\varepsilon^{n/2}(1+w^n)} \right]^2 \right)^{1/2} \right\}^{-2/n} \quad (7)$$

який дозволяє знайти дозволяє знайти ефективне хвильове число.

Теорія збурень розвивається на основі природного вибору нормальних мод як власних функцій рівняння (5) записаного для $D(u,v)=1$. Відповідні функції визначаються співвідношеннями

$$\zeta_{ms}(\rho, \theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi} |J'_m(k_{ms})|} J_m(k_{ms}\rho) \exp(im\theta) \quad (8)$$

де $J_m(x)$ -функція Бесселя, $J'_m(x)$ -її похідна, k_{ms} -нуль з номером s функції Бесселя порядку m , а ρ і ϑ -полярні координати в площині w . Наступні обчислення виконуються за загальновідомою схемою теорії збурень Релея-Шредінгера[6] з тією відмінністю, що розклад за степенями малого параметру здійснюється для ω^{-2} .

Не повторюючи стандартних перетворень, запишемо остаточний результат:

$$\omega_{ms}^2 = \frac{c^2}{R^2} k_{ms}^2 \left[D_{ms;ms} + \sum_{m's'} \frac{|D_{ms;m's'}|^2 k_{ms}^4}{k_{m's'}^2 (k_{m's'}^2 - k_{ms}^2)} \right]^{-1} \quad (9)$$

Поскільки базисні функції відомі (8), то матричні елементи $D(\rho, \vartheta)$ можуть бути обчислені для довільних a і n після чого на основі (9) встановлюються власні частоти системи. Зауважимо, що у даному випадку аналітичний результат можна подати у явному вигляді лише в асимптотичних випадках. За межами граничних випадків слід застосувати чисельні методи.

Отже, показано схему використання методу конформних перетворень для двомірної задачі на власні значення. Ефективність підходу демонструється прикладом, який в зв'язку з нерегулярністю контуру недоступний традиційним аналітичним підходам.

Література:

1. Ashcroft Neil W., Mermin David N., Solid State Physics, Holt and Wilson, V1, 1976, 422p
2. Kuno M., Introduction to Nanoscience and Nanotechnology, Springer, 2003, 356p.
3. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики, ИЛ, т 1, 1958, 942с.
4. Prosen T., Robnik M. Survey of the eigenfunctions of a billiard system between integrability and chaos, [Journal of Physics A. 1993. Т. 26. № 20](#). С. 5365-5373.
5. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функции комплексной переменной, «Наука», 1987, 688с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика - Нерелятивистская теория, Наука, 1988.

*проф. Гель П. В., студенти Масловська М.В., Шкарбуль І.С.
Вінницький національний аграрний університет*

МАГНІТНЕ ПОЛЕ ЗЕМЛІ І БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

Розглянути можливі механізми магнітного поля Землі і біологічних об'єктів

Магнітне поле Землі біля її поверхні становить $5 * 10^{-5}$ Тл (0,5 Гс), а межі магнітосфери $\sim 10^{-7}$ Тл (10^{-3} Гс). Магнітосфера – зовнішня і найбільш протяжна ділянка навколосемного простору, фізичні властивості якої визначаються магнітним полем Землі та його взаємодією з потоками заряджених частинок. Магнітне поле з денної сторони стиснуто сонячним вітром (плазма, що витікає з сонячної корони і розповсюджується в міжпланетний простір) і простягається на віддаль 70-80 тисяч кілометрів в напрямі до Сонця. З протилежної - нічної сторони, утворюється магнітний хвіст Землі протяжністю понад 5 млн. км.

Магнітне поле Землі має два джерела. Перше – це властиво Земля, яка є велетенським магнітом, на який припадає 99% всього поля. Друге джерело, набагато слабше, - потоки заряджених частинок в іоносфері й магнітосфері. Йонні потоки в атмосфері підвладні добовим коливанням температури. Тому ця складова магнітного поля Землі протягом доби зазнає коливань з амплітудою $(3 \div 6) * 10^{-8}$ Тл. Її називають змінною. У періоди сонячної активності (магнітні бурі) ці коливання можуть становити 10^{-6} Тл і більше.

Сучасні погляди на походження основного магнітного поля Землі спираються на гіпотезу про те, що в рідкому ядрі відбуваються турбулентні конвективні рухи електропровідної речовини, переважно розплавленого заліза, має місце інтенсивне переміщення маси, що призводить до самозбудження магнітного поля (гіпотеза «гідромагнітного динамо»). З позиції таких уявлень можна пояснити вікові варіації магнітного поля, багатократні зміни полярності геомагнітного поля Землі, дрейф їхніх полюсів

Вивчаючи крихітні магнітики глиняного посуду, цегли та ін. вчені дійшли висновку, що магнітне поле Землі за часів древніх греків 1,5 рази сильнішим, ніж тепер. Майже кожних півмільйона років магнітне поле Землі з невідомих причин змінювалося. Північний і південний полюси мінялися місцями. Вважають, що ці переміщення полюсів спричинювали важливі зміни на Землі, в тому числі і в еволюційному розвитку.

Зі змінами магнітного поля пов'язуються різноманітні катаклізми. Вимірювання, проведені за допомогою чутливих магнітометрів, виявили, що в усіх випадках локальні зміщення поверхні внаслідок сейсмічних дій супроводжуються різкою зміною магнітного поля. Навіть повторні поштовхи землетрусів змінюють магнітне поле Землі. Перед кожним поштовхом інтенсивність магнітного поля різко зростає, має місце падіння струму електричного опору гірських порід. Єдиного погляду на ці процеси немає.

Магнітне поле Сонця в два рази більше від земного і складає $\sim 10^{-4}$ Тл. Вивчаючи крок за кроком природу магнетизму, вчені дійшли до висновку, що

світ, загалом, від далеких туманностей до елементарних частинок – магнітний. Учені вважають, що саме завдяки магнітним полям, галактикам протягом мільярдів років вдається зберігати свою форму. Магнітні поля перешкоджають гравітаційним силам зім'яти галактики, зігнати їх до купи і призвести до гравітаційного колапсу. Завдяки магнітним силам наша Галактика обертається як єдине ціле, не розпадаючись.

Геоманітне поле та його зміни відіграють важливу роль в орієнтації живих організмів у просторі та часі. Воно може справляти орієнтуючу дію під час далеких міграцій риб і птахів, переміщення комах, черв'яків, молюсків та інших тварин. Хоча людина не відчуває магнітного поля, яке її оточує, деякі тварини здатні реагувати навіть на малі його зміни. Яким чином біологічні об'єкти реагують на магнітне поле? Можна припустити, що в організмі тварин знаходяться джерела постійного магнітного поля (власні магніти) або тварини володіють механізмом його детектування.

Здобуті у 70-80 роках двадцятого століття успіхи у створення сквідів (детекторів - магнетометрів), в яких робочий елемент знаходиться у надпровідному стані, дало можливість вимірювати наднизькі магнітні поля з індукцією до 10^{-16} Тл. Завдяки цьому були виявлені крихітні постійні магніти в зубах маленьких морських молюсків. Згодом кристали заліза розміром $\sim 0,1$ мкм були виявлені в болотних бактеріях, які отримали назву залізобактерій, оскільки залізо становить $\sim 1,5\%$ їхньої сухої маси. Кристалик заліза відіграє роль магнетика, і в зовнішньому магнітному полі Землі орієнтується вздовж ліній індукції. Проведені обчислення показали, що магнітний момент такої залізобактерії достатній для орієнтації в магнітному полі Землі, оскільки за кімнатної температури його енергія майже на порядок перевищує енергію теплового руху молекул.

Високою чутливістю до магнітного поля володіють бджоли. Відомо, що дикі бджоли орієнтують соти в новому вулику стосовно напрямку «північ-південь» точно так, як вони були орієнтовані в попередньому родинному вулику. Доведено що і в цьому випадку не обійшлося без магнетиту. Його кристалики розміщуються в передній частині черевця комах. Подібні дослідження проведені на голубах, миша та інших живих об'єктах. Зокрема, у голуба виявлені великі магнітні частинки розміром дещо менше $0,1$ мм, які розміщуються в м'язах шиї. Вважається, що зміна напрямку польоту птаха відносно силових ліній магнітного поля деформує тканини, що оточують магнетик, і передається через нервові закінчення в головний мозок. Якщо закріпити на голові голуба чи іншої тварини постійний магніт, або індукційну котушку, які створюють дезорієнтуюче магнітне поле щодо земного, то в усіх випадках тварини повністю втрачають здатність орієнтуватися і неспроможні знаходити шлях до своєї домівки. Тому перелітні птахи збиваються з курсу під час магнітних бур, поблизу потужних ліній передач, радіолокаційних станцій чи телевізійних антен.

Магнітні поля генеруються живими структурами і органами людського організму (серце, мозок, нерв). Наприклад, у період магнітних буревіїв

збільшується, в першу чергу, кількість серцево-судинних захворювань, погіршується стан хворих, які страждають гіпертонією та іншими недугами.

Розділ біофізики, який займається вивченням впливу зовнішніх природних і штучно створених магнітних полів на живі системи, називається *магнітобіологією*. Магнітні поля з індукцією **0,01 ÷ 0,1 Тл** зумовлюють переважно гальмівну дію на нервову систему, пригнічують умовні і безумовні рефлекси, змінюють електроенцефалограму в бік перевищення повільних ритмів, відбувається розширення судин, крововиливи, збільшується кількість лейкоцитів, має місце зміна властивостей тромбоцитів та швидкість осідання еритроцитів.

Магнітні поля впливають і на рослинний світ. Потужні магнітні поля близько **1 Тл** пригнічують ріст коренів, уповільнюють процеси фотосинтезу, викликають зміни в окислювальних процесах та інші ефекти. Деякі рослини орієнтують свою кореневу систему або стебло відносно магнітного поля (природного чи штучного), тобто для рослин властивий *магнітропізм*. Встановлено, що корені рослин, які вільно розвивалися, орієнтуються в напрямі південного магнітного полюса.

Оскільки магнітне поле характеризується великим проникненням і впливає, перш за все на регуляторні системи організму, воно може служити зручним інструментом для управління деякими біофізичними процесами.

Біоструми, які генеруються в живому організмі внаслідок життєдіяльності клітини, породжують низько інтенсивні магнітні поля з індукцією **10^{-14} – 10^{-11} Тл**, які отримали назву *біомагнітних*.

Біомагнітні поля кожного органу є специфічними, мають різну інтенсивність і, поряд з іншими методами діагностики, можуть дати цінну інформацію про стан окремого конкретного органу, а інколи й про організм в цілому. Основне завдання полягає в тому, щоб виділити ці надзвичайно слабкі магнітні поля на фоні різноманітних шумів. Ця задача розв'язана, завдяки застосуванню сквід-магнітометрів. Магнітоенцефалограми суттєво переважають електричні аналоги, дозволяючи більш чітко поставити діагноз. Проведені магнітографічні дослідження серця, сітківки ока, легень підтвердили високу перспективність цього методу. Можливості дослідження магнітних полів вражаючі. За допомогою МEG вдається фіксувати сигнали, які виражають намір людини здійснити якусь дію.

Література:

1. Холодов Ю. А., Козлов А. И., Горбач А. М. Магнитные поля биологических объектов. М., наука, 1987.
2. Вагин Ю.Е., Шестиперов В. А. Опыт локального воздействия электромагнитной энергии сверхвысокой частоты на биологически активные точки // Научные доклады высшей школы. Биологические науки. 1983. № 1, ст. 40-43.
3. Головин Н. И., Курик М. В., Гарнага Н. М. Магнитное поле Земли и здоровье человека – Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, № 5-6, Москва, 2002.

ст. викладачі Данилюк Т.О., Мельник М.Д., доц. Стасенко В.А.,
студент С.В. Кравець

Вінницький національний технічний університет

АНАЛІЗ СПЕКТРІВ ЯМР ШИРОКИХ ЛІНІЙ ПОЛІВІНІЛІДЕНФТОРИДІВ У ШИРОКОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ ІНТЕРВАЛІ

Проведено вивчення параметрів структури і молекулярного руху кристалічних та некристалічних областей ПВДФ у широкому інтервалі температур методом ЯМР широких ліній.

Нами був досліджений полівініліденфторид, одержаний хімічною полімеризацією емульсійним (ПВДФ-Е) і суспензійним (ПВДФ-С) методами. Вихідний порошок має α -модифікацію. Гнучкість макромолекул ПВДФ робить можливою його переробку звичайним методом гарячого пресування. Для варіювання структури полімерів використовувалась ізотермічна кристалізація з розплаву. Спосіб одержання зразків, їх густина, ступінь кристалічності $x_{ст}$, що одержана за густиною і ступінь кристалічності $x_{дин}$, що одержана за даними ЯМР, приведена в табл.1. Вивчення процесів молекулярного руху в зразках було виконане за допомогою радіоспектрометра фторпротонного резонансу РС-56/60.

Для розділення спектрів ЯМР на компоненти була складена на ЕОМ з використанням методу Марквардта [1]. З математичної точки зору суть задачі полягає в тому, щоб найкращим чином апроксимувати експериментальну криву сумою n - вибраних з тих чи інших міркувань аналітичних функцій[2].

Для описування компоненти складної лінії виявились придатними такі форми ліній:

Таблиця 1.

№	Спосіб приготування	$\rho, \text{г/см}^3$	$x_{ст}$	$x_{дин}$
1	2	3	4	5
	Режим неізотермічної кристалізації (200°С – 20°С)			
1а	плівка ПВДФ-С	1,768	0,44	0,44
1б	плівка ПВДФ-Е	1,753±0,0005	0,37±0,01	0,45±0,02
	Режим ізотермічної (200°С, $\tau_{кр} = 1,5$ год) і неізотермічної кристалізації			
2а	плівка ПВДФ-С	1,786	0,47	0,47
2б	плівка ПВДФ-Е	1,770	0,42	0,48

- форма лінії Лоренца (L):

$$y(x) = (\pi\beta)^{-1} \left[1 + \left(\frac{x}{\beta} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1)$$

- форма лінії Гауса (G):

$$y(x) = \pi^{-\frac{1}{2}} \beta^{-1} \exp \left[-\left(\frac{x}{\beta} \right)^2 \right] \quad (2)$$

Для описування широкої компоненти найбільш придатною виявилась форма лінії, що одержана при низькій температурі (LT):

$$\frac{dy(x)}{dx} = LT \left(\frac{x}{s} \right) \quad (3)$$

де $LT \left(\frac{x}{s} \right)$ - похідна низькотемпературної кривої з малою амплітудою модуляції, s – фактор стискування.

В свою чергу низькотемпературний спектр для даних зразків адекватно розкладається на суму двох функцій: G і CG – функцію, яка описує конволюційну ректангулярну функцію Гауса:

$$y(x) = \frac{1}{4c} \left[\left(\operatorname{erf} \frac{x+c}{\beta} \right) - \left(\operatorname{erf} \frac{x-c}{\beta} \right) \right] \quad (4)$$

Методом ЯМР широких ліній були одержані спектри зразків ПВДФ-С і ПВДФ-Е у широкому інтервалі температур. Лінія поглинання в явному вигляді не має двох компонент, як це спостерігається в частково кристалічному поліетилені [3], які можуть бути представлені у вигляді функцій (1) і (4) або (2) і (4).

Виявлено, що другий варіант розкладання має перевагу над першим, якщо судити за критерієм співпадання Φ розрахункової сумарної кривої з експериментально одержаною.

Функцію (4) ми зв'язали з власне кристалічною фазою, а функцію (2) з наявністю дефектів в кристалічній області. Ми одержали спектри ЯМР для ПВДФ-С і ПВДФ-Е в температурному інтервалі $-180^{\circ}\text{C} \dots 100^{\circ}\text{C}$ для дослідження фазової структури цих зразків.

Розподіл спектра ЯМР на компоненти зразка 1а (табл.1) в температурній області – $10^{\circ} \dots 20^{\circ}\text{C}$

Таблиця 2.

Комбінація форм ліній	Параметр відповідності експериментальних і розрахункових спектрів, $\Sigma\Phi/n$
LT, L	$8,7 \cdot 10^{-1}$
LT, G	$2,9 \cdot 10^{-1}$
LT, G, G	$0,16 \cdot 10^{-6}$
LT, L, L	--
LT, G, L	$0,78 \cdot 10^{-7}$

Аналіз спектрів ЯМР за методом К.Бергмана і К.Навоткі [3] здійснювався шляхом розкладання спектра:

1) на дві компоненти широку і вузьку, які відповідно описували загальмований і вільний рух протонів (іонів фтору), при цьому використовувались такі комбінації форм ліній: LT і G та LT і L;

2) на три компоненти: широку, проміжну і вузьку, які відповідно описують загальмований, менш загальмований і вільний рух протонів (іонів фтору); використовувались такі комбінації форм ліній: LT, G, G та LT, G, L.

Найбільш приданою для розкладання на компоненти є остання комбінація другого варіанту, при чому низькотемпературна форма лінії описує кристалічну фазу, а середня лінія – крива Гауса описує проміжну фазу. Так як проміжна фаза доволі велика і, очевидно, не може бути інтерпретована як перехідна фаза між кристалічною і аморфною, то рух, що описується вузькою і середньою компонентами, може бути описаний моделлю сіток, де середня та вузька компоненти представляють собою два різних способи руху ланцюжка всередині циліндра в залежності від величини вільного об'єму.

Використання указаних ліній дає хорошу відповідність експериментального спектра та розрахункового, а також шукану відповідність долі широкої компоненти ($x_{дин}$) та ступеня кристалічності ($x_{см}$) одержаним за густиною.

Література:

1. Merion J. Damed Least-Squares.Method for Automatic Lens Design.J.Optic. Soc.Amer., 1965, № 9 p.1105-1109.
2. Васильев Ф.П. “Численные методы решения экспериментальных задач”. М. «Наука». 1980, с.550.
3. Bergmann K., Navotki K., Eine neue Interpretation der Breitlinien Kernresonanzspectren von linearem Polyethylene. – Kolloid. Z.Z.Polimere, 1967, 219, p. 132 – 148.

ст. викл. Данилюк Т.О., ст. викл. Мельник М.Д., доц. Стасенко В.А.
Вінницький національний технічний університет

МУЛЬТИПЛЕТНІ РЕЛАКСАЦІЙНІ ПЕРЕХОДИ В ОБЛАСТІ СКЛУВАННЯ В ПОЛІВІНІЛІДЕНФТОРИДАХ

*Показана методика прогнозування діелектричних властивостей
полівініліденфторидів в залежності від способу полімеризації
та типу фізичної модифікації*

Полівініліденфториди (ПВДФ) є прикладом матеріалу, діелектричні та п'єзоелектричні властивості якого залежать від способу синтезу (емульсійного чи суспензійного) та типу фізичної модифікації одержаного полімерного матеріалу. В якості параметра, що характеризує величину діелектричних та п'єзоелектричних властивостей ПВДФ доцільно взяти метод діелектричної релаксації.

В експериментальних даних релаксаційної області ПВДФ замість очікуваної кругової діаграми ϵ'' (ϵ') була одержана діаграма несиметричного вигляду. Очевидно, внаслідок взаємоперекриття релаксаційних процесів, особливо в полімерах з гнучкими ланцюгами, експериментальні ізотерми ϵ'' (ϵ') представляють собою комбінацію елемента кола в низькочастотній частині діапазону та прямої лінії, у яку витягується крива на її високочастотній частині. Обробку таких експериментальних залежностей можна виконати за допомогою дисперсійної функції:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{(1 + (i * \omega)^{1-\alpha})^\gamma}$$

Параметр γ тут характеризує асиметрію функції розподілу часів релаксації.

Але описування експериментальних даних релаксаційної області цією дисперсійною функцією призводить до затушовування суперпозиції релаксаційних процесів двох, а можливо і трьох областей. В крайньому разі, вона надає можливості виділити із множини експериментальних даних ті, що вносять вклад окремо в процеси β' - і β - релаксації.

Поділ релаксаційних областей на основі експериментальних даних і вияв їх вкладу в дисперсійні процеси при температурах $T > T_{ck}$ можна здійснити методом Коул-Девідсона. Цей же метод був застосований для поділу β -релаксаційного процесу на компоненти, що відповідають за різні типи рухливості в цьому процесі.

Виявлений нами β' - релаксаційний процес є більш інтенсивним, ніж γ -процес, і проявляється при більш високих температурах. Зростання ϵ_{max} із температурою визначається, головним чином, збільшення параметра спектра часів релаксації обох процесів. Для β' - і β - релаксаційних процесів спостерігається істотна відмінність значень температур ($T_{d\beta'} = -40^\circ\text{C}$, $T_{d\beta} = -35^\circ\text{C}$).

В таблиці приведені діелектричні характеристики β' - релаксаційного процесу.

Діелектричні характеристики β' - релаксаційного процесу для неізотермічно закристалізованого ПВДФ-С

t°C	$\Delta\epsilon$	1- α	ϵ_m	$\nu=10\text{Гц}$	$\nu=2*10\text{Гц}$	$\nu=5*10\text{Гц}$	$\nu=10\text{Гц}$
-30	1,32	0,32	0,2	0,18	0,14	0,16	0,19
-27,5	1,11	0,44	0,24	0,22	0,25	0,25	0,23
-25	1,25	0,46	0,26	0,22	0,27	0,26	0,26
-22,5	1,08	0,49	0,28	0,22	0,3	0,33	0,3
-20	1,3	0,47	0,34	0,18	0,25	0,27	0,34
-17,5	1,36	0,5	0,35	0,1	0,17	0,17	0,32
-15	1,53	0,58	0,41	0,06	0,07	0,12	0,3

Природа β' - релаксаційного процесу може бути пов'язана з рухом у складчастих поверхнях кристалу, з рухом у паракристалічній області або з проявом нової області дисперсії.

Література:

1. Данилюк Т. Е., Кочервинський В.В., Мадорская Л.Я. «Влияние условий полимеризации на особенности морфологии и молекулярной подвижности поливинилиденфторидов». «Высокомолекулярные соединения», том А, XXVII, 1985, N5., с.382.

2. Данилюк Т.О., Мельник М.Д., Стасенко В.А. “Метод контролю синтезу полівініліденфторидів із заданими діелектричними та п'єзоелектричними властивостями для біомедичного використання”.

*к.т.н. ас. Думенко В.П., студенти Юрчик А.В., Суходольський С.М.
Вінницький державний педагогічний університет ім. М.Коцюбинського*

ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З БІОТКАНИНАМИ

Розглянуто переваги і недоліки застосування методу Монте-Карло для моделювання взаємодії лазерного випромінювання з біотканинами.

Вплив лазерного випромінювання на біологічний матеріал або реакція живої тканини на це випромінювання, обумовлено взаємодією фотонів і молекул або з'єднань молекул тканини. Атомарні і молекулярні процеси і наступні біологічні реакції виявлені ще не цілком. Відомі процеси можуть бути підрозділені на фотохімічну взаємодію, термічну взаємодію і нелінійні процеси.

Ступінь того або іншого впливу залежить:

а) від властивостей лазерного випромінювання (довжина хвилі, густина енергії, тривалість опромінення і частота повторення);

б) від властивостей біологічного матеріалу (коефіцієнт поглинання, коефіцієнт розсіювання, густина і т.д.).

Використовуючи поняття складового розсіювання у випадку густого середовища, яке є дійсним для багатьох біотканин, можна передбачити втрати енергії прохідного променя в густих тканинах за допомогою технологічного методу MonteCarlo. Метод Монте-Карло можна визначити як метод моделювання випадкових величин з метою обчислення характеристик їх розподілів. Модель MonteCarlo базується на макроскопічних оптичних властивостях, що приводить до поширення образу скінченно малих одиниць тканинного об'єму. Модель враховує складові розподілу випромінювальної енергії в межах кожної клітини.

Стационарна теорія передачі випромінювання (ТПВ) описується інтегрально-диференціальним рівнянням, яке описує розповсюдження світла в густому середовищі

$$\frac{\partial I(r, s)}{\partial s} = -\mu_t I(r, s) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(r, s') f(s, s') d\Omega', \quad (1)$$

де $I(r, s)$ – це відбиття від точки r у напрямку s , $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ – це абсолютний коефіцієнт послаблення, μ_a – коефіцієнт поглинання, μ_s – коефіцієнт розсіювання, $f(s, s')$ – функція розсіювання фази, Ω' – тілесний кут.

Якщо випромінювання проходить, це аналізується в області $G \in \mathbb{R}^3$, та ∂G – це область граничної поверхні, тоді граничні умови для ∂G можуть бути записані в основній формі

$$I(r, s) \Big|_{(sn) < 0} = S(r, s) + R I(r, s) \Big|_{(sn) > 0}, \quad (2)$$

де $r \in \partial G$, n – поверхневий вектор нормалі до ∂G , $S(r, s)$ – це розподіл світла, що падає на ∂G та R – це оператор відбиття.

Для оптичної дозиметрії випромінювання та проблеми нагріву, найчастіше використовують інтеграли від $I(r, s)$, які визначають абсолютну норму швидкості розподілу енергії, що випромінюється в точці r :

$$U(r) = \int_{4\pi} I(r, s) d\Omega, \quad (3)$$

Для дослідження розсіювання об'єктною прозорістю використовують функцію розподілу випромінювання на поверхні середовища $\Phi(\mathbf{r})$ (густина потоку випромінювання)

$$\Phi(r) = \int_{(sn) > 0} I(r, s)(sn) d\Omega, \quad (4)$$

де $r \in \partial G$.

Лазерний промінь входить у верхні плоскі шари. Припустимо, що просторовий та кутовий розподіли світла, що падає, може бути подано у формі

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = A(\mathbf{s})E(\mathbf{r}), \quad (5)$$

де $A(\mathbf{s})$ описує кутовий розподіл від джерела з одиничною енергією. Кожний i -тий шар характеризують параметри: μ_{ai} , μ_{si} та $f_i(\theta_s)$ [$\theta_s = \arccos(ss')$ - це кут розсіювання]; товщина d_i та показник заломлення базисного середовища n_i . Припускаючи постійність оптичних властивостей шарів в плоско-паралельних шарах, можна зробити висновок, що проблемою є симетрія будь-яких зрізів в цій площині. В статистичному моделюванні світлового розподілу це присвоєння середнього значення робиться не беручи до уваги просторового розподілу світла, що падає $E(\mathbf{r})$, та замість цього аналізується початкова точка, що розташована на початку системи координат, яка містить кутовий розподіл, описаний функцією $A(\mathbf{s})$. Так можна обчислити функції Гріна реакції середовища на одиницю зовнішньої дії $G(r)$, $G_T(r)$, $G_R(r)$, які визначаються абсолютною нормою швидкості розподілу в середовищі та поверхневим

розподілом передачі та відбиття випромінювання. Функції $U(r)$, $\Phi_T(r)$ та $\Phi_R(r)$ (індекс T – середній показник передачі, R – середній показник відбиття) можуть бути розраховані інтегруванням

$$U(x, y, z) = \iint G(x', y', z) E(x - x', y - y') dx' dy';$$

$$\Phi_i(x, y) = \iint G_i(x', y') E(x - x', y - y') dx' dy', \quad (6)$$

де $i = R, T$, x, y, z – координати точки r (z – вісь нормалі до поверхні шару у напрямку до середовища).

Якщо припустити, що промінь має радіальну симетрію, тобто $E(x, y) = E(R)$ де $R = (x^2 + y^2)^{1/2}$, тоді, в циліндричних координатах (R, z, θ , де θ – азимутальний кут в площині XY), рівняння (2.29) може бути переписане так:

$$U(R, z) = \int_0^\infty G(R', z) \left\{ \int_0^{2\pi} E \left[(R'^2 + R^2 - 2RR' \cos \theta)^{1/2} \right] d\theta \right\} R' dR' \quad (7)$$

Статистичне моделювання міграції фотонів реалізується таким чином.

Досліджувальна ділянка (R, z) ($0 \leq R \leq R_{\max}$, $0 \leq z \leq d$, $d = \sum_{i=1}^N d_i$) – це абсолютна товщина, N – номер шару, R_{\max} – вибирається так, щоб він задовольняв умови: кількість відбивань зовнішнім циліндром з радіусом R_{\max} повинна бути малою та розділена на комірки (i, j) . Кожний фотон характеризується трьома координатами та двома кутами ψ та ξ , які визначають напрямок міграції фотона ($0 < \psi < \pi$ та $0 < \xi < 2\pi$, де ψ – кут, який визначає напрямок від додатної осі z та ξ – це кут, який визначає напрямок від додатної осі x в площині $x-y$).

Коли починається міграція фотонів, кожний фотон розташований на початку системи координат, має початкову вагу W_0 , його випадковий напрямок визначається у відповідності з функцією $A(s)$, та використовується вираз

$$\alpha = \int_{x_{\min}}^{x_{\text{rnd}}} p(x) dx, \quad (8)$$

де α – випадкове число, що однорідно розподілене в інтервалі $[0; 1]$, $p(x)$ – густина ймовірності випадкової величини x , x_{\min} – це найменше значення x , а x_{rnd} – це вибране значення x . Після визначення міграції фотонів, обчислюється довжина їх вільного перебігу. При міграції фотона з шару l в шар m , відбиття від з'єднання між шарами потрібно додати до розрахунку. Для знаходження ймовірності відбиття фотона використовують формули Френеля. Під час міграції фотона від одного шару до іншого, довжина його пробігу повинна змінюватись відповідно до формули:

$$L' = L \mu_l / \mu_m, \quad (9)$$

де L та L' – відповідно старе та нове значення кроку довжини перебігу, що залишився.

Та частина маси фотона, яка пропорційна $1-a$ ($a = \mu_s / \mu_t$ – це інтенсивність одиничного розсіювання) буде зберігатися в комірці масиву Q_{ij} , який

характеризує поглинену енергію розсіювання в середовищі; i, j – індекси, які розраховуються у відповідності зі зміною координат фотону. Тоді значення кута розсіювання фотонів випрацьовується та процедура повторюється знов. Якщо на наступному кроці відтворення фотон виходить за межі середовища, частина його маси, яка пропорційна коефіцієнту передачі аналогічної межі, буде вкладена в комірку масиву Q_{Ti} (передачі) чи Q_{Ri} (відбиття). Значення індексу i визначається зміною координати R . Коли така процедура здійснюється, то для достатньо великої кількості фотонів N_p , Green функції середньої реакції обчислюються у відповідності з:

$$G_{ij} = \frac{Q_{ij}}{N_p V_{ij} \mu_{aij} W_0}; \quad (10)$$

$$G_{li} = \frac{Q_{li}}{N_p S_i W_0}, l = R, T,$$

де V_{ij} – значення (i, j) комірки, μ_{aij} – коефіцієнт поглинання шару де знаходиться комірка (i, j) , S_i – площа кільця, аналогічного зміні значення R .

Геометрія моделювання Monte-Carlo з інтегральною сферою проілюстрована на рис.1. Освітлення зразка може бути чи колімаційним чи дифузним. Лазерний промінь можна вважати колімуючим. Хоча відбиття світла від межі скло-повітря в основному набагато сильніше, ніж від межі скло-тканина, останній ефект також враховується, оскільки це може впливати на сторонні втрати.

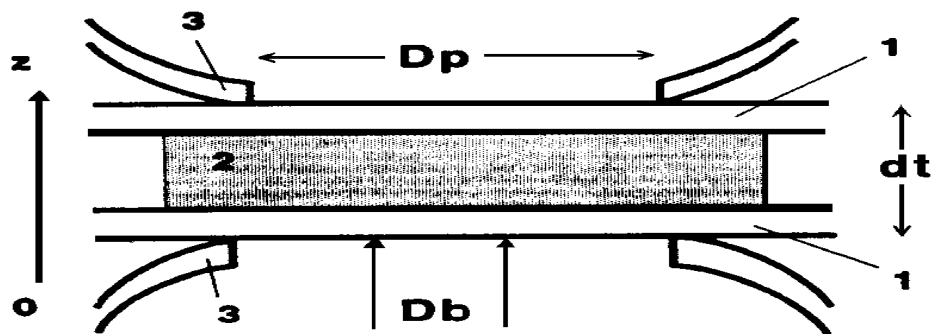


Рис.1. Геометрія моделювання Monte-Carlo
1 - скло; 2 - тканина; 3 - інтегральна сфера

Метод Монте-Карло використовується дуже часто, деколи некритично і неефективним чином. Він має деякі очевидні переваги:

а) Він не вимагає жодних пропозицій про регулярність, за винятком квадратичної інтегрованості. Це може бути корисним, оскільки часто дуже складна функція, чії властивості регулярності важко встановити.

б) Він наводить до здійснимої процедури навіть в багатовимірному випадку, коли чисельна інтеграція непридатна, наприклад, при числі вимірів, великим 10.

в) Його легко застосовувати при малих обмеженнях або без попереднього аналізу завдання.

Він володіє, проте, деякими недоліками, а саме:

- а) Границі похибки не визначені точно, але знаходяться з деякою ймовірністю. Це, проте, більш психологічна, ніж реальна, трудність.
- б) Статична погрішність зникає повільно.
- в) Необхідність мати випадкові числа.

Література:

1. Аналіз методів взаємодії оптичного випромінювання з біотканинами і шляхи їх удосконалення / [С.В.Павлов, В.П.Думенко, Т.І.Козловська та ін.] // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.– 2008. – №2. – С. 129-135.
2. Володарський Є.Т., Кошева Л.О. Статистична обробка даних: –К.: НАУ, 2008. – 308 с.
3. Петрук В.Г., Томчук М. А., Черноволик Г. О., Бозняк Ю. А. Розробка та аналіз математичної моделі трансформації випромінювання біотканиною // Вісник ВПІ.–2000.–№2.–С.18–22.
4. Шабаров В.Л., Жогун В.Н, Иванов А.П. и др. Рассеяние оптического излучения биологическими тканями // ЖПС. – Т.47, № 5. – 1987. – С.825–829.

проф. Гель П.В., студенти Коберник О.В., Вечірко М.В.
Вінницький національний аграрний університет

МЕТОДИ ОТРИМАННЯ НАДНИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР ТА ЇХ ВИКОРИСТАННЯ

Розглянуті сучасні методи, отримання наднизьких температур і нові технології їх застосування

Для зрідження газів, з критичною температурою значно нижчою від кімнатної, користуються методом глибокого охолодження, який ґрунтується на використанні додатного ефекту Джоуля-Томсона або на розширенні стисненого газу з виконанням зовнішньої роботи. Машини, в яких охолодження газу досягається виконанням роботи над зовнішніми тілами, називаються детандерами. У таких машинах одночасно використовується і дроселювання, і розширення газів.

Підвищення ефективності процесу зрідження водню досягається з використанням попереднього охолодження рідким азотом, а для зрідження гелію – рідким воднем .

Якщо створити розрідження над поверхнею рідкого гелію до 0,293 Па і примусити гелій кипіти, то можна досягти температури охолодження 0,7К.

Для отримання наднизьких температур використовують метод магнітного охолодження. Суть методу полягає в наступному. Намагнічують парамагнетик (здебільшого гадоліній сульфат) в найнижчій досяжній температурі (наприклад 0,7К). Поступальний і обертальний рухи в цьому температурному інтервалі припиняються. Магнітні моменти розмістяться в напрямі магнітного поля,

ентропія системи приймає мінімальне значення. Після вимкнення магнітного поля парамагнетик розмагнічується, магнітні моменти розвпорядковуються, ентропія системи зростає. Розвпорядковування магнітних моментів відбувається за рахунок внутрішньої енергії, внаслідок чого парамагнетик охолоджується нижче початкової температури. За допомогою цього методу досягається температура 0,001К.

Широко визнання здобув метод одержання наднизьких температур, який ґрунтується на розчиненні рідких ^3He і ^4He , що супроводжується реакцією з сильним поглинанням теплоти. Завдяки цьому методу і використанню ядерного магнетизму досягнуті наднизькі температури $2,7 \cdot 10^{-5}\text{K}$.

Постійно поглинаючи і випромінюючи фотони, атоми щораз більше сповільнюються, а газ охолоджується. Для цього потрібно $10^4 - 10^5$ актів зіткнень, що досягається через 10^{-3}c . Оригінальний новітній метод одержання ультранизьких температур ґрунтується на охолодженні розрідженого несконденсованого газу шляхом уповільнення руху атомів лазерним променем. Лазерне гальмування має резонансний характер – частота випромінювання лазера має співпадати з частотою одного з квантових переходів атома. З кожним поглинанням зустрічного фотона рухомий атом отримує імпульс, спрямований проти його швидкості, сповільнюючись на кілька сантиметрів за секунду. Через 10^{-8}c атом випромінює фотон, перейшовши в основний стан, але вже в іншому довільному напрямі методом магнітно-оптичної пастки. Цим методом досягнута температура $1,8 \cdot 10^{-7}\text{K}$

За такої температури атоми гелію рухаються зі швидкістю 2см/с.

Одним з практичних результатів цього методу охолодження є створення більш точних атомних годинників, які помилку в 1 с. зроблять за мільйон років.

Щоб охолодити систему до ще нижчих температур, зовсім недавно використано метод випаровувального охолодження. Він полягає в тому, що лазерно охолоджену газі найбільш «гарячим» атомам надавалась змога долати потенціальний бар'єр і вириватись з магнітної пастки. Відбувалося щось на кшталт «випаровування» з рівночасним охолодженням системи.

Відбиралися тільки ті «гарячі» атоми, для яких з накладанням змінного електричного поля виконувалася умова парамагнітного резонансу. Поєднання лазерного охолодження і примусового випаровування швидких атомів дало змогу досягти рекордної на сьогодні низької температури 10нК.

Низькі температури нашли надзвичайно широке застосування в науці, техніці, медицині, сільському господарстві, будівництві та в інших галузях. Широкого практичного використання набуло рідке повітря визнане джерело холоду, оскільки азот має нижчу критичну температуру, ніж кисень, він раніше випаровується і в «облозі» залишається кисень. Ця особливість використовується для одержання рідкого кисню. Шляхом фракційного випаровування рідкого повітря одержують інші складові повітря. Зокрема, інертні гази гелій, неон, аргон, криптон, ксенон і радон. Займаючи незначний об'єм, рідке повітря використовується в реактивних двигунах в якості компонент паливної суміші, для автогенного зварювання, прискорення доменного плавлення металу, для зарядження дихальної апаратури, що

використовується в глибоководних зануреннях тощо. Використання низьких температур безпосередньо пов'язано з одержанням зріджених газів. Останні дають змогу утримувати низькі температури в широкому інтервалі.

Одержанням і використанням зріджених газів займається окрема галузь кріогенна техніка. Основні задачі, які вирішує кріогенна техніка – зрідження газів, їх зберігання і транспортування у рідкому стані, розділення газових сумішей низькотемпературними методами (наприклад, виділення дейтерію ректифікацію рідкого водню); конструювання і виготовлення холодильних машин-детандерів, турбодетандерів, рефрижераторів, за допомогою яких створюється і підтримується температура нижче 120К.

Застосування кріогенних температур в низці галузей науки і техніки призвело до виникнення самостійних напрямів кріогенної техніки, наприклад, кріоелектроніки, кріобіології. Це зокрема, охолодження і термостатування в ділянці кріогенних температур надпровідних і електротехнічних пристроїв(магнітів, соленоїдів, трансформаторів, електричних машин і кабелів, вузлів ЕОМ), електронних приладів (приймачів інфрачервоного випромінювання), конструювання і розроблення апаратури і обладнання для проведення низькотемпературних наукових досліджень(кріостати, бульбашкові і водневі камери, кріогенна помпа, конденсаційна вакуумна помпа) та ін.

В останні чверті минулого століття успішно почала розвиватися кріобіологія – розділ біології, що вивчає дію на живі організми низьких і наднизьких температур, виявлення причин стійкості організмів до переохолодження, способів захисту живих клітин і тканин в процесі заморожування, з'ясування нижніх температурних границь життя, сутність анабіозу. Велике практичне значення мають методи зберігання і накопичення біологічних об'єктів з використанням низьких температур, виведення морозостійких рослин, порід дерев і чагарників, вивчення зимівлі шкідників сільськогосподарських рослин, діяльність людини в північних широтах, космічна біологія.

Живі клітини рослин та тварин з охолодженням, як правило, гинуть. Це зумовлено утворенням кристалів льоду всередині клітини. Ріст кристалів супроводжується руйнуванням мембрани клітини. Для збереження живих систем в умовах низьких температур застосовують захисні речовини – кріопротектори (гліцерин, гліколіз), кріопротектори послаблюють ефект кристалізації, тим самим сприяючи збереженню цілісності клітинних мембран. Кріопротектори дозволяють, використовуючи низькі температури, зберігати тривалий час у законсервованому стані крові, живі тканини, органи, які використовуються у медицині для трансплантації, а також сперму домашніх тварин, необхідну для проведення штучного запліднення. З метою уникнення утворення кристаликів льоду в останніх роках почали використовувати метод охолодження з надвеликою швидкістю(1000 К/с).У цьому випадку вода, що міститься в клітинах, переходить в аморфний стан, не руйнуючи клітину.

Низькі температури використовуються в лікувальній практиці. З'явилися окремі галузі медицини, які використовують низькі температури: кріогенна медицина, кріотерапія, кріохірургія. Кріотерапія – лікування холодом,

використовуються для операції на серці, великих судинах, головному мозку.

У рідкому азоті з температурою - 196 °С зберігаються десятки і сотні тисяч одиниць препаратів біологічних тканин та клітин від плаценти, фрагментів нирок і кісток до суспензій клітин печінки, хрящової та нервової тканин. Особливої ваги ця практика набула після 1998 р. коли вчені віднайшли можливість виділення стовбурових клітин кордової (пуповинної) крові. Стовбурові клітини мають здатність за потреби перетворюватися в організмі на будь-яку спеціалізовану тканину. Стовбурові клітини вже успішно використовуються у лікуванні багатьох десятків різноманітних патологій та захворювань. Найвідомішою сферою застосування стовбурових клітин є трансплантація кісткового мозку, у лікуванні лейкемії та інших форм раку і захворювань крові. Стовбурові клітини відкривають воістину фантастичні можливості, аж до повної реконструкції людини(заміни ушкоджених чи постарілих органів) неймовірного продовження людського життя. Створюються банки пуповидної крові. Після розморожування за особливою технологією, клітини трансплантують пацієнтові під шкіру чи у вену для відновлення кровотворення, вирощування необхідних клітин. Організм їх не відторгає. Ні операцій, ні таблеток, ні опромінення. Цей метод називають «медициною ХХІ століття».

На використанні низьких і наднизьких температур ґрунтується робота найсучасніших приладів і апаратів для медичної діагностики, виявлення вмісту радіонуклідів у речовинах і продуктах харчування, вимірювання наднизьких магнітних полів та багато іншого.

Література:

1. Лоунасмаа О.В. Принципы и методы получения температуры ниже нуля. К.Москва 1977.
2. Новые направления криогенной техники, пер.с англ.м.1986.
3. В.І.Вайдамич, Г.М.Пенцак. Фізика. Львів 2009.

доц. Левчук О.В, студент Погребний Л.П.
Вінницький національний аграрний університет

ОПТИМІЗАЦІЯ ПРОЦЕСІВ ТЕПЛООБМІНУ

Наведені приклади аналізу окремих вузлів теплоенергетичного обладнання з використанням пакету програм Mathcad

Основним завданням при створенні будь-якого теплового обладнання є визначення оптимальних конструктивних параметрів його вузлів. Це викликає потребу у виконанні значної кількості теплотехнічних обчислень. Мета цих обчислень – визначення оптимальних параметрів обладнання. На першій стадії доцільне проведення аналізу окремих процесів і елементів теплоенергетичного обладнання. Нижче наведені приклади аналізу окремих вузлів теплоенергетич-

ного обладнання з використанням пакету програм Mathcad [1], які ми здійснювали в своїх останніх дослідженнях.

Приклад 1. Зміна розподілу температур між тілом ребра та навколишнім середовищем по довжині ребра потребує введення поняття коефіцієнта ефективності ребра. Обчислити ефективність сталевого ребра (коефіцієнт теплопровідності $\lambda_p = 45 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, товщина ребра $\delta_p = 0,001 \text{ м}$), якщо висота ребра h_p змінюється $0,01 \dots 0,1 \text{ м}$. Коефіцієнт тепловіддачі від поверхні ребра до навколишнього повітря $\alpha_p = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Розв'язання. Коефіцієнт ефективності ребра обчислюється за формулою

$$E = \frac{th \left[\left(\frac{h_p}{\delta_p} \right) \sqrt{2 Bi} \right]}{\left[\left(\frac{h_p}{\delta_p} \right) \sqrt{2 Bi} \right]}, \quad \text{де } Bi = \frac{\alpha_p \delta_p}{\lambda_p} - \text{число Біо.}$$

Для розв'язання задачі в пакеті програм Mathcad перетворимо з урахуванням значень ефективності ребра рівняння розрахунку ефективності ребра до зручного для розрахунків до вигляду $1884(0,1n)^{-0,2}$. Побудуємо графік цієї залежності розглядаючи зміни діаметру ребра від $0,01$ до $0,1 \text{ м}$ з кроком $0,01 \text{ м}$.

$n := 1..10$

$0,01 \cdot n = \quad 1884 \cdot (0,1 \cdot n)^{-0,2} =$

0.01	$2,986 \cdot 10^3$
0.02	$2,599 \cdot 10^3$
0.03	$2,397 \cdot 10^3$
0.04	$2,263 \cdot 10^3$
0.05	$2,164 \cdot 10^3$
0.06	$2,087 \cdot 10^3$
0.07	$2,023 \cdot 10^3$
0.08	$1,97 \cdot 10^3$
0.09	$1,924 \cdot 10^3$
0.1	$1,884 \cdot 10^3$

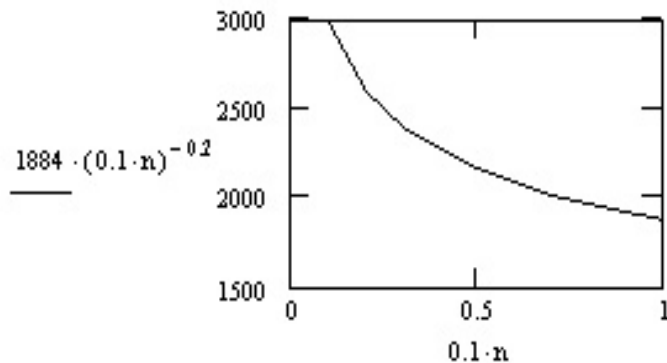


Рис. 1. Залежність значення ефективності ребра від його висоти

З Рис. 1. видно, що зі збільшенням висоти ребра його ефективність зменшується.

Приклад 2 Між двома плоскими стінками існує прошарок рідини товщиною $\delta = 0,015 \text{ м}$. Температура однієї поверхні $T_1 = 298 \text{ К}$, іншої – $T_2 = 328 \text{ К}$. Визначити яку рідину доцільно залити між цими стінками, щоб отримати максимальне значення еквівалентної теплопровідності цьому прошарку рідини.

Розв'язання. Числа подібності, які характеризують процес теплообміну при природній конвекції в прошарку рідини:

$$Gr_{\delta} = g\delta^3 \beta(T_1 - T_2)/\nu^2; \quad Ra = Gr_{\delta} \cdot Pr$$

Коефіцієнт конвекції [2]: $\varepsilon = 0,4 \cdot Ra^{0,2}$, тоді значення еквівалентної теплопровідності $\lambda_{\varepsilon} = \varepsilon \cdot \lambda$.

Для розв'язання задачі розглянемо фізичні властивості наступних рідин для середньої їхньої температури: $T = (T_1 + T_2)/2 = (298 + 328)/2 = 313K$; вода $\lambda = 0,635$ Вт/(м К); $\nu = 6,59 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\beta = 3,87 \cdot 10^{-4} / \text{К}$; $Pr = 4,31$; хладон R22 $\lambda = 0,008$ Вт/(м К); $\nu = 1,96 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\beta = 39,95 \cdot 10^{-4} / \text{К}$; $Pr = 3,67$; хладон R113 - $\lambda = 0,068$ Вт/(м К); $\nu = 3,59 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\beta = 15,4 \cdot 10^{-4} / \text{К}$; $Pr = 7,88$; хладон R11 - $\lambda = 0,084$ Вт/(м К); $\nu = 2,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\beta = 16,5 \cdot 10^{-4} / \text{К}$; $Pr = 4,09$.

Виконаємо розрахунки в пакеті програм Mathcad:

$$\begin{array}{l}
 T1 := 298 \quad T2 := 328 \quad \delta1 := 0.015 \quad g1 := 9.81 \\
 \lambda1 := 0.635 \quad \lambda2 := 0.08 \quad \lambda3 := 0.068 \quad \lambda4 := 0.084 \\
 \nu1 := 6.59 \cdot 10^{-7} \quad \nu2 := 1.96 \cdot 10^{-7} \quad \nu3 := 3.59 \cdot 10^{-7} \quad \nu4 := 2.6 \cdot 10^{-7} \\
 \beta1 := 3.87 \cdot 10^{-4} \quad \beta2 := 39.95 \cdot 10^{-4} \quad \beta3 := 15.4 \cdot 10^{-4} \quad \beta4 := 16.5 \cdot 10^{-4} \\
 Pr1 := 4.31 \quad Pr2 := 3.67 \quad Pr3 := 7.88 \quad Pr4 := 4.09 \\
 Ra1 := g1 \cdot \delta1^3 \cdot \beta1 \cdot (T2 - T1) \cdot \frac{Pr1}{\nu1} \quad Ra1 = 2.514 \quad Ra3 := g1 \cdot \delta1^3 \cdot \beta3 \cdot (T2 - T1) \cdot \frac{Pr3}{\nu3} \quad Ra3 = 33.575 \\
 Ra2 := g1 \cdot \delta1^3 \cdot \beta2 \cdot (T2 - T1) \cdot \frac{Pr2}{\nu2} \quad Ra2 = 74.3 \quad Ra4 := g1 \cdot \delta1^3 \cdot \beta4 \cdot (T2 - T1) \cdot \frac{Pr4}{\nu4} \quad Ra4 = 25.781 \\
 Ra := \begin{pmatrix} 2.514 \\ 74.3 \\ 33.575 \\ 25.781 \end{pmatrix} \quad 0.4Ra^{0.2} = \begin{pmatrix} 0.481 \\ 0.947 \\ 0.808 \\ 0.766 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \lambda11 := 0.481\lambda1 \quad \lambda11 = 0.305 \\ \lambda21 := 0.947\lambda2 \quad \lambda21 = 0.076 \\ \lambda31 := 0.808\lambda3 \quad \lambda31 = 0.055 \\ \lambda41 := 0.766\lambda4 \quad \lambda41 = 0.064 \end{array}
 \end{array}$$

Рис. 2. Обробка даних в пакеті програм Mathcad

На основі виконаних розрахунків можна зробити висновок, що як рідину з високою ефективною теплопровідністю доречно використовувати воду.

Література:

1. Кудрявцев Е.М. Mathcad 2000 Pro. – М.: ДМК Пресс, 2001. – 576 с.
2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача.– 4-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 417 с.
3. Димо Б.В. Практикум з тепломасообміну. Навч.посібник.–Миколаїв: УДМТУ, 2003. – 136 с.

доц. Дзись В.Г.¹, студенти Леськов А.А.¹, Козловський В.В.¹, Дубчак О.В.²

¹Вінницький національний аграрний університет

²Вінницький національний технічний університет

СУШИЛЬНА УСТАНОВКА З ТЕПЛОВИМ НАСОСОМ СТІРЛІНГА

Описано сушильну установку працюючу на принципі теплового насоса Стирлінга

Досить перспективним напрямком у Стірлінг-технологіях є використання теплових насосів, що працюють за зворотним циклом Стірлінга [1]. Відомо, що при використанні зворотного циклу Стірлінга, якщо приводити двигун Стірлінга в рух за допомогою якого-небудь зовнішнього джерела, то "гарячий" циліндр буде охолоджуватися, а "холодний" - нагріватися. При цьому зовнішня енергія витрачається не безпосередньо на розігрів, а на "перекачування" тепла з холодної частини в теплу. Для ідеального циклу к.к.д. такої системи

$$\eta_i = \frac{T_x}{T_2 - T_x}, \quad (1)$$

а реальний к.к.д складає

$$\eta = 0,3 \dots 0,5 \eta_i, \quad (2)$$

де T_x - абсолютна температура холодної частини, T_2 - абсолютна температура гарячої частини (рис. 1).

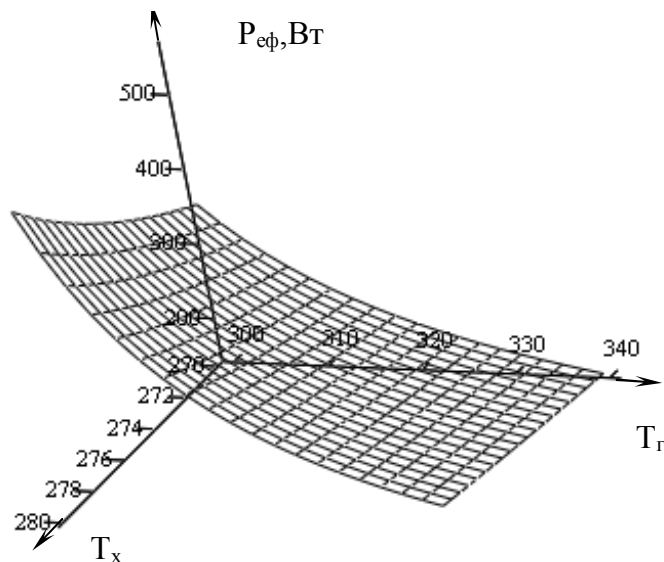


Рис.1. Ефективність теплового насоса Стирлінга ($P_{пр}=100$ Вт)

Принциповою відмінністю теплових насосів Стирлінга від інших типів теплових насосів є те, що робоче тіло теплового насоса Стирлінга в процесі всього циклу не міняє свого фазового стану, що дозволяє використовувати низькопотенціальну теплоту навколишнього середовища при температурі нижче 0°C . Їх широко застосовують в кріокулерах, холодильниках, в системах

теплопостачання та кондиціювання житлових будинків [2]. Особливо привабливим є застосування теплових насосів Стірлінга в сушильних установках (рис.2).

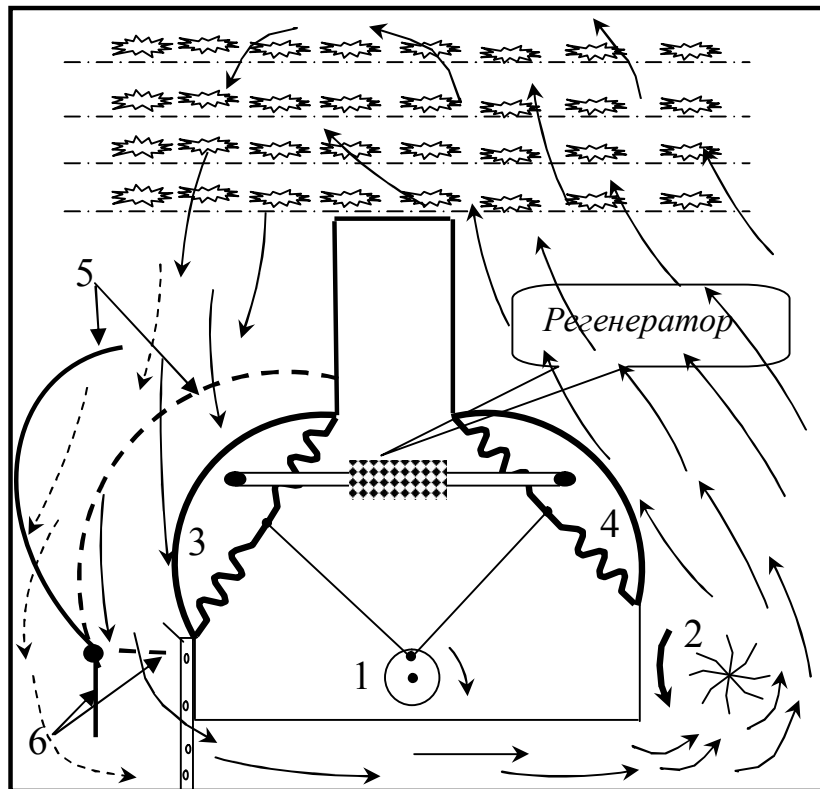


Рис. 2. Схема сушильної установки

При кімнатній температурі T_k сировина для сушки (фрукти, овочі) завантажується у термоізолювану герметичну сушильну камеру установки. Електродвигун 1 установки приводить в рух механізм теплового насоса. Вентилятор 2 створює у сушильній установці круговий повітряний потік. Тепловий насос Стірлінга перекачує тепло із холодної частини 3 сушильної установки до її гарячої частини 4. У гарячій частині повітря нагрівається, потім потрапляє у сушильну камеру установки. Проходячи робочу камеру, повітря нагріває завантажену сировину, відбирає від неї частину вологи. В режимі нагріву (заслінки 5, 6 відкриті) вологе повітря циркулює по малому контуру. При охолодженні холодної частини температури на 10-15 К нижче точки роси заслінки 5 і 6 закриваються. Потік зволоженого повітря потрапляє у холодну частину установки, де охолоджується. Частина вологи конденсується на холодильнику, конденсат під дією гравітаційних сил стікає у ємкість. Конденсат містить корисні компоненти і може бути використаний для технологічних потреб. Відібране тепло перекачується тепловим насосом від холодної частини сушильної установки до її гарячої частини. При досягненні холодною частиною установки температури близької до точки роси відкривається заслінки 5, 6 закриваються, і процес повторюється до досягнення необхідної залишкової вологості завантаженої сировини.

Теплообмін в циліндрах теплових машин Стірлінга досить складний [3]. Термодинаміка та фізико-математичні моделі процесу носять оціночний характер, в першому наближенні динаміка зміни температури гарячої та холодної частин теплового насоса сушильної установки має вигляд (рис.3) :

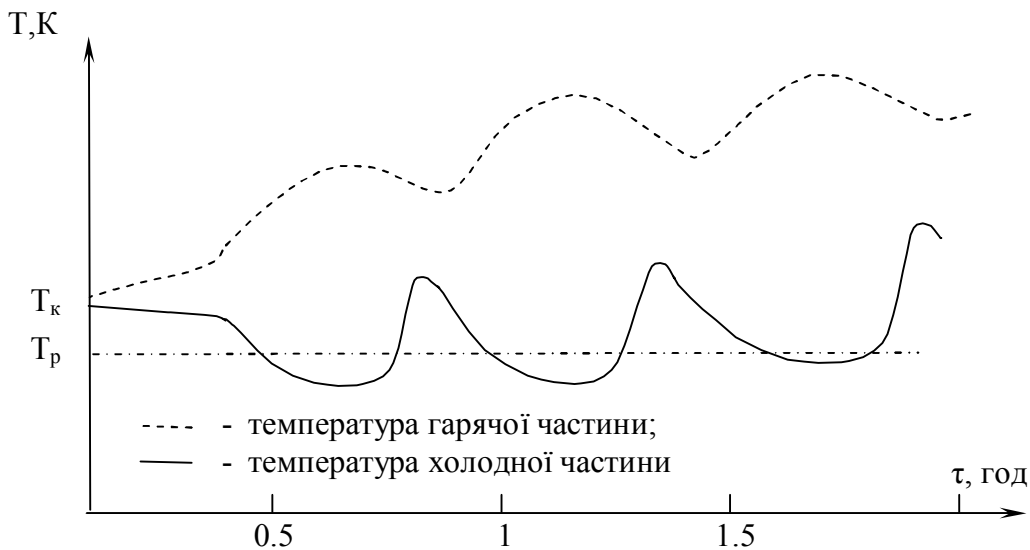


Рис. 3. Динаміка зміни температури робочих частин установки

Прийmemo, що $T_x = 280K$, $T_z = 340K$, отримаємо $\eta \approx 1,6...2,0$. Отже, при потужності електродвигуна установки $P = 100W$ тепловий насос за 10 год. роботи „перекачає” від холодної частини двигуна до гарячої частини понад $5кДж$ теплоти, переважна більшість, якої витрачається на пароутворення, що забезпечує в процесі сушіння виведення з сушильної камери установки $0,1-0,2$ кг вологи. Оскільки, відпрацьоване тепло в сушильній установці не викидається у навколишнє середовище, а тільки „перекачуються” з холодної частини до гарячої, то її робота з енергетичної точки зору набагато ефективніша, ніж робота звичайної сушильної установки. Крім того, цикл установки замкнений, що виключає забруднення навколишнього середовища і дає можливість працювати з екологічно небезпечними матеріалами.

Література:

1. Уокер Г. Двигатели Стирлинга. – М.: Машиностроение, 1985. – 408с.
2. Горожанкин С.А. Эффективность тепловых насосов, работающих по циклу Стирлинга // Коммунальное хозяйство городов: Науч.- техн. сб. Вып.21.– К.: Техника, 2000.–С.109-111.
3. Горожанкин С.А. Теплообмен в цилиндрах машин Стирлинга // Вісник ДонДАБА. Вип.2001-2(27). - 2002. – С.149-153.

доц. Дзись В. Г., студ. Григоренко І. О., Казанець О.О., Поперечний Б.Д.,
Вінницький національний аграрний університет
ст. викладач Поспелов І.М.
Вінницький національний технічний університет

ВПЛИВ МОЛЕКУЛЯРНОЇ СКЛАДОВОЇ НА В'ЯЗКІСТЬ РУБІДІЮ В ГАЗОВІЙ ФАЗІ

*Приведено результати обробки експериментальних даних
по в'язкості пари рубідію*

При температурах до 2000 К і тисках 1...1500 кПа лужні метали в газовій фазі можна розглядати як бінарну газову суміш, що складається з атомів і двоатомних молекул, між якими протікають реакції дисоціації.

Теоретичні методи розрахунку коефіцієнтів переносу пари лужних металів істотно обмежені через відсутність досить точних даних про потенціали взаємодії “атом-молекула” і ”молекула-молекула”. Існуючі методи розрахунку пов'язані з рядом спрощень, що зводять результати таких розрахунків на рівень оцінок. Експеримент поки є єдиним джерелом одержання необхідної інформації про коефіцієнти переносу пари лужних металів. Теорія [1] дає можливість із експериментальних даних по в'язкості або теплопровідності одержати значення абсолютних перерізів зіткнень “атом-атом” $\sigma_{11}^2 \Omega_{11}^{(2,2)*}$ та відносних перерізів зіткнень “атом-молекула” β_{12}^2 і, використовуючи їх, розрахувати коефіцієнти теплопровідності та в'язкості пари в широкому інтервалі параметрів стану.

В'язкість та теплопровідність пари лужного металу можна виразити через два параметри: ефективні перерізи зіткнень “атом-атом” $\sigma_{11}^2 \Omega_{11}^{(2,2)*}$ та відносні – “атом-молекула” β_{12}^2 [1]. Ефективні перерізи зіткнень “атом-атом” характеризують залежність в'язкості та теплопровідності одноатомної пари від температури, а відносні – залежність від концентрації двоатомних молекул, яка є функцією тиску.

Залежність в'язкості та теплопровідності одноатомної пари від температури описується лінійними рівняннями:

$$\eta_1(T) = \eta_0 + A(T - 1000), \quad (1)$$

За схемою ідеального дисоціюючого газу [1], залежність в'язкості та теплопровідності від температури та тиску (концентрації двоатомних молекул) описується рівнянням:

$$\eta(T, x_2) = \eta_1(T) \left(1 + \sum_{n=1}^m A_n x_2^n \right), \quad (2)$$

де x_2 – молярна доля двоатомних молекул в парі, A_n – коефіцієнти, які визначаються через відносні перерізи зіткнень та термодинамічні константи.

На основі експериментальних даних по в'язкості пари рубідію [2], при енергії дисоціації молекул $D_{0Rb}^0 = 48570 \pm 1000$ Дж/ моль [3], за методикою [1]

одержано значення абсолютних перерізів зіткнень “атом-атом” (табл.1). Встановлено залежність в’язкості одноатомної пари від температури (від концентрації молекул)

$$\eta_1 \cdot 10^7 = 268.4 + 0.233(T - 1000), \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad (3)$$

визначено відносні перерізи зіткнень “атом-молекула” $\beta_{12}^2 = 2,3 \pm 0,2$ та числові значення коефіцієнтів рівняння 4 (табл.2), використовуючи які, розраховано коефіцієнти переносу пари рубідію в інтервалі температур 700-1900 К при

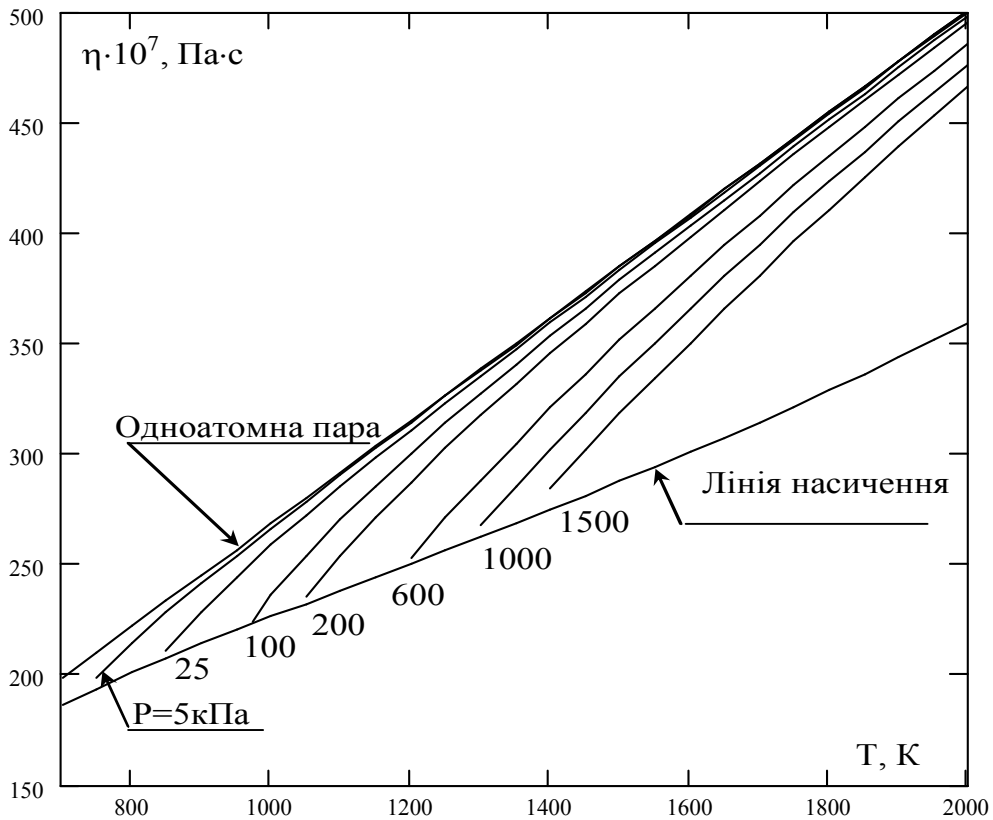


Рис.1. В’язкість пари рубідію.

тисках 1-1500 кПа, включаючи лінію насичення (рис.1).

Таблиця 1.

Перерізи зіткнень „атом – атом”

T, K	700	900	1000	1100	1200	1300	1500	1700	1900
$\sigma_{11}^2 \Omega_{11}^{(2,2)*}, \text{ \AA}^2$	27.5	24.9	23.7	22.7	21.7	20.9	19.4	18.2	17.1

Таблиця 2.

n	1	2	3
A_n	-1,916	3,594	-6,615

Тиск пари на лінії насичення визначався за [4], термодинамічні константи, необхідні при розрахунку складу пари взято із [5]. Середня похибка коефіцієнтів переносу складає 3%.

Концентрація двоатомних молекул в парі рубідію визначається температурою, тиском та енергією дисоціації молекул, тому відносні перерізи

зіткнень “атом-молекула” β_{12}^2 дуже чутливі до значень енергії дисоціації молекул (табл. 3).

Таблиця 3.

Енергія дисоціації		$\eta_0 \cdot 10^7, \text{ Па} \cdot \text{с}$	$A \cdot 10^7, \frac{\text{Па} \cdot \text{с}}{\text{К}}$	β_{12}^2
$D_0^0, \text{ Дж / моль}$	Літ. джерело			
41800	[6]	268,9	0,241	4,4
45400	[7]	268,3	0,235	3,0
47000	[8]	268,5	0,233	2,6
48570	[3]	268,4	0,233	2,3

Література:

1. Vargaftik N.B., Jargin V.S. Thermal conductivity and viscosity of the gaseous phase// Handbook of Thermodynamic and Transport Properties of Alkali Metals/ Ed.R/ Ohse.–Oxford, 1985. P.785-842.
2. Дзись В.Г., Степаненко И.Ф., Яргин В.С. Экспериментальное исследование вязкости цезия и рубидия в газовой фазе при высоких температурах /М.: МАИ, 1989. 38 с. Деп. ВИНТИ № 4206-В90.
3. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. - М.: Наука, 1972. 726 с.
4. ГСССД 12-87. Давление насыщенных паров при высоких температурах / А.Г. Мозговой, В.В. Рошупкин, М.А. Покрасин . -М.: Изд-во стандартов, 1988.- 38 с.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ:/ Гурвич Л.В. и др. под ред. В.П.Глушко, 3-е изд., т.4. Кн.2. - М.: Наука, 1972, - 726 с.
6. Placente V., Desideri A., Bardi G. The Thermophysical properties of the Rubidium Vapors.– J. of Cemical Thermodynsmics, 1973, v. 5, № 1. P. 219–223.
7. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.: Атомиздат, 1980. –240с.
8. Loovis F.W., Kusch P. Molecular Spectra and Molecular Structure of Rb_2 . – Physical Review, 1934, v. 45. P. 292–298.

*ст. викл. Данилюк Т.О., ст. викл. Мельник М.Д., доц. Стасенко В.А.
Вінницький національний технічний університет*

ВПЛИВ ФІЗИЧНОЇ МОДИФІКАЦІЇ НА ДІЕЛЕКТРИЧНІ ТА П'ЄЗОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОЛІВІНІЛІДЕНФТОРИДІВ

Показано прогнозування діелектричних властивостей полівініліденфторидів за допомогою ЯМР широких ліній

Полівініліденфториди (ПВДФ) є прикладом матеріалу, діелектричні та п'єзоелектричні властивості якого залежать від ступеня зшивки макромолекул. ПВДФ, крім того, є біологічно інертним матеріалом, тому його застосування у біомедицинській техніці може привести до покращання технічних характеристик

діагностичної та терапевтичної апаратури.

Однак властивості ПВДФ залежать від вибраного методу його синтезу, і можуть змінюватися у досить широких межах у відповідності до зміни параметрів синтезу (температури, тиску тощо). Внаслідок цього виникає задача контролю характеристик ПВДФ в процесі його синтезу із метою отримання матеріалу із заданими біомедичними та електричними властивостями.

В якості параметра, що характеризує величину діелектричних та п'єзоелектричних властивостей ПВДФ, доцільно взяти спектр ЯМР широких ліній, оскільки при застосування цього методу у досліджувану речовину практично не вносяться сторонні збурення. До того ж, цей метод є дистанційним, що є важливим для його застосування в технологічному процесі виготовлення речовини [1].

Дослідження показали, що для опису компонент складної лінії ЯМР доцільно застосувати такі елементи, як лоренцівська крива та гаусівська крива [2].

Методом ЯМР широких ліній було знято спектри зразків суспензійного та емульсійного ПВДФ. Виявлено, що низькотемпературна форма лінії описує кристалічну, лоренцівська – аморфну, а гаусівська – проміжну фази.

Таким чином, використання методу ЯМР широких ліній дозволяє створити новий метод контролю синтезу ПВДФ для отримання матеріалів із заданими діелектричними та п'єзоелектричними властивостями для подальшого його застосування у біомедичній техніці.

Література:

1. Данилюк Т. Е., Кочервинський В.В., Мадорская Л.Я. «Влияние условий полимеризации на особенности морфологии и молекулярной подвижности поливинилиденфторидов». «Высокомолекулярные соединения», том А, XXVII, 1985, N5., с.382.

2. Данилюк Т. Е., Зеленев Ю.В. «Анализ спектров ЯМР широких линий поливинилиденфторидов». Депон. в УкрНПНТі., 26.03.89, №1967. Укр-89.

доц. Левчук О.В, студент Козленко Р.Б.
Вінницький національний аграрний університет

МОДЕЛЮВАННЯ АВТОКОЛИВАНЬ ТА ДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ В СЕРЕДОВИЩІ MATHCAD

*Розглядаються способи моделювання автоколивань та динамічних систем
в середовищі Mathcad*

Нині розв'язок деяких нелінійних динамічних систем можливий лише в чисельному вигляді. Тому поява нових інформаційних технологій спричинила їхній бурхливий розвиток за останні півстоліття.

Розглянемо розв'язок рівняння Ван дер Поля, яке описує електричне

коливання в закритому контурі, який складається з послідовно з'єднаного конденсатора, індуктивності, нелінійного опору і елементів, які забезпечують підкачку енергії (Рис.1.). Невідома функція часу $y(t)$ має зміст електричного струму, а в параметрі μ закладені кількісні відношення між складовими електричного ланцюга, в тому числі і нелінійної компонентної опору.

Розв'язком рівняння Ван де Поля є коливання, вигляд яких для $\mu = 1$ зображено на Рис.1. Вони називаються автоколивання і принципово відрізняються від, наприклад, коливань маятника, тим, що їх характеристики (амплітуда, частота, спектр) не залежать від початкових умов, а знаходять виключно властивостями самої динамічної системи. Через деякий час після виходу з початкової точки розв'язок виходить на один і той же цикл коливань, який називають критичним циклом. Аттрактор типу критичного циклу є замкненою кривою на фазовій площині. До нього асимптотично притягуються всі окресленні траєкторії, які виходять із різних початкових точок, як з середини (рис.1), так і з зовні (рис.2) критичного циклу.

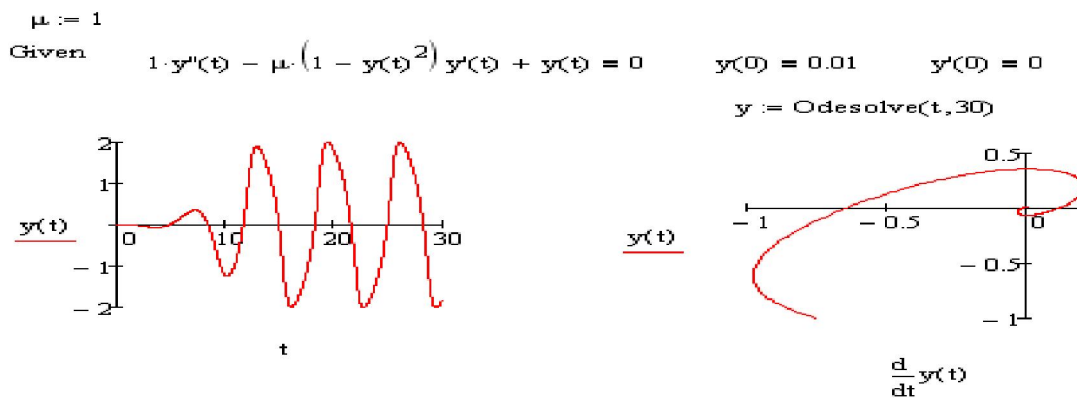


Рис. 1. Графік розв'язку та фазовий портрет рівнянь Ван дер Поля

Одна з найвідоміших динамічних систем була представлена в 1963р. Лоренцем в якості спрощеної моделі конвективних турбулентних рухів рідини в посудині, що нагрівається тороїдальної форми. Система складається з трьох однорідних диференціальних рівнянь і має три параметри моделі (Рис.3). Оскільки невідомих функцій три, то фазовий портрет системи має знаходитись не на поверхні, а в тривимірному просторі.

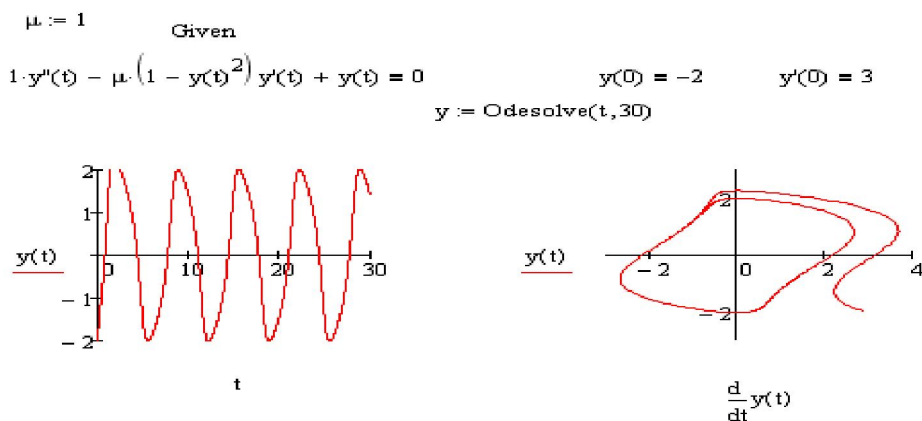


Рис. 2. Розв'язок рівнянь Ван дер Поля при інших початкових умовах

Розв'язком системи Лоренца при певній відповідності параметрів (Рис.3) є аттрактор Лоренца, який притягує безліч траєкторій на фазовому просторі, які за виглядом відповідають випадковому процесу. В деякому розумінні, аттрактор Лоренца є стохастичними автоколиваннями, які підтримуються в динамічній системі за рахунок зовнішнього джерела.

Розв'язок у вигляді аттрактор Лоренца з'являється тільки при деяких відповідностях параметрів. В якості прикладу на (Рис.3, б) наведено результат для $r = 10$ і тих же значень останніх параметрів.

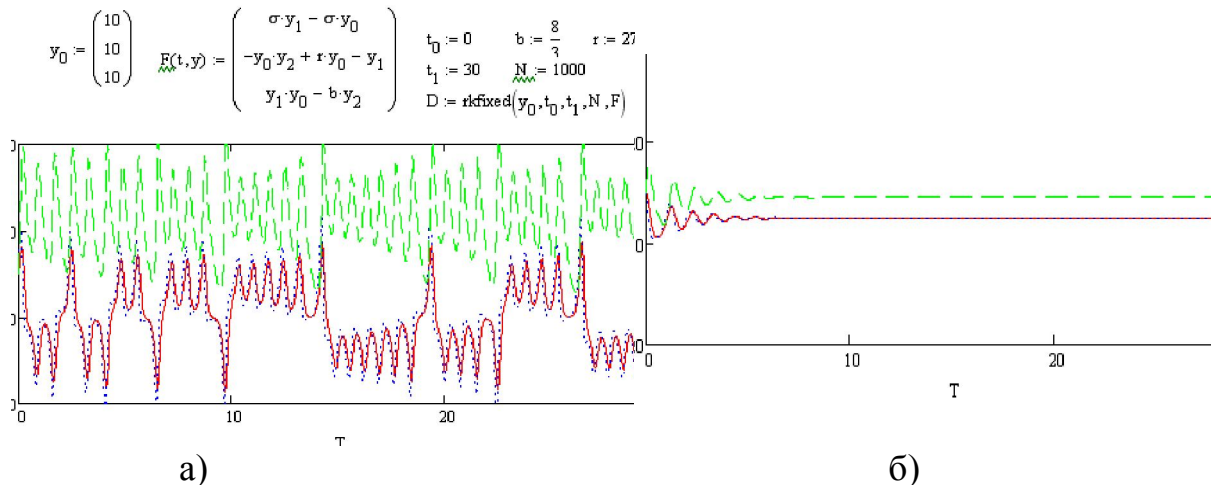


Рис. 3. Розв'язки системи Лоренца з різними параметрами r

Як видно, аттрактором в цьому випадку є фокус. Перебудова типу фазового портрета відбувається в області проміжків r . Критичні поєднання параметрів, при яких фазовий портрет системи якісно змінюється називається в теорії динамічних систем точкою біфуркації. Фізичний зміст біфуркації в моделі Лоренца, згідно сучасною думкою, описує перехід ламінарного руху рідини до турбулентного.

Література:

- 1.Кирьянов Д.В. Самоучитель Mathcad 11.– СПб.: БХВ-Петербург, 2003.– 560 с.
- 2.Кудрявцев Е.М. Mathcad 2000 Pro. – М.: ДМК Пресс, 2001. – 576 с.

доц. Левчук О.В., студент Тупчей Р.О.
Вінницький національний аграрний університет

ІНТЕРПОЛЯЦІЯ І ЕКСТРАПОЛЯЦІЯ БАЗ ДАНИХ ФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ

На прикладі виконання кубічної інтерполяції та екстраполяції сплайна фізичних властивостей повітря показано доцільність застосування інформаційних технологій в науковій діяльності

Традиційна інженерна діяльність пов'язана з вирішенням сукупності різноманітних розрахункових завдань, проведенням експериментів, оформлен-

ням документації. Розвиток сучасних методів наукового дослідження з використанням нових інформаційних технологій суттєво оптимізує діяльність фахівця [1].

Зокрема, удосконалення теплообмінного енергетичного оснащення в даний час значною мірою проводиться на основі модельних досліджень. В умовах моделі найпростіше і мобільно можна досліджувати вплив геометричних і режимних параметрів, оптимізувати конструкції, а також перевірити нові ефективні рішення. Часто в натуральних умовах такі дослідження стають надзвичайно складними і навіть неможливими. Нині жоден енергетичний пристрій не проектується, якщо в тій або іншій мірі не пройдена стадія модельного дослідження.

Розрахунки процесів теплообміну в енергетичному устаткуванні вимагають постійного вибору значень фізичних властивостей середовищ, які беруть участь в процесі теплообміну. Як правило, ці величини залежать від температури і тиску середовища. Постійна робота з таблицями фізичних властивостей середовищ і ручне введення вибраних значень ускладнює роботу з прикладними програмами. Це обґрунтовує доцільність переведення табличних даних у форму, зручну до використання в розрахунках теплообмінних процесів з використанням прикладних математичних пакетів. У Mathcad існують декілька методів інтерполяції і екстраполяції [2]. Для більшості інженерних розрахунків теплотехнічних процесів найбільш наочним методом, який забезпечує достатню точність розрахунків, є метод кубічної інтерполяції сплайна – з'єднання точок з використанням кубічної функції. Особливістю кубічної інтерполяції сплайна бази даних є те, що дані в стовпцях матриці мають розташовуватися в порядку зростання.

Приклад Виконати кубічну інтерполяцію сплайнами фізичних властивостей повітря (коефіцієнт теплопровідності λ , кінематичний коефіцієнт в'язкості ν , число Прандтля Pr) в діапазоні температур $T = 273...313$ К. Виконати обчислення вказаних параметрів для значення температур повітря 283 і 323 К.

	T	λ	ν	Pr
M :=	273	0.0244	0.00001348	0.707
	283	0.025	0.00001416	0.705
	293	0.0259	0.00001506	0.703
	303	0.0267	0.00001600	0.701
	313	0.0275	0.00001696	0.699

Розв'язання. З табл. 2Д додатків посібника [3] формуємо матрицю бази даних фізичних властивостей повітря в наступному вигляді:

Кожен стовпець вищенаведеної матриці подамо у вигляді векторів:

$$M\lambda := M^{(1)}; \quad M\nu := M^{(2)}; \quad MPr := M^{(3)}$$

Визначимо вектори коефіцієнтів кубічного сплайну розглянутих фізичних величин:

```
vs1 := cspline(MT, Mx); vs2 := cspline(MT, Mv); vs3 := cspline(MT, MPr).
```

Визначаємо функції для розрахунку інтерполяційних значень:

```
Fk1(T) := interp(vs1, MT, Mx, T);  
Fk2(T) := interp(vs2, MT, Mv, T);  
Fk3(T) := interp(vs3, MT, MPr, T).
```

Виконаємо перевірку правильності запису програми для інтерполяції фізичних властивостей повітря. Для цього задамо, наприклад, значення температури повітря всередині розглянутого діапазону ($T1=283\text{ K}$). Потім вирахуємо значення функцій $Fk1(T1)$, $Fk2(T1)$ і $Fk3(T1)$ для вказаної температури.

```
T1 := 283 ; Fk1(T1) = 0.025 ; Fk2(T1) = 1.416 × 10-5 ; Fk3(T1) = 0.705.
```

Отримані результати повністю співпадають з табличними даними.

Виконаємо перевірку можливості екстраполяції. Для цього задамо значення температури повітря за межами розглянутого діапазону температур. Наприклад, нехай це значення температури буде $T2 = 323\text{ K}$.

Потім вирахуємо значення функцій $Fk1(T2)$, $Fk2(T2)$ і $Fk3(T2)$ для вказаної температури:

```
T2 := 323 ; Fk1(T2) = 0.029 ; Fk2(T2) = 1.796 × 10-5 ; Fk3(T2) = 0.697.
```

Порівнюючи значення з табличними даними (див табл. 2Д [3]) можна зробити висновок про задовільність ступеня екстраполяції за даним методом.

Отже застосування інформаційних технологій, зокрема прикладного математичного пакету Mathcad, значно підвищує рівень ефективності наукових досліджень шляхом автоматизації інтелектуальної праці.

Література:

1. Єріна А.М., Захожай В.Б.та ін. Методологія наукових досліджень: Навчальний посібник.– Київ: Центр навчальної літератури, 2004.– 212с.
2. Плис А.И., Сливина Н.А. Mathcad. Математический практикум для инженеров и экономистов: Учеб. пособие. – М.: Финансы и статистика, 2003. – 656 с.
3. Димо Б.В. Практикум з тепломасообміну. Навч.посібник.–Миколаїв: УДМТУ, 2003. – 136 с.

*ас. Николайчук В.Я., студенты Гуль Н.В., Гнатюк К.М.
Винницкий национальный аграрный университет*

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ ЭЛЕКТРОКОНТАКТНОМ УПРОЧНЕНИИ МЕТАЛЛИЗАЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ

*Рассмотрено распространения тепла при электроконтактном упрочнении
металлизированных покрытий*

Температура является одним из важнейших технологических параметров процесса нанесения покрытий. Поэтому при выборе наиболее оптимальных режимов процесса нагрева, для определения возникающих температурных напряжений необходимо знать распределение температурного поля в детали и наносимом слое, в том числе и на поверхности контакта между ними, что является необходимым для оценки явлений, происходящих на границе основы с наносимым покрытием.

Тепловая задача для нанесения покрытия является нелинейной, так как теплофизические характеристики (κ , c , γ) материалов, детали, наносимого слоя изменяются с повышением температуры. Аналитическое решение уравнения теплопроводности при переменных значениях теплофизических характеристик является весьма сложным [8]. Как показано в работе [9] для упрощения решения подобных задач можно применять линеаризацию, сущность которой заключается в осуществлении такой последовательности операций над нелинейной математической моделью, в результате которой получается линейная математическая модель, соответствующая заданной нелинейной. В этом случае в качестве определяющей температуры чаще всего выбирается средняя температура процесса.

Основной технологической схемой при упрочнении деталей является нанесение покрытия с помощью роликового электрода [3]. В этом случае в основном сохраняются все закономерности электроконтактного нагрева: неравномерность электрического поля может приводить к наличию перепада температуры по ширине ролика, а явление шунтирования определяет потери на ЭКУ в размерах 2,5...6 % от общих энергетических затрат [6]. Однако, как показали эксперименты [3], основное внимание необходимо уделить тому факту, что при упрочнении деталей на заключительном этапе процесса ЭКУ может происходить перегрев наносимого слоя, приводящий к его расплавлению и выдавливанию из-под роликов, что приводит к ухудшению качества покрытия. Таким образом, важно установить характер нагрева деталей при ЭКУ, а также определить конкретные технологические способы стабилизации температурного режима.

В нашем примере для упрочнения или восстановления наружных поверхностей цилиндрических деталей (шейки коленвалов или других деталей типа «вал») применяются способы, описанные в [2, 3, 6, 7] и заключающиеся в напылении на упрочняемую или восстанавливаемую поверхность слоя из

металлического порошка и последующем его припекании к детали.

В предлагаемой работе приведены результаты аналитического решения задачи теплопроводности для цилиндрической детали, которое дает возможность в цилиндрической детали связать воедино распределение температурного поля с технологическими параметрами процесса упрочнения.

На основании математического моделирования дана оценка распространения тепла, которая показала, что использование многооперационной технологии ЭКПНП позволило снизить температуру процесса нанесения покрытий на 15...20 % и, следовательно, снизить значения технологических параметров процесса, улучшив при этом свойства покрытий (рис. 1).

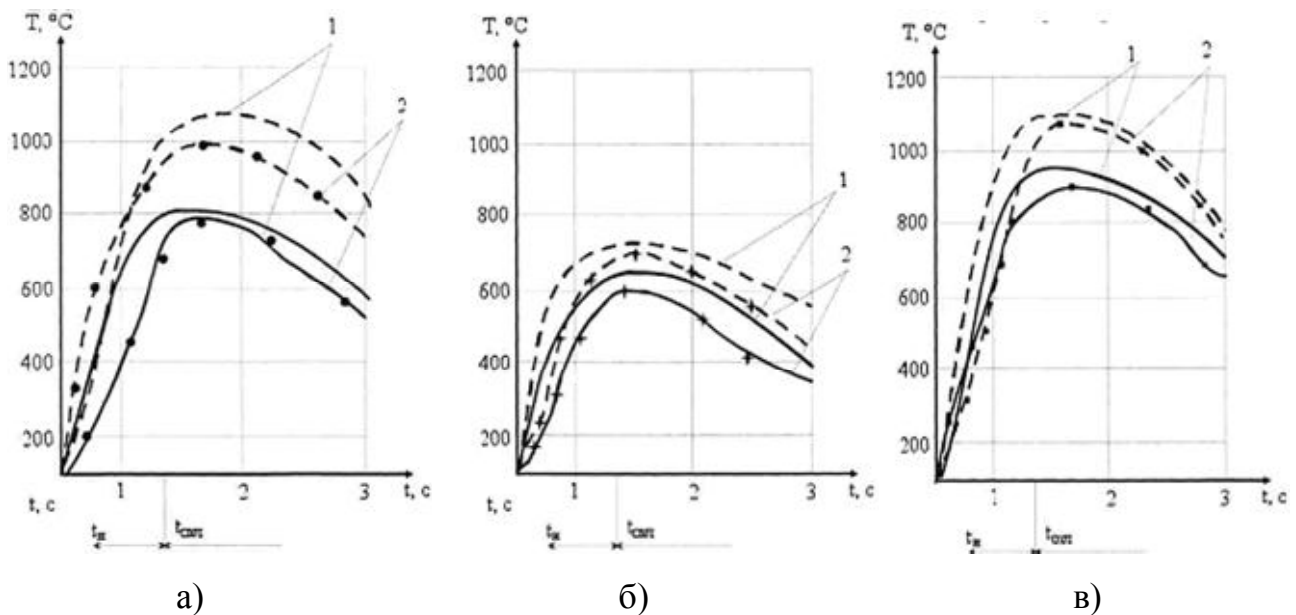


Рис.1. Теоретические и экспериментальные значения изменения температуры: — ЭКПНП; - - - - ЭКПП; а) • ПГ-С1; б) † АСН; в) ■ ФМИ-2; 1 – теоретические расчеты; 2 – экспериментальные

Литература:

1. Ю.А. Харламов. Газотермическое напыление покрытий и экологичность производства, эксплуатации и ремонта машин // Тяжелое машиностроение. - №2.
2. Л.А. Лопата, Н.А. Савченко. Повышение качества металлизационных покрытий // Високі технології в машинобудуванні. Збірник наукових праць НТУ "ХШ". -2001. - №1. - С. 175-179.
3. Ярошевич В.К., Генкин Я.С., Верещагин В.А. Электроконтактное упрочнение. - Мн.: Наука и техника, 1982. - 256 с.
4. Бобюдо Л.М. Расчет температурного поля процесса индукционной наплавки твердого сплава. - Сварочное производство, 1976, № 3, с. 1-3.
5. Гатапов Ф.Л. Выбор режима и схемы электроконтактного припекания коленчатых валов. - Труды ЧИМЭСХ, 1975, выл. 86. - 74-80 с.
6. Дорожкин Н.Н., Абрамович Т.М., Жорник В.И. Получение покрытий методом припекания. - Мн.: Наука и техника, 1980. - 176 с.
7. Шмалько В.П. К теории процесса электроконтактного напекания фасок

J.of Thermal Spray Technology, 1997.V.6.№4.p.509-522

8. Лыков А.В. Теория теплопроводности. - М.: Высшая школа, 1967. - 600 с.

9. Шумаков Н.В. Метод последовательных интервалов в теплотрии нестационарных процессов. - М.: Автоматиздат, 1976. - 216 с.

10. Дорожкин Н.Н. и др. Авт. свид. № 582908. Бюл. изобр., № 45, 1977.

11. Жорник А.И. Карташов Э.М. Изв. Вузов, Авиационная техника, № 3, 1973.

асистент Шевчук О.Ф.

Вінницький національний аграрний університет

МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ НЕЛІНІЙНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИЧНИХ РІДКИХ КРИСТАЛІВ З ДОМІШКАМИ БАРВНИКІВ ТА ФУЛЕРЕНІВ

Запропоновано метод дослідження нелінійних діелектричних властивостей сегнетоелектричних рідких кристалів на основі оцінки стрибка провідності на змінному струмі, що спостерігається при переході із холестеричної у смектичні фази

Основним методом дослідження та аналізу нелінійних діелектричних властивостей сегнетоелектричних рідких кристалів (СЕРК) є виділення гармоніки сигналу з потроєною частотою (відносно частоти вимірювального сигналу). Головне завдання методу полягає в тому, щоб значно зменшити амплітуду сигналу з частотою, рівною частоті прикладеної до зразка напруги. В роботах [1, 2] така задача реалізується за рахунок використання двох генераторів, продукуючих напруги однієї і тієї ж частоти, але зсунуті по фазі на 180° та за рахунок використання трансформаторної мостової схеми.

Наші попередні дослідження нелінійних діелектричних властивостей СЕРК з домішками барвників та фулеренів на основі вищенаведених схем показали, що в межах похибки вимірювання, досить важко виділити сигнал з частотою 3ω . Причиною цього може бути значне зростання провідності при введенні домішок, внаслідок чого зменшується внесок у загальний струм компоненти, яка зумовлена нелінійними діелектричними властивостями. Тому виникла потреба шукати інший метод для дослідження нелінійних діелектричних властивостей СЕРК з введеними в них домішками.

Із рис. 1 чітко видно, що при переході в смектичні фази величина σ_{AC} збільшується більше ніж в 30 разів, в той час як величина σ_{DC} – зменшується. Оскільки провідність однорідних рідин від частоти не залежить, то з даних рис. 1 можна зробити висновок, що збільшення σ_{AC} відбувається саме за рахунок дипольної поляризації тобто нелінійних діелектричних властивостей СЕРК.

При дипольній поляризації смектичних фаз ємність, як один з елементів

еквівалентної схеми зразка, буде залежати від величини прикладеної напруги. Якщо використовувати сигнал трикутної форми (тобто лінійно залежну від часу напругу вимірювального сигналу) то в такому випадку, можливо розкласти нелінійну (по електричному полю) ємність в ряд Тейлора в залежності від часу, а не від напруги

$$C(t) = C_0 + a_c t + F_C(t), \quad (1)$$

де C_0 – „лінійна” складова ємності (вона не залежить від напруги); a_c – константа; $F_C(t)$ – певна нелінійна функція ємності від часу, вона включає квадратичну, кубічну і т. д. залежність C від t .

Після певних перетворень, співвідношення для густини струму набуває вигляду

$$J_C = \frac{1}{S} \left(C(t) \frac{dU(t)}{dt} + U(t) \frac{d(F_C(t))}{dt} \right) + \frac{da_c}{S} E(t). \quad (2)$$

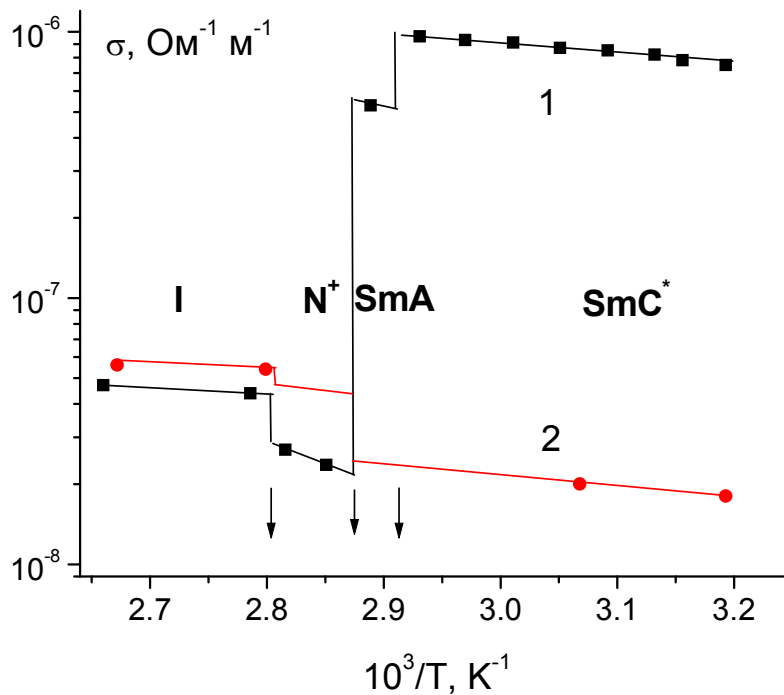


Рис. 1. Температурні залежності σ_{AC} (1) та σ_{DC} (2) для планарно орієнтованого СЕРК товщиною 13,5 мкм [3]

Саме наявність члена $\frac{da_c}{S} E(t)$ у співвідношенні (2) призводить до збільшення провідності в смектичних фазах. Тому можна записати

$$\Delta\sigma_{AC} = \frac{da_c}{S}, \quad (3)$$

де $\Delta\sigma_{AC}$ – зміна провідності при переході від холестеричної до смектичних фаз.

Якщо у співвідношенні (1) обмежитись тільки двома першими членами і записати його через діелектричну проникність, то вираз для поляризації набуває вигляду:

$$P(t) = \varepsilon_0 (\varepsilon' - 1)E(t) + \Delta\sigma_{AC} \kappa E^2(t). \quad (4)$$

Де κ – коефіцієнт, який залежить від геометричних розмірів зразка та напруги вимірювального сигналу.

Тобто при лінійній залежності напруги вимірювального сигналу від часу, стрибок провідності на змінному струмі при переході від холестеричної до смектичних фаз входить як один із складових елементів коефіцієнта, що відповідає квадратичному по полю члену поляризації. Наявність цього члена характерно саме для полярних середовищ. Оскільки всі решта параметрів (товщина рідкого кристалу, напруга вимірювального сигналу та частота) характеризують або геометричні розміри зразка, або характеристики вимірювального сигналу, то саме величина $\Delta\sigma_{AC}$ може бути тим основним параметром, який характеризує нелінійні діелектричні властивості зразка.

Запропонований метод був використаний нами для дослідження нелінійних діелектричних властивостей чистих сегнетоелектричних кристалів а також із домішками диметиланілінетиленкетонових барвників, тетрабутил-амоній йодистого та фулеренів [4 - 6].

Литература:

1. Orihara H., Fukase A., Ishibashi Y. Nonlinear dielectric spectroscopy of the golstone mode in a ferroelectric liquid crystal // J. Phys. Soc. Jpn., **64**(3), pp.976-980(1995).
2. Nagata T., Iwata M., Orihara H., Ishibashi Y., Miura Y., Mamiya T., Terauchi H. Measurement of Nonlinear Dielectric Constant in $Rb_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$ Mixed Crystals // J. Phys. Soc. Jpn. – 1997. – **66**, №5. – P.1503.
3. Ковальчук О.В., Півненко М.М. "Аномальна" високочастотна провідність рідких кристалів в смектичних фазах //УФЖ.-2002.- Т. 47, № 2.- С.154-159.
4. Шевчук О.Ф., Найко Д.А., Півненко М.М., Ковальчук О.В. “Вплив сильнодисоціюючої домішки на “аномальну” високочастотну провідність смектичних фаз” // Український фізичний журнал. Т. 47, №10, 2002, с.947-952.
5. Ковальчук О.В., Шевчук О.Ф. “Особливості нелінійних електричних властивостей сегнетоелектричних рідких кристалів з слабо- та сильнодисоціюючими домішками” // Вісник ВДПУ. Серія фізика та математика, 2002.
6. A. Shevchuk, D. Naiko, A. Koval'chuk, E. Basiuk „Photoconductivity and dielectric properties of $(C_{60} + C_{70})$ ferroelectric liquid crystal composite” // Український фізичний журнал. 49, № 12а, 2004, С. а21 – а25.

*ас. Николайчук В.Я., студ. Ильницка Л.А., Заремба О.А., Григорьев О.Ю.
Винницкий национальный аграрный университет*

КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИФФУЗИИ ПРИ ЭЛЕКТРОКОНТАКТНОМ ПРИПЕКАНИИ

Приведены результаты экспериментального исследования коэффициентов диффузии при электроконтактном припекании образцах из стали 45

Электроконтактные методы относятся как к механотермическим методам упрочнения и обработки, так и к импульсным технологиям, в основе которых лежат принципы синхронного сочетания импульсных режимов механической и электрической энергии. При получении порошковых покрытий методом электроконтактного припекания прочность сцепления покрытий с основой достигает 200-220 МПа. На сегодняшний день нет ответа на вопрос: за счет чего обеспечивается высокая прочность сцепления при электроконтактном припекании (ЭКПП). Поэтому предлагаемой работой сделали попытку ответить на этот вопрос.

При помощи методов металлографического и рентгеноспектрального анализа исследовали границы раздела основа-покрытие. Исследования проводили на образцах из стали 45, в качестве материала покрытия использовали порошки самофлюсов на основе никеля. Концентрация легирующих элементов на середине диффузионной зоны показана в таблицах на рисунке. С целью выявления влияния процесса припекания на уровень межфазного взаимодействия компонентов композиционного порошка, был проанализирован характер концентрационных кривых, полученных методом количественного рентгеноспектрального анализа на шлифах исходных покрытий, полученных припеканием.

Результаты исследований показывают, что за время действия синхронизированных импульсов тока и давления, в результате реализации электропластического эффекта (эффекта Троицкого) происходят мгновенное разупрочнение и, как следствие, высокоскоростная пластическая деформация ($10 \leq \varepsilon \leq 10^2 \text{ c}^{-1}$), в результате чего возникает развитая диффузионная зона между покрытием и металлом основы. В режимах припекания: $I_{CB} = 9 \text{ кА}$, $\tau_{\text{импульса}} = 0,06 \text{ с}$, $P = 80 \text{ МПа}$, $D = 0,3 \cdot 10^{-2} \dots 16 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$, глубина проникновения составляет до 10... 12 мкм. С ростом величин давления и силы тока диффузионная зона возрастает и достигает значения - 25 мкм. Расчет коэффициентов диффузии (массопереноса) проводили по методу Матано (табл. 1).

Из таблицы виден прирост коэффициентов массопереноса на 5-7 порядков по сравнению с квазистатическим сжатием, что является следствием импульсного характера процесса ЭКПП. Таким образом показано влияние на адгезию явления аномальной диффузии. Увеличение адгезии также связано с явлением ускоренной миграции атомов при электропластическом эффекте

Таблица. 1

Влияние состояния материала и вида диффундирующих атомов на подвижность атомов в металлах при квазистатическом (D) и импульсном (D_M) воздействиях

Диффузانت	Металл	$D \cdot 10^{11}$, см ² /с	$D_M \cdot 10^5$, см ² /с
Ni	Железо (основа)	0,4	3,0
Cr	Никель (покрытие)	6,5	6,3
W	Железо (покрытие)	3,2	5,2
Fe	Никель (покрытие)	7,6	3,9
Al	Никель (покрытие)	65,0	7,1
Mn	Никель (покрытие)	98,0	9,2

Литература:

1. Ляшенко Б.А., Кузема Ю.А., Дигамм М.С. Упрочнение поверхности металлов покрытиями дискретной структуры с повышенной адгезионной и когезионной стойкостью. Киев: ИПП АН УССР. 1984. 57 с.
2. Ярошевич В.К., Генкин Я.С., Верещагин В.А. Электроконтактное упрочнение. – МН.: Наука и техника, 1982. – 256с.
3. Ляшенко Б.А., Цигулев О.В., Кузнецов П.Б. Необходимо ли всегда повышать адгезионную прочность защитных покрытий? // Проблемы прочности. 1987. № 5 С. 114-116, 126.