

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра наноелектроніки

**Кваліфікаційна робота бакалавра**

Зі спеціальності 153 – «мікро- та наносистемна техніка»

на тему:

«Позитронно-анігіляційний аналіз наноструктурних функціональних матеріалів»

Студент гр. ФЕ-61

Я.М. Левченко

Науковий керівник,

Старший викладач

А.А. Багдасарян

Суми – 2020

## Реферат

Об'єктом дослідження бакалаврської роботи є метод ПАС для аналізу наноструктурних функціональних матеріалів.

Мета роботи полягає у визначенні характеристик і структур досліджуваних матеріалів.

Під час виконання роботи використовувалися: схеми установок для дослідження анігіляції позитронів.

Робота складається з 4-х розділів, де:

- в 1-му розділі описується метод позитронної анігіляційної спектроскопії, та характеристики позитрона;
- в 2-му розділі описується позитронна анігіляція в металах, методика та результати експериментів;
- в 3-му розділі проводиться дослідження термічної стабільності наноструктурних покриттів за допомогою анігіляції позитронів;
- в 4-му розділі проведено аналіз основних правил техніки безпеки при роботі за персональним комп'ютером.

Робота викладена на 51 сторінці, робота містить 10 рисунків, 2 таблиці та список цитованої літератури із 70 джерел.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** ПОЗИТРОН, ПАС, АНІГІЛЯЦІЯ, КРАФ

## Зміст

Вступ	4
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	6
1.1 Позитрон та його характеристики	6
1.2 Теорія методу ПАС	9
1.3 Вимірювання часу життя позитронів в речовині	13
1.4 Методи визначення ймовірності $3\gamma$ -анігіляції позитронів	16
1.5 Визначення ймовірності $2\gamma$ -анігіляції позитронів	17
1.6 Допплерівське розширення анігіляційної лінії	23
РОЗДІЛ 2. АНІГІЛЯЦІЯ ПОЗИТРОНІВ В МЕТАЛАХ	24
2.1 Методика, теорія і результати експериментів	24
2.2 Особливості спектрів КРАФ досліджених металів	27
2.3 Визначення концентрації електронів $n_p$ в зоні провідності металу	28
РОЗДІЛ 3 ТЕРМІЧНА СТАБІЛЬНІСТЬ НАНОСТРУКТУРНИХ ПОКРИТТІВ	34
РОЗДІЛ 4 ОСНОВНІ ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ТА ОХОРОНИ ПРАЦІ ПРИ РОБОТІ З ПЕРСОНАЛЬНИМ КОМП'ЮТЕРОМ	43
Висновки	46
Список використаних джерел	48

## Вступ

В даній дипломній роботі було розглянуто порівняно новий метод вивчення будови речовини – метод позитронної анігіляційної спектроскопії (ПАС), що включає в себе вимір часу життя позитрона, методи визначення ймовірностей  $3\gamma$ - і  $2\gamma$ -анігіляцій позитронів, вплив на основні характеристики анігіляції різних зовнішніх факторів. Були проаналізовані особливості процесу анігіляції позитронів покриттів та металів, можливості і перспективи ПАС для вивчення їх електронної та дефектної структури.

Цікавість до вивчення позитроніки не випадкова, оскільки з одної точки зору вона пов'язана з основними проблемами фізики, такими як, народженням і еволюцією Всесвіту [11], позитронною астрофізикою [11, 13, 14], взаємодією речовини і антиречовин. З іншого боку, цікавість до позитроніки пов'язана з пошуком нових незвичних методів дослідження електронної структури і деяких фізико-хімічних характеристик речовини [1–12, 16–18, 19–52] (в тому числі і твердих тіл), а також можливостей побудови приладів і пристроїв, працюючих на основі ефектів взаємодії випромінювання з речовинами.

Даний метод використовується для дослідження електронної структури, структури природи і концентрацій точкових і протяжних дефектів, вивчення поверхневих шарів металів, та інших речовинах. Провівши ряд експериментів було знайдено ряд нових ефектів в позитронних анігіляційних спектрах, існування кількох часів життя позитронів, тонку структуру кривих кутового розподілу анігіляційних фотонів, збільшену ймовірність трьохквантової анігіляції.

Результати, які були отримані під час роботи з методом ПАС збільшують цікавість до подальших експериментальних і теоретичних досліджень та до аналізу позитронних станів, процесів і позитронній анігіляції з метою систематизації вже накопиченого матеріалу, класифікації позитронних станів та опису їх властивостей, впливу на них різних зовнішніх факторів (магнітного

поля, температури, тиску і т.д.), а також більш чіткого з'ясування можливих застосувань позитронного методу.

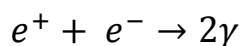
На даний час аналізують нові можливості і перспективи використання позитронної анігіляційної спектроскопії для вивчення електронної та дефектної структури різних речовин, в радіаційної фізики та хімії, та у фізиці та хімії розчинів. Встановлення механізму утворення позитронів в діелектричних середовищах робить метод ПАС досить ефективним інструментом для вивчення фізико-хімічних характеристик первинних продуктів радіолізу.

## РОЗДІЛ 1

### ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

#### 1.1 Позитрон та його характеристика

Найголовнішим елементом методу ПАС є позитрон. Позитрон являє собою елементарну частинку з позитивним електричним зарядом, що є античастинкою відносно електрона. Електрон та позитрон мають однакові масу, спіни, електричні заряди та магнітні поля, але тільки за величиною, а відмінність їх в тому, що вони мають протилежні знаки. Позитрон (як і електрон) є ферміоном (квазічастинкою з напівцілим значенням спіна), відноситься до класу лептонів (фундаментальні частинки з напівцілим спіном, які не беруть участь у сильній взаємодії) і бере участь в електромагнітній, слабкій і гравітаційній взаємодії. У порожнечі позитрон стабільний. Однак в речовині існує короткий час  $10^{-8} - 10^{-6}$  с, оскільки, стикаючись з електроном, зникає разом з ним, перетворюючись в два гамма-кванта



Позитрон є античастинкою по відношенню до електрона, Після імплантації (потрапляння) в тверде тіло позитрон швидко втрачає вихідну кінетичну енергію і термалізується (протягом 3 пс). Наступним чином позитрон починає блукати в кристалічній решітці і в процесі таких блукань через відштовхування з боку позитивно заряджених іонних частинок і тяжіння до електронів провідності локалізується переважно в міжвузловому просторі. В наслідок чого, в досконалому кристалі позитрон буде знаходитися в основному в делокалізованому стані, тобто ймовірність перебування частинки на великій відстані від будь-якої точки простору скінченна.

Всі елементи відрізняються один від одного, та характеризуються унікальними спорідностями до позитрону, і позитрон може також

локалізуватися в областях з підвищеною спорідненістю. Деякі елементи мають підвищену спорідненість, це такі речовини, як:  $Fe$ ,  $-3.84$  eВ;  $Cu$ ,  $-4.81$  eВ;  $Ni$ ,  $-3.72$  eВ;  $Mn$ ,  $-3.72$  eВ. Як наслідок, кластери, що складаються з 5 – 10 атомів міді в матриці заліза, можуть захвачувати позитрон. Тому іншими локальними об'єктами, які можуть ефективно досліджуватися за допомогою позитронів, є компактні виділення атомних компонентів з підвищеною спорідненістю до позитрону.

Метод ПАС має в основному три методи вимірювань:

- 1) тимчасовий розподіл анігіляційних фотонів
- 2) кутовий розподіл анігіляційних фотонів;
- 3) доплерівське розширення анігіляційної лінії з енергією  $0.511$  MeВ

Перший метод дає відомості про електронну густину щільності в місці анігіляції позитрона, два інших – інформацію про розподіл імпульсів електронів і про хімічний склад середовища, навколишніх наноб'єктів в місці анігіляції.

Час життя позитрона  $\tau$  визначається перекриттям щільності електрона  $n_-(r)$  і позитрона  $n_+(r) = |\psi_+(r)|^2$  в області локалізації останнього

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \pi r_0 c^2 \int |\psi_+(r)|^2 n_-(r) \gamma dr \quad (1.1)$$

де кореляційна функція

$$\gamma = \gamma[n_-(r)] = 1 + \Delta n_- / n_- \quad (1.2)$$

описує збільшення електронної густини внаслідок кулонівського тяжіння до позитрона, а  $r_0$  – класичний радіус електрона. Оскільки локальні вільні обсяги характеризуються меншою електронною густиною порівняно з бездефектними областями, то час життя позитрона в цьому дефекті буде більше, ніж наприклад в досконалому кристалі. При цьому кожен дефект має

власний час життя  $\tau_j$ , а інтенсивність  $I_j$  відповідні компоненти в сумарному експериментальному спектрі пов'язана з концентрацією таких дефектів.

Як наслідок, залежний від часу спектр часу життя позитрона в зразку, що містить  $k$  різних позитронно–чутливих дефектів, має вид

$$N(t) = \sum_{i=1}^{k+1} \frac{I_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (1.3)$$

і інформацію як про тип, так і про концентрацію дефектів можна отримати в єдиному експерименті.

Певні анігіляційні характеристики довготривалих компонентів спектра можуть бути інтерпретовані в рамках запропонованої Брандом моделі вільного об'єму. Зокрема, в [3] для дефектів сферичної форми була отримана проста функціональна залежність часу життя позитрона від радіуса сфери  $R$ , яким апроксимується дефект

$$\lambda = \lambda_b \left[ 1 - \frac{R}{R+\Delta R} + \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi R}{R+\Delta R}\right) \right] \quad (1.4)$$

де  $\lambda_b$  – швидкість анігіляції позитрона в досліджуваному матеріалі, а параметр моделі  $\Delta R = 0,1656$  нм – товщина однорідного електронного шару на поверхні пори, в якому відбувається анігіляція.

Для методу ПАС, так і для більшості методів аналізу, постійна зацікавленість представляє завдання поліпшення їх метрологічних характеристик, зокрема, завдання підвищення роздільної здатності. Один із методів вирішення може полягати в переході до нових схем вимірювання експериментальних спектрів.



## 1.2 Теорія методу ПАС

Позитронна анігіляція при зіткненнях з електронами супроводжується випусканням одного, двох або більше  $\gamma$ -квантів. Однофотонна анігіляція електрон-позитронної пари можлива лише в присутності третьої тіла (ядра, електронів), яка має здатність сприймає імпульс віддачі. При анігіляції вільних позитронів електрона повинно з'явитися хоча б два  $\gamma$ -кванта.

Зі збільшенням числа  $\gamma$ -квантів, перетин анігіляції позитронів швидко зменшується. При збільшенні числа випускаються  $\gamma$ -кванти, які на одиницю перетину анігіляції множиться на постійну тонкої структури  $\alpha = 1/137$ , тобто ймовірність процесу анігіляції зменшується більш ніж на два порядки.

Перетин  $2\gamma$ -анігіляції вільних позитронів і електронів було запропоноване Діраком. У нерелятивістському наближенні вказаний перетин зростає зі зменшенням відносної швидкості  $v$  стикаються частинок.[1,4]:

$$\sigma_{2\gamma} = \sigma_D = \pi r_0^2 \frac{c}{v} \quad (1.5)$$

де  $r_0$  – класичний радіус електрона,  $c$  – швидкість світла.

При  $v \rightarrow 0$  перетин  $\sigma_D$  стає нескінченно великим. Однак швидкість анігіляції  $\lambda_D$  позитрона іде до кінцевої межі.

$$\lambda_D = \sigma_D v n_e = \pi r_0^2 c n_e \quad (1.6)$$

в якому  $n_e$  - концентрація електронів.

При анігіляції електрон-позитронної пари використовуються закони збереження імпульсу і енергії, які при  $2\gamma$ -анігіляції мають вигляд

$$k_1 + k_2 = p = 2mv \quad (1.7)$$

$$k_1 c + k_2 c = E = 2m c^2 \quad (1.8)$$

Тут  $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ ,  $m_0$  – маса спокою електрона,  $k_1$  і  $k_2$  імпульси  $\gamma$ -квантів,  $E$  – енергія  $e^+e^-$  пари,  $v$  – швидкість руху центру мас пари в лабораторній системі відліку.

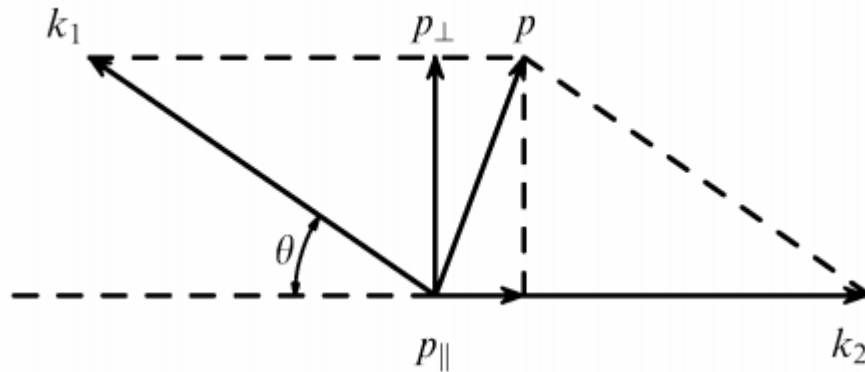


Рис. 1.1 Схема розльоту  $\gamma$ -квантів при двухквантових анігіляції електрон-позитронної пари [68]

З (1.7) і (1.8) випливає, що якщо центр мас пари в лабораторній системі відліку нерухомий ( $v = 0$ ), то обидва  $\gamma$ -кванта розлітаються в протилежних напрямках (кут  $\theta = 0$ ) з однаковою енергією:  $k_{1c} = k_{2c} = m_0 c^2 = 0,511$  МеВ.

При  $v \neq 0$  кут між напрямками розльоту  $\gamma$ -квантів відрізняється на  $180^\circ$ , а їх енергія вже не дорівнює  $0,511$  МеВ. Якщо імпульс пари  $p \ll m_0 c$ , то кут  $\theta$  (рис. 1) визначається співвідношенням

$$\sin \theta \approx \frac{p_{\perp}}{m_0 c} \quad (1.9)$$

а зміна енергії  $\gamma$ -кванта (доплерівський зсув) задається виразом

$$\Delta E_{\gamma} \approx \frac{p_{\parallel} c}{2} \quad (1.10)$$

Таким чином, в разі  $2\gamma$ -анігіляції вимір відхилення  $\theta$  кута розльоту  $\gamma$ -квантів змінюється від  $180^\circ$  або доплерівського зсуву анігіляційної лінії (0,511 MeV). Величина  $\Delta E_\gamma$  дозволяє в принципі визначити імпульс  $e^+e^-$  пари в лабораторній системі відліку.

У разі потрійної анігіляції, закони збереження не визначають однозначно імпульси і енергії  $\gamma$ -квантів. При  $\nu=0$  всі три  $\gamma$ -кванта випускаються в одній площині. Відхилення кутів розльоту (при  $\nu \neq 0$ ) від цієї площини порядку  $\nu/c$ . На відміну від  $2\gamma$ -анігіляції  $\gamma$ -кванти, що виникають при  $3\gamma$ -анігіляції, мають безперервний потік розподілу по енергії від 0 до 0,511 MeV.

У більшості речовинах процес анігіляції позитронів протікає через зв'язані стани позитронів з електронами, атомами, молекулами і різними дефектами. Найпростіша пов'язана двочасткова система  $e^+e^-$  отримала назву "позитроній Ps"

Виявилось, що енергії зв'язку атома позитронія вдвічі менше, а радіуси орбіт вдвічі більше, ніж у атома водню:

$$E_n = -\frac{m_0 e^4}{4h^2 n^2} \quad (1.11)$$

$$r_n = \frac{2h^2 n^2}{m_0 e^2} \quad (1.12)$$

В основному стані атоми позитронія ( $n=1$ ) енергія зв'язку  $E_{ps} = -E_1 = 6.77$  еВ, а Борівській радіус  $a_{ps} = 2a_0 = 0.106$  нм (де  $a_0$  – перший борівський радіус атома водню).

У нерелятивістському наближенні хвильові функції позитронія з поправкою на наведену масу ті ж, що і для атома водню. Так, для основного стану хвильова функція позитронія має вигляд

$$\psi_1(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_{Ps}^3}} \exp\left(-\frac{r}{a_{Ps}}\right) \quad (1.13)$$

Залежно від взаємної орієнтації спінів  $e^+$  і  $e^-$  розрізняють два основні стани атома позитронію: синглетний стан  $^1S_0$  (парапозитроній  $p$ - $Ps$ ) коли спіни  $e^+$  і  $e^-$  антипаралельні (сумарний спін дорівнює нулю), і потрійний стан  $^3S_1$  (ортопозитроній  $o$ - $Ps$ ), коли спіни  $e^+$  і  $e^-$  паралельні (сумарний спін дорівнює одиниці).

Для ортопозитронія можливі три підстани, які розрізняються магнітними квантовими числами  $m: +1, 0, -1$ ; для парапозитроній  $m=0$ . Тому відносна статистична вага ортопозитронія дорівнює  $3/4$ , парапозитронія  $1/4$

Перетин і характер анігіляції залежать від взаємної орієнтації спінів анігілюючих частинок. Так, парапозитроній відчуває  $2\gamma$ -анігіляцію, а ортопозитроній  $3\gamma$ -анігіляцію. Різними виявляються і ймовірності спонтанної анігіляції атом в  $p$ - $Ps$  і  $o$ - $Ps$ .

Швидкість анігіляції  $\lambda_s^0$  і середній час життя щодо спонтанної анігіляції  $\tau_s^0$  парапозитроній в основному стані пов'язані співвідношенням

$$\lambda_s^0 = \frac{1}{\tau_s^0} = 4\pi r_0^2 c |\psi_1(0)|^2 \quad (1.14)$$

де  $|\psi_1(0)|^2$  – ймовірність знаходження електрона в області розташування позитрона. Підставляючи (13) в (14), отримуємо

$$\lambda_s^0 8 \times 10^9 c^{-1}, \quad \tau_s^0 1.25 \times 10^{-10} c \quad (1.15)$$

з урахуванням відношення  $\sigma_{3\gamma}/\sigma_{2\gamma} = 1/372$  а також ваги потрійного стану швидкість анігіляції ортопозитронія в основному стані

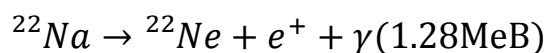
$$\lambda_t^0 = \frac{1}{\tau_t^0} = \frac{\lambda_s^0}{1115} = 7.14 * 10^6 c^{-1}, \quad \tau_t^0 = 1.4 * 10^{-7} c. \quad (1.16)$$

Зовнішнє магнітне поле призводить до розщеплення рівнів атома позитронію (ефект Зеймана) і так званого магнітного гасіння [1,4,12].

Найпоширенішим досліджуваним спостереження анігіляції позитронів в речовині є вимір середнього часу життя позитронів, спостереження кутової кореляції анігіляційних  $\gamma$ -квантів, визначення швидкості  $3\gamma$ -анігіляції позитронів. Існують і інші методи: вимірювання енергетичного спектра анігіляційного випромінювання (зокрема, доплерівського зсуву), поєднання вимірювання часу життя позитронів і кутової кореляції анігіляційних  $\gamma$ -квантів (комбінований метод) і ін. Розглянемо ряд основних з цих методів.

### 1.3 Вимірювання часу життя позитронів в речовині

Для визначення часу життя позитронів в речовині використовується нуклід  $^{22}\text{Na}$  (з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 2,6$  року). Мета цього методу, це визначення часу життя позитронів, яке полягає в вимірюванні швидкості рахунку запізнілих збігів між ядерним  $\gamma$ -квантом з енергією 1,28 MeV (старт – початок відліку часу) переходу



і одним з  $\gamma$ -квантів з енергією 0,511 MeV, випущених при анігіляції позитрона (стоп-сигнал). Позитрон і ядерний  $\gamma$ -квант (1,28 MeV) випускаються практично одночасно (інтервал часу не більше  $10^{-11}$  с) Таким чином, реєстрація ядерного  $\gamma$ -кванта (1,28 MeV) служить сигналом попадання позитрона в середовище, а  $\gamma$ -квант (0,511 MeV) свідчить про його загибель.

Схема установки для вимірювання часу життя позитронів приведена на рис. 2. Радіоактивне джерело 1 з активністю  $(1-2) \cdot 10^6$  Бк випускає позитрони, які потрапляють в досліджувану речовину 2 і анігілюють в ньому. За допомогою сцинтиляційних детекторів 3 і 4 реєструються стартовий і

стоповий  $\gamma$ -кванти. Обидва детектора генерують сигнали  $S_1$  і  $S_2$  прив'язані в часі до випускання відповідних  $\gamma$ -квантів.

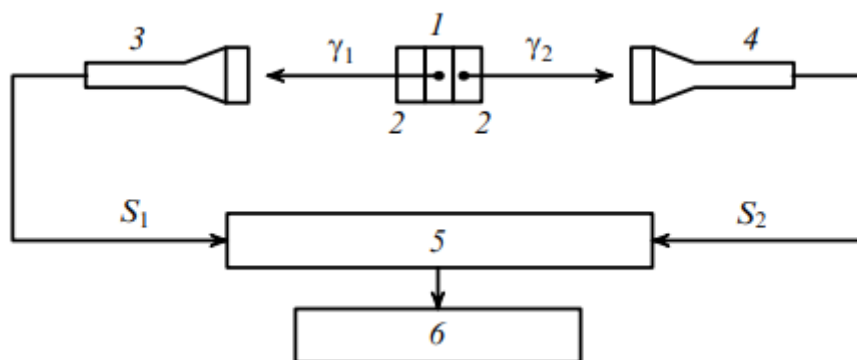


Рис.1.2. Схема установки для вимірювання часу життя позитронів [68]

Інтервал часу між подіями був виміряний за допомогою системи блоків наносекундної електроніки, яка включає детектори нуля в тимчасових каналах, блоки амплітудного аналізу і конвертор 5, що перетворює інтервал часу в амплітуду сигнала. Спектр тимчасового розподілу анігіляційних фотонів реєструється багатоканальним аналізатором імпульсів 6.

Приклад спектра часу життя позитронів в поліметилметакрилаті, показаний на рис. 3, демонструє, що в полімерних матеріалах позитрони живуть дуже довго (до 16 нс та більше), в той час як час життя позитронів в кремнії лежить в діапазоні 0,2–0,3 нс.

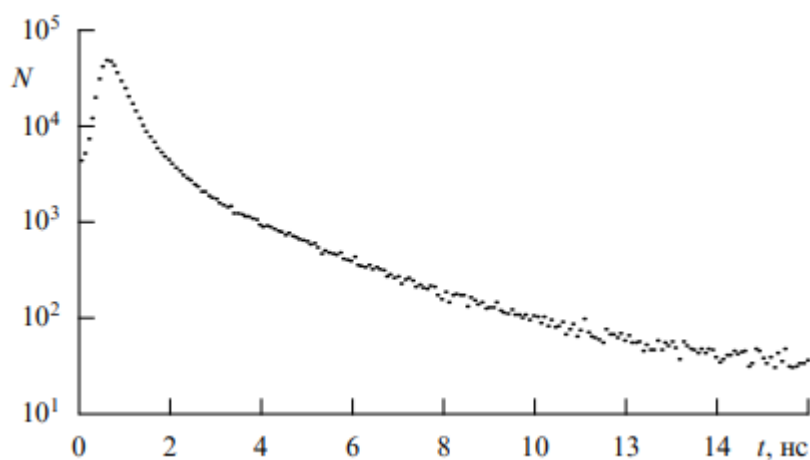


Рис.1.3. Спектр часу життя позитронів в поліметилметакрилаті [68]

Спостережуваний спектр являє собою суперпозицію декількох спектрів з різними часом життя:

$$N(t) = \int R(t, t_1) \sum_{i=1}^n A_i \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_i}\right) dt_1 \quad (1.17)$$

(Тут  $R(t, t_1)$  – приладова функція установки часового розподілу анігіляційних фотонів,  $n$  – число компонент в спектрі,  $\tau_i$  – час життя позитронів в речовині,  $A_i$  – частка позитронів з часом життя  $A_i$ ;

Напівширина (ширина на половині висоти) приладової функції в (1.17) для більшості сучасних установок лежить в діапазоні 0,2–0,3 нс. Обробка спектрів на ЕВМ (як правило, використовують програму РАТФІТ) дозволяє визначити час життя позитронів в речовині, що лежать в діапазоні 0,1–30 нс, і ймовірності різних каналів анігіляції позитронів:  $o$ - $Ps$ ,  $p$ - $Ps$ ,  $e^+$  і т.д.

Час життя позитронів в речовині залежить від просторової густини електронів в районі анігіляції позитронів. При наявності вільного об'єму (пори) в речовині час життя позитронів визначається розміром пори [24]:

$$\tau = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{R}{R+\Delta R} + \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi R}{R+\Delta R} \right)^{-1} \quad (1.18)$$

де  $R$  – радіус пори,  $\Delta R$  – товщина електронного шару ( $\Delta R = 0,166$  нм).

Як видно з (1.18), метод тимчасового розподілу анігіляційних фотонів дозволяє отримувати інформацію дефектності речовини. Взагалі, вимірювання параметрів тимчасових анігіляційних спектрів (середніх часів життя  $\tau_j$  інтенсивностей  $I_j$ ) дає можливість судити про природу позитронних станів, механізми анігіляції позитронів в середовищі і тим самим про властивості самого середовища.

## 1.4 Методи визначення ймовірності $3\gamma$ -анігіляції позитронів

За відсутності створення позитронія відносна ймовірність  $3\gamma$ -анігіляції позитронів в  $P_{3\gamma}^0 = 1/372$ . При утворенні в речовині позитронія за рахунок  $3\gamma$ -анігіляції ортопозитронія відносна ймовірність  $3\gamma$ -анігіляції позитронія зростає:  $P_{3\gamma} > P_{3\gamma}^0$ . Тому вимір відносної ймовірності  $P_{3\gamma}$  дозволяє безпосередньо судити про створення позитронія в речовині.

Структурна схема установки для спостереження  $3\gamma$ -анігіляції показана на рис. 1.4. Три сцинтиляційних детектора розміщені в одній площині під кутом  $120^\circ$  один до одного на однаковій відстані від зразка з джерелом. Таке розташування детекторів відповідає реєстрації трьох  $\gamma$ -квантів від одного акту  $3\gamma$ -анігіляції з однаковою енергією (по  $(2/3) m_0 c^2 = 340$  кеВ). Вимірювання ймовірності  $P_{3\gamma}$  зазвичай проводять щодо алюмінію, в якому позитроній свідомо не утворюється; тому  $P_{3\gamma}^{Al} \approx P_{3\gamma}^0 = 0,27\%$ . Детальний опис схеми, установки і методики наведено в роботах [1, 25].

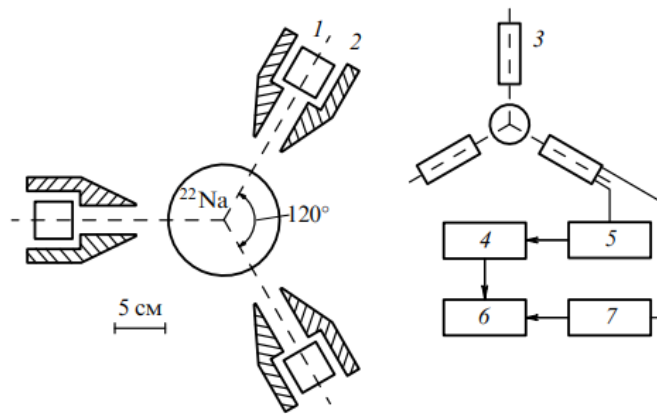


Рис.1.4. Схема установки для спостереження трьохфотонної анігіляції: 1 – кристал, 2 –  $Pb$ -коліматор, 3 – ФЕУ, 4 – схема швидких збігів (10 нс), 5 – тригер, 6 – схема повільних збігів (1 мкс), 7 – амплітудний аналізатор [68]

Поряд з прямими методами визначення відносної ймовірності  $3\gamma$ -анігіляції  $P_{3\gamma}$  за швидкістю підрахунку збігу трьох  $\gamma$ -квантів існують непрямі методи. Одним таким методом є вимір енергетичного спектра анігіляційного



випромінювання (застосовується один детектор, імпульси з виходу детектора подаються на амплітудний аналізатор). Цей метод використовується в роботах [1, 15]. І нарешті, відносну ймовірність  $3\gamma$ -анігіляції можна визначити по зростанню швидкості рахунку збігів двох  $\gamma$ -квантів при зменшенні ймовірності  $3\gamma$ -анігіляції, наприклад через магнітного гасіння позитронія.

### 1.5 Визначення ймовірності $2\gamma$ -анігіляції позитронів

Метод визначення ймовірності  $2\gamma$ -анігіляції позитронів, заснований на вимірюванні кутового розподілу анігіляційних фотонів [1 – 6, 10]. При анігіляції електрон – позитронної пари виконується закон збереження зарядової парності. З цього випливає, що при  $2\gamma$ -анігіляції спочиває позитрон – електронної пари, обидва  $\gamma$ -кванта розлітаються в протилежних напрямках (кут розльоту дорівнює  $180^\circ$ ) з однаковою енергією  $\gamma$ -квантів  $m_0c^2=0.511$  МеВ. Якщо імпульс пари  $p$  не дорівнює нулю, то кути (див. рис. 1.5) між напрямками розльоту  $\gamma$ -квантів відрізняються від  $180^\circ$  на величину (1.9) (в лабораторній системі координат), а їх енергія вже не дорівнює  $0,511$  МеВ.

Діапазон зміни кута  $\theta$  дуже малий (менше  $1^\circ$ ), тому кутом розльоту зазвичай називають не сам кут  $\theta$ , а його відхилення від  $180^\circ$ . Розподіл по кутах  $\theta$  називають кутовим розподілом анігіляційних фотонів (КРАФ). Якщо імпульс пари  $p \ll m_0c$ , то кут  $\theta$  визначається співвідношенням

$$\theta = \frac{p_{\perp}}{m_0c} \quad (1.19)$$

Допплерівське розширення  $\Delta E$  анігіляційної лінії дається виразом

$$\Delta E_\gamma = \frac{p_{\parallel} c}{2} \quad (1.20)$$

де  $p_{\perp}$  і  $p_{\parallel}$  – поперечна і поздовжня складові імпульсу  $p$  відповідно (див. рис. 1.1).

Таким чином, вимірювання швидкості рахунку збігів  $\gamma$ –квантів при  $2\gamma$ –анігіляції в залежності від кута  $\theta$  (відхилення кута розльоту  $\gamma$ –квантів від  $180^\circ$ ) або доплерівського розширення анігіляційної лінії (0,511 MeV)  $\Delta E_\gamma$  дозволяє визначити імпульс  $e^+e^-$  пар (або електронів, якщо імпульс позитрона малий у порівнянні з імпульсом електрона).

Схема установки для вимірювання кутових розподілів анігіляційних фотонів представлена на рис. 1.5. [1–6]. Позитрони з радіоактивного джерела 2 потрапляють в досліджувану речовину 3 і анігілюють там з випусканням двох  $\gamma$ –квантів. Ці кванти розлітаються в різні боки під деяким кутом один до одного і реєструються детекторами. Сигнали з детекторів 1 і 4 через підсилювач 6, дискримінатор 7, схему збігів 8 потрапляють на лічильник 9, реєструючий події, пов'язані з одночасним попаданням анігіляційних  $\gamma$ –квантів в обидва детектора. Вхідні вікна детекторів  $\gamma$ –квантів є щілини з кутовими розмірами  $\theta_y$  і  $\theta_z$ , розташовані паралельно один одному і площині зразка по різні боки від зразка (така схема експерименту називається паралельно–щілинна).

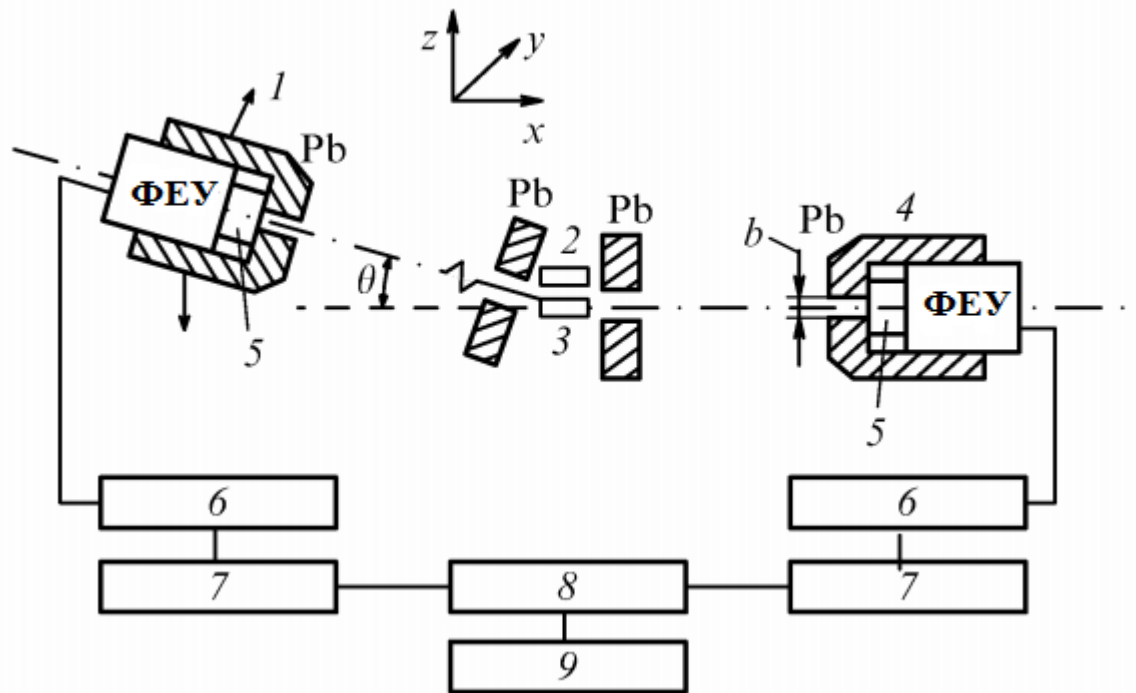


Рис.1.5. Схема установки для спостереження кутової кореляції анізіляційних  $\gamma$ -квантів: 1 - рухливий детектор, 2 - джерело позитронів, 3 - зразок, 4 - нерухомий детектор, 5 - сцинтилятор, 6 - підсилювач, 7 - дискримінація, 8 – схема збігів, 9 – лічильник [68]

Умови, що накладаються на кутові розміри  $\theta_y$  і  $\theta_z$  мають вигляд

$$\theta_y = \frac{\Delta p_y}{m_e c} \gg 2 \frac{P_{max}}{m_e c}, \quad \theta_z = \frac{\Delta p_z}{m_e c} \ll \frac{P_{max}}{m_e c} \quad (1.21)$$

Тут  $\Delta P_y$  і  $\Delta P_z$  – розширення установки по проекціях  $P_y$  і  $P_z$  імпульсу,  $m_e$  – маса електрона,  $c$  – швидкість світла,  $P_{max}$  – максимальне значення імпульсу електрона в речовині.

Число  $\gamma$ -квантів, що реєструються одночасно двома детекторами (відбір таких випадків здійснюється схемою збігів (1.8), описується виразом

$$N_c(0) = A \int_{p_z - \frac{\Delta p_z}{2}}^{p_z + \frac{\Delta p_z}{2}} dp_z \int_{-\Delta p_y}^{+\Delta p_y} dp_y \int_{-\infty}^{+\infty} dp_x n_e(p_x, p_y, p_z) \quad (1.22)$$

де  $A$  – нормувальна константа,  $n_e(P_x, P_y, P_z)$  – щільність розподілу електронів за імпульсами в досліджуваній речовині. З огляду на умови (1.21), вираз (1.22) можна переписати у вигляді

$$N_c(\theta) = A \Delta p_z \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_x dp_y n_e(p_x, p_y, p_z) \quad (1.23)$$

Зазвичай в якості КРАФ використовується не число збігів  $\gamma$ -квантів  $N_c(\theta)$ , а ймовірність  $f(\theta)$ . При цьому нормувальна константа  $A$  в (1.22) і (1.23) вибирається так, щоб виконувалася умова нормування

$$\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} f(\theta) d\theta = 1 \quad (1.24)$$

Приклади КРАФ деяких металів приведені на рис. 6

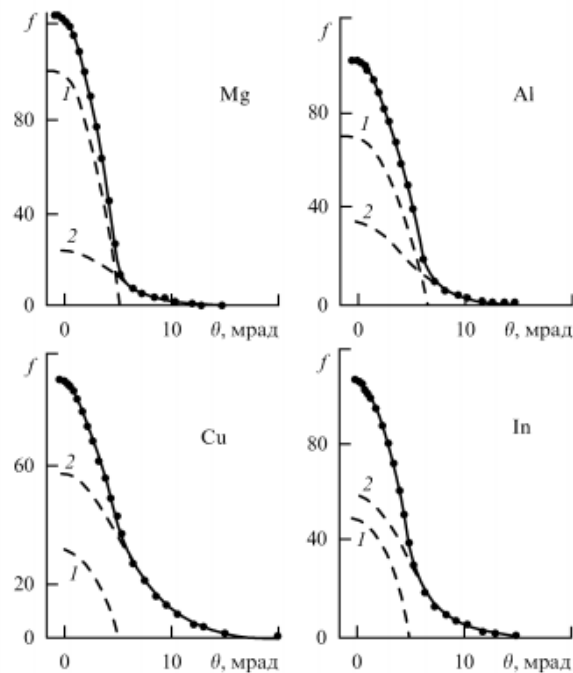


Рис.1.6. Кутовий розподіл анігільційних фотонів в зразках магнію, алюмінію, міді та індію. Штрихові криві – їх розкладання на параболічну (1) і гауссову (2) компоненти; суцільна крива – сума компонент 1 і 2; точки – експериментальні значення [68]

Таким чином, в паралельно-щілинній геометрії експерименту число збігів у-квантів представляє собою інтеграл від щільності розподілу електронів за проекціями імпульсу електрона, паралельним площині досліджуваного зразка. Це дає можливість проводити дослідження третьої проекції імпульсу електрона, перпендикулярної площині зразка

У разі сферичної симетрії імпульсного розподілу електронів з результатів експериментів з паралельно-щілинною геометрією можна знайти щільність розподілу електронів за імпульсами [1]

$$n_e(p) = \frac{A}{\theta} \frac{\delta f(\theta)}{\delta \theta} \quad (1.25)$$

де  $p = \theta m_e c$  – імпульс електрона.

Кутовий дозвіл сучасних установок досягає 0,3 мрад при гарній статистиці ( $10^4$ – $10^5$  імпульсів на точку в максимумі кривої  $f(\theta)$ ), що дозволяє отримати детальну структуру кореляційних кривих (див., наприклад, [1, 6–8]). криві кутовий кореляції можуть містити вузьку і широку компоненти (рис. 7).

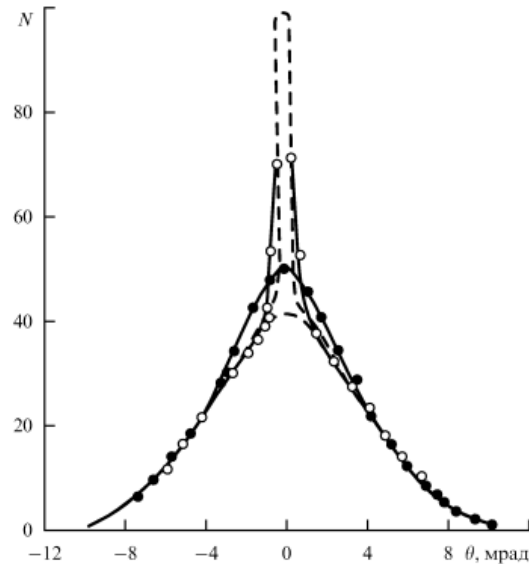


Рис.1.7.Кутовий розподіл анігіляційних  $\gamma$ -квантів: світлі кружечки – для чистого льоду при  $-40^\circ\text{C}$ , темні кружечки – для чистої води при  $20^\circ\text{C}$ , штрихова крива – виправлений кутовий розподіл [68]

Своїм походженням вузька компонента зазвичай зобов'язана повільним атомам парапозитроній, а широка – анігіляції вільних позитронів або позитрона ортопозитронія на електронах середовища. При анігіляції повністю термалізованих атомів парапозитроній при кімнатній температурі відхилення кута двох анігіляційних  $\gamma$ -квантів від  $180^\circ$  для вузької компоненти складає всього  $\theta \approx 0,5$  мрад, а для широкої –  $\theta \approx 10$  мрад.

Експериментальні спектри добре описуються суперпозицією декількох гаусових функцій, а в разі металів до них додається параболічна складова. Кожна функція описує певний канал анігіляції позитронів і характеризується інтенсивністю (ймовірністю анігіляції) і дисперсією, однозначно пов'язаною з енергією анігілюють пари.

## 1.6 Доплерівське розширення анігіляційної лінії

Рух центру мас анігілюючої пари щодо системи координат обумовлює не тільки відхилення кута розльоту двох  $\gamma$ -квантів при 2  $\gamma$ -анігіляції від  $180^\circ$ , а й доплерівське розширення анігіляційної лінії 0,511 MeV. Розвиток методу спостереження доплерівського розширення анігіляційної лінії мав певні перешкоди, такі, як відсутність ефективних детекторів з достатнім розширенням по енергії. Завдяки створенню напівпровідникових  $Ge(Li)$  – детекторів цей метод починають застосовувати поряд з методом кутової кореляції (див., наприклад, [1,2]).

Щоб спостерігати доплерівське розширення анігіляційної лінії використовувався  $Ge(Li)$  –детектор (зазвичай планарного типу об'ємом 2–3 см<sup>3</sup>), імпульси з якого подаються на багатоканальний амплітудний аналізатор. На цей час роздільна здатність невелика: 1,3–2,3 кеВ, що відповідає кутовому розширенню установок для спостереження кутової кореляції  $\gamma$ -квантів ( $\Delta\theta$  4 – 9 мрад). Проте лінія анігіляційного випромінювання виявляється значно ширше кривої енергетичного дозволу. Результати вимірювання доплерівського розширення анігіляційної лінії в деяких металах і інших речовинах добре узгоджуються з даними по кутовій кореляції анігіляційних  $\gamma$ -квантів [1,2].

Якщо не зважати на порівняно невисоку роздільну здатність, доплерівського розширення має ряд переваг у порівнянні з методом кутової кореляції. Метод кутової кореляції потребує складної механічної системи для фіксації кута розльоту  $\gamma$ -квантів і потужного джерела позитронів для отримання хорошої статистики. При вивченні форми анігіляційної лінії ці вимоги відпадають.

## РОЗДІЛ 2

### АНІГІЛЯЦІЯ ПОЗИТРОНІВ В МЕТАЛАХ

Позитронна анігіляція посилено досліджується в металах. Це пов'язано з тим, що цей метод дозволяє визначати такі важливі характеристики металів, як розподіл електронів за імпульсами, енергію рівня Фермі  $\varepsilon_F$  [eV], число вільних електронів  $Z_c$ , що припадають на один атом металу, і їх концентрацію  $n_p$  [см<sup>-3</sup>] в зоні провідності. Ці характеристики, як відомо, багато в чому визначають механічні, електричні і магнітні властивості металів.

У кристалічній решітці металу не всі валентні електрони пов'язані зі своїми атомами, деяка їх частина ( $Z_c \geq 1$  на атом) рухлива в об'ємі металу і утворює електронний газ, в який як би занурений каркас з позитивних іонів. Електронний газ, в свою чергу, компенсує сили електростатичного відштовхування між іонами і пов'язує їх в тверде тіло (металевий зв'язок).

Для ідеальних і реальних (наприклад, полікристалічних зразків) металів числа електронів  $Z_c$  і їх концентрація  $n_p$ , безсумнівно, розрізняються. Тому в даній роботі представлені результати експериментальних досліджень позитронної анігіляції КРАФ для ряду полікристалічних зразків металів з метою з'ясування особливостей механізму анігіляції, визначення параметрів  $\varepsilon_F$ ,  $Z_c$ ,  $n_p$  і їх залежностей від природи металів.

#### 2.1 Методика, теорія і результати експериментів

Вимірювання КРАФ проводилися на установці з паралельною геометрією реєстрації анігіляційних фотонів (див. рис. 1.5). Джерелом позитронів служив радіоактивний ізотоп  $^{22}\text{Na}$  активністю  $3,7 \cdot 10^9$  Бк. Число збігів в максимумі становило майже про  $2 \cdot 10^4$ . Досліджувані зразки розміром  $10 * 20 * 10$  мм<sup>3</sup> вирізалися з цілих шматків металу і не піддавалися ніякій спеціальній обробці. Як приклад результатів проведених досліджень обрані *Mg, Al, Cu, Zn, In, Sn, Pb, Bi*.



В металах валентні електрони зазвичай поділяють на дві групи: електрони провідності (вільні електрони) і електрони, що знаходяться на іонних остовах атомів (пов'язані електрони). Електрони провідності мають імпульсний розподіл

$$n_e(p) = \left( \exp \frac{\frac{p^2}{2m} - e_F}{k_B T} + 1 \right)^{-1} \quad (2.1)$$

де  $e_F$  – енергія Фермі,  $k_B$  – стала Больцмана,  $T$  – термодинамічна температура.

Для низьких температур імпульсний розподіл електронів провідності близько до прямокутного. Звідси випливає, що спектри КРАФ полікристалічних металів повинні мати параболічну компоненту

$$f_p(\theta) = \begin{cases} \frac{3I_p}{4\theta_p^3} (\theta_p^2 - \theta^2) & |\theta| \leq \theta_p \\ 0, & |\theta| > \theta_p \end{cases} \quad (2.2)$$

Дійсно, компонента (2.2) добре проявляється для всіх металів навіть при кімнатній температурі.

На рис 1.6 наведено спектри КРАФ ряду полікристалічних металів, отримані в експериментах. Частина, що залишилася після вирахування параболічної компоненти залежність  $f_g(\theta)$  досить добре описується кривою Гауса:

$$f_g(\theta) = \frac{I_g}{\sqrt{2\pi}\theta_g} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_g^2}\right) \quad (2.3)$$

Тут інтенсивності  $I_p$  і  $I_g$  параболічної і гаусової компоненти чисельно рівні відносної площі кожної з компонент в спектрі КРАФ, причому  $I_p + I_g = 1$ ,  $\theta_g$  – дисперсія кривої Гауса,  $\theta_p$  – кут перетину параболічної кривої з віссю абсцис  $\theta$ .

Далі, використовуючи параметр  $\theta_p$  (кут відсічення параболою осі абсцис  $\theta$ , див. рис. 1.6, який визначається з експерименту, можна оцінити імпульс Фермі  $p_F$  і енергію Фермі  $\varepsilon_F$  досліджуваного металу:

$$p_F = \theta_p mc \quad (2.4)$$

$$\varepsilon_F = \theta_p^2 \frac{mc^2}{2} \quad (2.5)$$

У наближенні моделі вільного електронного газу параметр  $\theta_p$  визначає число вільних електронів  $Z_c$  (число електронів провідності), що припадають на один атом металу, і їх концентрацію  $n_p$  ( $\theta$ ):

$$Z_c = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{mc^2}{h} \right)^3 \frac{A}{\rho N_A} \theta_p^3 \quad (2.6)$$

$$n_p(\theta) = Z_c n_a = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{mc^2}{h} \right)^3 \theta_p^3 \quad (2.7)$$

а також енергію електронів іонних «остовів» (тобто електронів, для яких спектри КРАФ має гаусовий розподіл):

$$\varepsilon_g = \frac{3}{2} \frac{mc^2}{2} \theta_g^2 \quad (2.8)$$

де  $N_A$  – стала Авогадро,  $h$  – стала Планка,  $A$  – атомна маса металу,  $\rho$  – густина.

Експериментально отримані значення параметрів  $Z_c$ ,  $\varepsilon_F$ ,  $n_p$  прийнято зіставляти з аналогічними параметрами для ідеального металу. Будемо вважати ідеальним такий метал, в якому всі валентні електрони перебувають в зоні провідності. В цьому випадку число електронів провідності  $Z_c$ , що припадають на один атом металу, визначається номером групи Періодичної

системи елементів Менделєєва. При цьому в рамках моделі вільного електронного газу, енергія Фермі  $\varepsilon_F$  і концентрація електронів провідності  $n_p$ , є його константами:

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{8m} \left( \frac{3}{\pi} n_A Z_c \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.9)$$

$$n_p = Z_c n_A = \frac{N_a \rho}{A} Z_c \quad (2.10)$$

де  $n_A$  – число атомів в одиниці об'єму металу[55]

## 2.2 Особливості спектрів КРАФ досліджених металів

Виміряні спектри КРАФ в магнії, алюмінії, міді і індії і їх розкладання на параболічну і гаусову компоненти (штрихові криві) показані на рис. 1.6. Суцільна крива є сумою цих компонент і добре описує експеримент. Параметри розкладання КРАФ досліджених металів, а також алюмінію і міді з роботи [15] наведені в табл.2.1 (значень інтенсивності  $I_g$  не наведено, тому що  $I_g = I - I_p$ )

Таблиця 2.1.

## Основні характеристики металів і параметри анігіляції позитронів [68]

Характеристика	Mg	Al	Cu	Zn	In	Sn	Pb	Bi
$Z_c$	2,00	3,00	1,00	2,00	3,00	4,00	4,00	5,00
$n_A, 10^{22} \text{ см}^{-3}$	4,30	6,00	8,40	6,50	3,80	3,60	3,30	2,80
$\lambda_{\text{exp}}, \text{нс}^{-1}$	4,44	6,13	8,80	6,76	5,08	4,98	5,15	4,27
$\theta_p^{\text{exp}}, \text{мрад}$	5,41	6,83	5,50	5,85	5,77	6,15	5,62	6,01
$\theta_g^{\text{exp}}, \text{мрад}$	4,63	4,46	4,84	4,85	4,43	5,02	4,63	4,72
$\theta_g^{\text{theor}}, \text{мрад}$	3,50	4,30	2,80	3,50	4,00	4,70	3,80	4,30
$I_p$	0,72	0,69	0,38	0,45	0,56	0,64	0,41	0,55
$n_p(\tau), 10^{22} \text{ см}^{-3}$	43,10	57,20	45,90	41,10	38,50	43,40	28,60	31,50
$n_p(\theta), 10^{22} \text{ см}^{-3}$	9,40	18,80	10,30	11,90	11,40	13,80	10,50	12,90
$n_p, 10^{22} \text{ см}^{-3}$	8,60	18,10	8,45	13,10	11,50	14,50	13,20	14,10
$\varphi$	2,15	2,85	2,30	2,05	1,93	2,17	1,40	1,50
$f$	4,60	3,10	4,50	3,50	3,40	3,20	2,70	2,50
$\epsilon_F^{\text{exp}}, \text{eB}$	7,50	11,60	8,00	8,70	8,50	9,60	8,00	9,20
$\epsilon_g^{\text{exp}}, \text{eB}$	8,20	7,60	8,90	9,00	7,50	9,60	8,20	8,40
$\epsilon_F, \text{eB}$	7,10	11,60	7,00	9,40	8,60	10,00	9,40	9,90

(погрішність визначення  $\theta_p \theta_g$  і  $I_p I_g$  не перевищують 0,5 і 5% відповідно)

З таблиці 2.1 видно, що значення інтенсивностей гаусом ( $I_g$ ) і параболічної ( $I_p$ ) компонент можна порівняти, тобто позитрони з досить високою ймовірністю взаємодіють як з валентними електронами іонних остовів, так і з електронами зони провідності. Високе значення інтенсивності  $I_p$  обумовлено, очевидно, тією обставиною, що позитрон в металі оточений своєрідною "шубою" електронів (за рахунок кулонівського тяжіння позитроном електронів провідності), що приводить до його екранування.

В цілому вважається що в металі утворюється негативно заряджений комплекс типу комплексу Уілера  $\text{Ps}^{-\eta}$ , ефективний заряд  $\eta$  ( $-e$ ) якого залежить від природи металу. Тут  $\eta$  ( $-e$ ) - ефективний заряд іона в частках заряду електрона. Такого роду комплекс і валентні електрони іонних «остовів» можуть дуже добре взаємодіяти з утворенням релаксируючих метастабільних квазіатомних систем  $\text{Ps}^{-\eta}$ , Включаючи валентні електрони в області іонного

остова і іонний остов, за аналогією з утворенням квазіатомних систем позитрон–аніон в іонних кристалах, що і зумовлює високі значення гаусових компоненти  $I_g$  (див. табл. 2.1).

В області іонних «остовів» електронні хвильові функції комплексу  $Ps^{-1}$  трансформуються в електронні атомні хвильові функції зовнішніх валентних електронів, а позитронну хвильову функцію слабозв'язаного позитрона (якщо виключити перебування позитрона на ядрі іона металу) можна вибрати у вигляді хвильової функції слабозв'язаного оптичного позитрона [13].

У наближенні слейтеровських орбіталей електронних хвильових функцій [13] і позитронної хвильової функції цього типу напівширину  $\Gamma_g$  на напіввисоті кривих КРАФ (див. рис.1.6) можна обчислити за формулою [17]

$$N(t) = \int R(t, t_1) \sum_{i=1}^n A_i \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_1}\right) dt_1 \quad (2.11)$$

$$\Gamma_g = \frac{1}{2} C_{n(s,p,d)} \beta_{n(s,p,d)} \quad (2.12)$$

де  $C_{n(s,p,d)}$ –перевідний множник:  $C_{2(s,p)}=3,52$  ,  $C_{3(s,p)}=2.86$  ,  $C_{4(s,p)}=2,52$  ,  $C_{5(s,p)}=2.48$  ,  $C_{6(s,p)} \approx 2$

$B_{n(s,p,d)}$  слейтерівські параметри електронних  $n(s,p,d)$  орбіталей атомів.

Ширина дисперсії кривою Гауса, дорівнює:

$$\theta_g = \frac{\Gamma_g}{\sqrt{2 \ln 2}} = 0.85 \Gamma_g \quad (2.13)$$

У таблиці 2.1. наведені розраховані за формулою (2.12) і експериментальні значення  $\theta_g$  ( $n$  ( $s$ ,  $p$ )) для дослідженого ряду металів. Збіг розрахованих і експериментальних значень  $\theta_g$  цілком задовільний, що вказує на розумний характер обраного механізму анігіляції в металах.

### 2.3 Визначення концентрації електронів $n_p$ в зоні провідності металу

Як зазначалося, концентрація електронів провідності  $n_p$  є важливою характеристикою металевого стану. Для визначення значень  $n_p$  використовують різнобічні методи: електричні, оптичні, гальваномагнітні (наприклад, ефект Холла), вимірювання електронної частини теплоємності металу і поверхневого імпедансу на радіочастотах. Температурні залежності  $n_p$  дозволяють визначати значення  $p_F$ ,  $\varepsilon_F$  і концентрацію електронів вільного електронного газу ( $n_p = N/V$ , де  $N$  – загальне число електронів,  $V$  – обсяг)

Метод анігіляції позитронів є прямим методом визначення концентрації  $n_p$  в металах. Виходячи з факту, що все позитрони в металах анігілюють в вільних зіткненнях, можна записати вираз для визначення значень  $n_p$  ( $\theta$ ) з спектрів КРАФ (див. табл. 2.1 і рис .1.6):

$$n_p(\theta) = 5.942 * 10^{20} \theta_p^3 [\text{см}^{-3}] \quad (2.13)$$

Концентрацію електронів в зоні провідності можна також знайти, вимірюючи швидкість анігіляції позитронів в металах. Дійсно, в цьому випадку позитроній не утворюється і швидкість анігіляції позитронів визначається концентрацією електронів, з якими вони відчувають зіткнення:

$$\lambda_d = \sigma_d v n_e \quad (2.14)$$

де  $\sigma_d = \pi r_0^2 / \beta = (\pi r_0^2 / v) c$  діраківський переріз  $2\gamma$ -анігіляції,  $v$  – швидкість позитрона,  $r_0$  – класичний радіус електрона.

Розуміючи під  $n_e$  суму концентрацій електронів провідності  $n_p$  і «остовних» електронів  $n_g$ , вираз (2.14) можна записати у вигляді

$$\lambda_d = \lambda_p + \lambda_g \quad (2.15)$$

де  $\lambda_p$  і  $\lambda_g$  – швидкості анігіляції позитронів на електронах провідності і «остовних» електронах відповідно. Тоді ймовірності анігіляції по кожному з перерахованих каналів визначаються як

$$I_p = \frac{\lambda_p}{\lambda_p + \lambda_g} \quad (2.16)$$

$$I_g = \frac{\lambda_g}{\lambda_p + \lambda_g} \quad (2.17)$$

Вирази (2.13), (2.16) і (2.17) дозволяють знайти зв'язок між вимірюваною швидкістю анігіляції позитронів в металі  $\lambda_{зм}=\lambda_d$  концентраціями електронів провідності  $n_p$  і «остовних» електронів  $n_g$  і відповідними ймовірностями анігіляції  $I_p$  і  $I_g$ , які визначаються в кутових експериментах:

$$n_p(\tau) = \frac{\lambda_{зм} I_p}{\pi r_0^2 c} = 1.354 * 10^{23} \lambda_{зм} I_p [\text{см}^{-3}] \quad (2.18)$$

$$n_g(\tau) = \frac{\lambda_{зм} I_g}{\pi r_0^2 c} = 1.354 * 10^{23} \lambda_{зм} I_g [\text{см}^{-3}] \quad (2.19)$$

де  $\lambda_{зм}=l/\tau_{зм}$  сумарна швидкість анігіляції позитронів,  $\tau_{зм}$  – вимірюваний час життя,  $I_p$  і  $I_g$  – відносні площі під параболою і гаусинами в спектрах КРАФ (див. рис.1.6).

Відзначимо, що в формулах (2.13), (2.18) і (2.19) параметри  $O$  і  $O_g$  мають розмірність мрад, а  $\lambda_{зм}$  –  $\text{нс}^{-1}$ . Таким чином, вирази (2.13) і (2.18), так само як і вираз (2.10), дозволяють оцінити концентрацію електронів провідності  $n_p$ , Але вже з використанням результатів вимірювання параметрів анігіляції позитронів.

У таблиці 2.1. наведені концентрації електронів провідності, визначені за даними КРАФ з (2.13), вимірам швидкості анігіляції позитронів в (2.18) і концентрацій для ідеальних металів (2.10):  $n_p(\theta)$ ,  $n_p(\tau)$  і  $n_p$ . Порівняння цих

концентрацій вказує на близькість значень  $n_p(\theta)$  і  $n_p$  і суттєва відмінність їх від значень  $n_p(\tau)$ . У зв'язку з цим фактор

$$f = \frac{n_p(\tau)}{n_p(\theta)} = \frac{z_c(\tau)}{z_c(\theta_p)} \quad (2.20)$$

який характеризує, на нашу думку, збільшення електронної щільності в області знаходження позитрона порівняно з електронної щільністю вільного електронного газу. Як видно з табл. 2.1, значення параметра  $f$  для досліджених металів лежить в інтервалі 2,5–4,6.

Можна сказати те, що взаємодія позитронів з електронним газом призводить до локального підвищення концентрації електронів і в наслідок чого збільшується швидкість анігіляції позитронів. В цей час збільшення електронної щільності, не позначається помітним чином на значенні імпульсу та енергії електронів (а отже, і  $\theta_p$ ), що входять до складу комплексу  $Ps^{-1}$ , так як спектр КРАФ, що описує анігіляцію з цього комплексу добре апроксимується параболою, а експериментально певне значення енергії Фермі цілком задовільно узгоджується з теоретичним. Таким чином, можна вважати, що значення концентрації електронів, які визначаються за формулою (39) з використанням тільки даних КРАФ, найбільш вірогідно відображають значення концентрації  $n_p$  вільного електронного газу. Це дійсно має місце (див. табл. 2.1)

Ефективний заряд  $\eta$  комплексу Уілера  $Ps^{-1}$  можна оцінити, порівнюючи концентрацію  $n_p(\tau)$  електронів в області знаходження позитрона з концентрацією

$$(Ps) = \frac{3}{4\pi} r_{Ps}^{-3} = 2 * 10^{23} \text{ см}^{-3} \quad (2.21)$$

вільному атомі позитронія ( $r_{Ps} 1.06 * 10^{-8}$  см – радіус борівської орбіти позитронія). Відношення цих величин  $\phi = n_p / n(Ps)$  наведено в табл. 1. Значення параметра  $\phi$  усереднене за усіма дослідженими металами, виявилось рівним



2,04. Очевидно, що ефективний заряд  $\eta$  пов'язаний з параметром  $\phi$  формальним співвідношенням  $\eta = \phi - 1, \eta \approx 1$ , як і повинно бути в комплексі Уілера.

Таким чином, механізм анігіляції позитронів в металах через утворення комплексів Уілера, очевидно, знаходить експериментальне підтвердження. Під кінець можна зазначити те, що метод кутового розподілу анігіляційних фотонів дає можливість визначати параметри електронного газу в металах ( $n_p, \varepsilon_F, Z_c$ ) та досить добре узгоджується з аналогічними параметрами які отримуються з теорії вільного фермі-газу. Цього ж часу комбінація методів кутового і часового розподілу анігіляційних фотонів дозволяє отримувати інформацію про збільшення електронної щільності в місці знаходження позитрона

### РОЗДІЛ 3

## ТЕРМІЧНА СТАБІЛЬНІСТЬ НАНОСТРУКТУРНИХ ПОКРИТТІВ

Адаптивність структури матеріалів при високотемпературному відпалі дозволяє спрогнозувати їх властивості при високих температурах, а також визначити їх ресурс роботи. Низька термічна стабільність, є одним з недоліків однофазних наноструктурних конденсованих матеріалів нітридів перехідних металів, яка погано позначилася на мікроструктурі, так і на фізико-хімічних властивостях. Покриття, що розглядалися, містять зерна, оточені кордонами, які, з'єднують поверхню покриття, схильного атмосферного окислення, з підкладкою. Щоб підвищити термічну стійкість треба домогтися усунення взаємодії зерен із середовищем через кордони, які оточують їх, а також більш високої стійкості до розкладання метало-нітриду.

Для усунення цього недоліку є метод введення в основний матеріал легуючих добавок. Одним з прикладів є додавання *Al* в нітридній системи (*TiN*, *ZrN*, *CrN*), що дозволяє істотно підвищити їх термічну плавучість за рахунок формування на поверхні покриття захисного шару  $Al_2O_3$ . Наприклад, окислення  $Al_xTi_{1-x}N$  буде відбуватися за допомогою дифузії атомів *Al* назовні з утворенням збагаченого алюмінієм шару оксиду на поверхні а також дифузії атомів кисню всередину покриття, які утворюють збагачений титаном шар. Як наслідок створюється подвійний захисний шар зовнішній шар –  $Al_2O_3$  і внутрішній –  $TiO_2$ ). Ще варто зазначити, що досягнення найбільш високої термостабільності можливо шляхом розробки не тільки потрійних систем, але і четверних. Так в статті [58] було показано, що додаткове легування покриття  $Ti_{1-x}Al_xN$  атомів *Cr* та *Y* підвищує їх термічну стабільність до температур вище 950 °С. Як наслідок деякі незначні зміни фазового складу покриття не дають змоги просуванню атомів кисню всередину покриття і атомів елементів з підкладки.

Особливий інтерес на який було звернено увагу, це новий клас металевих з'єднань – високоентропійних сплавів, що має не менше 5 складових

елементів. Головною особливістю цих сплавів є висока ентропія змішання, що дає змогу не тільки зберігати систему в даному стані, але і термічну стабільність фазового складу і структурного стану, а отже, фізико-механічні властивості нітридних покриттів. В результаті чого зменшена вільна енергія дає змогу зберегти твердий розчин заміщення як після кристалізації, так і після термічної обробки.

З іншої точки зору наявність чималого вибору складових елементів з різними електронними конструкціями, розмірами може призводити до небезпечних спотворень кристалічної решітки. Це може призвести до неабиякого твердорозчинного зміцнення і підвищення термічної стійкості. Так, значущі флуктуації потенційної енергії, викликані різноманітністю складових атомів, а також висока густина упаковки набагато зменшують ефективну дифузійну відстань. При значних викривленнях решітки вагомо підвищується вільна енергія, скорочується енергія між зернами, а отже і рушійна сила їх збільшення. В наслідок термічного впливу для нітридних покриттів високоентропійних сплавів притаманне зростання зерен і стабільність структури.

Згідно з інформацією [59] дослідження термостійкості на повітрі ( $TiVCrZrHf$ )N нітридних покриттів високоентропійних сплавів проявили збій фазової стабільності при температурі відпалу 500 °C. При отриманні температури в 600 °C оболонка повністю окислюється з отриманням  $ZrTiO_4$  оксиду (товщина становить 3160 нм). Застосування в системі таких тугоплавких елементів, як *Nb*, *Hf*, повинно позитивно відбитися на термічній стабільності одержуваних оболонок.

Термічний відпал покриттів відбувався протягом 30 хвилин в печі Vacutherm-Ceram VT 1200 при температурі 873 К і тиску залишкової атмосфери 100 Па. Для зразків були відібрані покриття, які були отримані в різних умовах осадження, а саме при найбільшому і найменшому тиску робочого газу і потенціалах зміщення підкладки (№ 508 –  $PN = 0,1$  Па,  $U_{см} =$

100 В, № 504 –  $PN = 0,7$  па,  $U_{см} = 200$  В). Структурно-фазовий зміна зразків в результаті термічного відпалу показано на рис. 3.1.

Відомості рентгенодифракційного аналізу зразка 504-й серії показують, що при однофазному початковому стані створюється чітка текстура з віссю [60] вертикально площині зростання (рис. 3.1). За даними рентгенівської тензометрії з'ясовано що для покриття 504-й серії характерна найвища величина періоду решітки в ненапруженому перетині ( $a = 0,442$  нм), що гарно корелює з результатами елементного аналізу, завдяки яким при високому робочому тиску в момент отримання покриттів відзначається найвища концентрація азоту.

Розгляд фазового складу конденсатів системи (Ti-Hf-Zr-V-Nb)N показав відсутність чималих змін структурно-фазового стану оболонок в результаті термічного відпалу (рис. 3.1 а). Відповідно до оцінок розміру ОКР з даних XRD до відпалу методом Дебая-Шеррер було виявлено що їх розмір становить близько (55 – 58) нм.

У шаруванні, яке було отримано при меншому тиску  $P_N = 0,1$  Па, спостерігається укорочування періоду решітки в ненапружених перетинах до 0,438 нм, що можна висвітлювати меншим вмістом атомів азоту в покритті. В наслідок термічного відпалу цієї серії зразків відбувається крихітна зміна фазового складу (рис.3.1 б, крива 2), а саме появи нових піків, які відповідають окислам

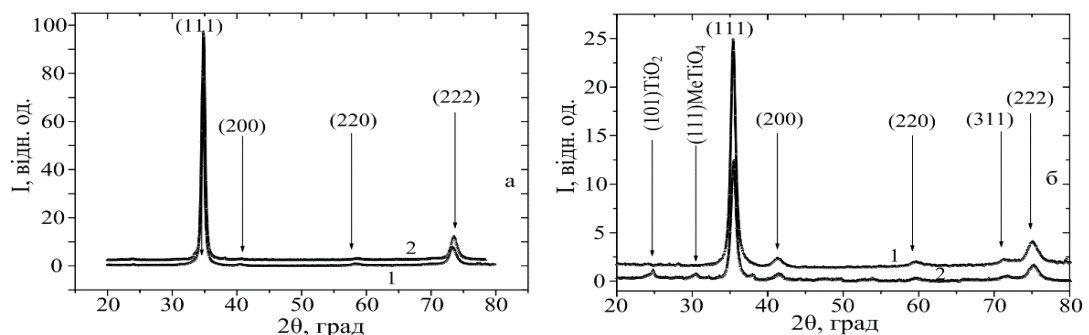


Рис. 3.1. Ділянки рентгенодифракційних спектрів покриттів, отриманих при різних умовах осадження, до (1) і після термічного відпалу 873 К (2): а – зразок № 504; б – зразок № 508 [70]

На рисунку добре видно пониження інтенсивності (порівняємо спектри 1 і 2 на (рис. 3.1 б) від текстурованих рефлексів ГЦК металевій кристалічній решітці по типу  $NaCl$  (октаедричні позиції в металевій ГЦК кристалічній решітці зайняті атомами азоту), а також поява реакцій на малих кутах, відповідних утворенню оксидів  $TiO_2$  (JCPDS 01-0562) і оксиду типу  $MeTiO_4$ , де  $Me$  відповідає змісту  $Zr$  і  $Hf$  елементам. За структурним типом такий оксид схожий ізоструктурним  $ZrTiO_4$  (JCPDS 07-0290) і  $HfTiO_4$  (JCPDS 14-0103). Величина кристалітів для покриття даної серії становить (48 – 55) нм.

Розгляд термостійкості з позиції термодинаміки можливо шляхом аналізу даних, представлених в *табл.3.1*.

*Таблиця 3.1*

**Ентальпія утворення оксидів і нітридів складових елементів (Ti-Hf-Zr-V-Nb) N нітрідного покриття [70]**

	TiN	TiO <sub>2</sub>	ZrN	ZrO <sub>2</sub>	VN	V <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	HfN	HfO <sub>2</sub>	NbN	NbO
ΔH, кДж/моль	- 337	-977	- 365	- 1100	- 217	-775	- 373	- 1144	-234	-405

З отриманої інформації (*табл. 3.1*) видно, що рушійні сили формування оксидів або нітридів для складових елементів різняться. Так, зокрема бінарні нітрид  $TiN$ ,  $ZrN$  і  $HfN$  більш схильні до окислення (максимальна роль ентальпії змішування) чим решта елементів що роз'яснює створення таких оксидів як  $TiO_2$  і  $MeTiO_4$ , де  $Me$  відповідає змісту  $Zr$  і  $Hf$ . Дивлячись на те, що елементи  $Zr$  і  $Hf$  хімічно подібні один з одним і мають майже однакові атомні радіуси, роблячи висновок можна припустити, що оксид типу  $MeTiO_4$  є  $ZrTiO_4$  і  $HfTiO_4$  є оксидами.

Як відмічалось раніше одним з більш ефективних і сприйнятливих методів вивчення вільних обсягів у нанокристалічних покриттях є анігіляція

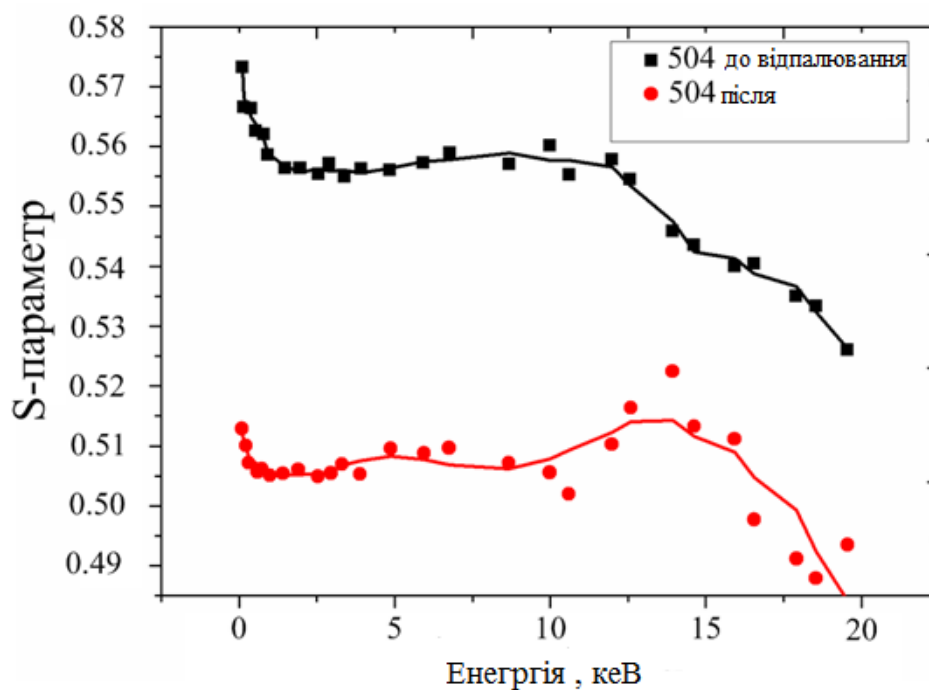
позитронів. Чутливість даного методу складає від  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  дефектів на 1 атом [64]. Так як розмір зерен в нанокристалічних матеріалах становить набагато менше ніж довжина пробігу позитрона в бездефектному кристалі (100 нм), то захоплення позитронів зазвичай відбувається на кордоні двох сусідніх зерен, що дає змогу провести аналіз меж розділу. Треба пам'ятати, що позитрони в нанокристалах також захоплюються вакансійними кластерами, дислокаціями, вакансіями металевої і неметалічної підрешіток, в стиках трьох сусідніх кристалітів і ін. [64].

Для аналізу дефектів вакансійного покриття використовували повільний позитронний мікропромінь. S-параметр доплерівського розширення піку анігіляції вимірювався залежно від падаючої енергії позитронного пучка (до 30 кэВ), тобто на глибину аналізу [67]. Він визначається як площа центральної частини низького імпульсу спектра ( $A_S$ ), поділена на площу нижче всієї кривої ( $A_0$ ) після віднімання фону:

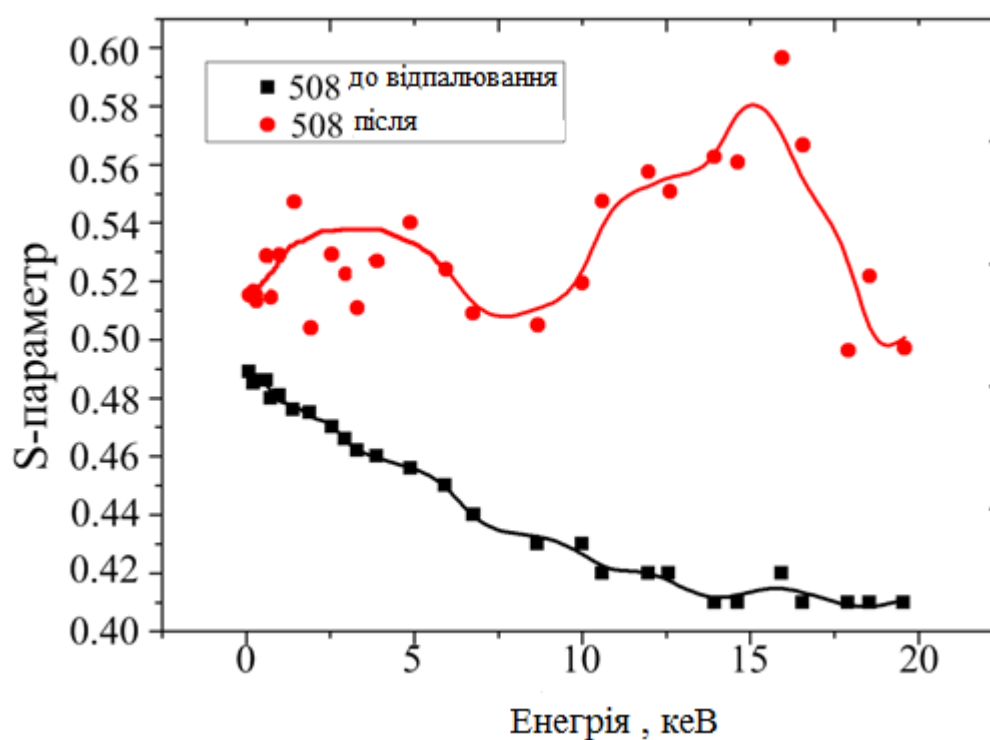
$$s = \frac{A_S}{A_0}, \quad A_S = \int_{E_0 - E_s}^{E_0 + E_s} N_D dE \quad (3.1)$$

Вимірювання зміни енергії позитрону дозволяє визначити концентрацію дефектів як функції глибини проникнення, тобто вимірювання профілів глибини дефекту.

На рис. 3.1 наведені результати позитронної анігіляції, а саме залежності S-параметра від енергії для зразків № 504 і № 508 до і після термічного відпалу при температурі 873 К.



а



б

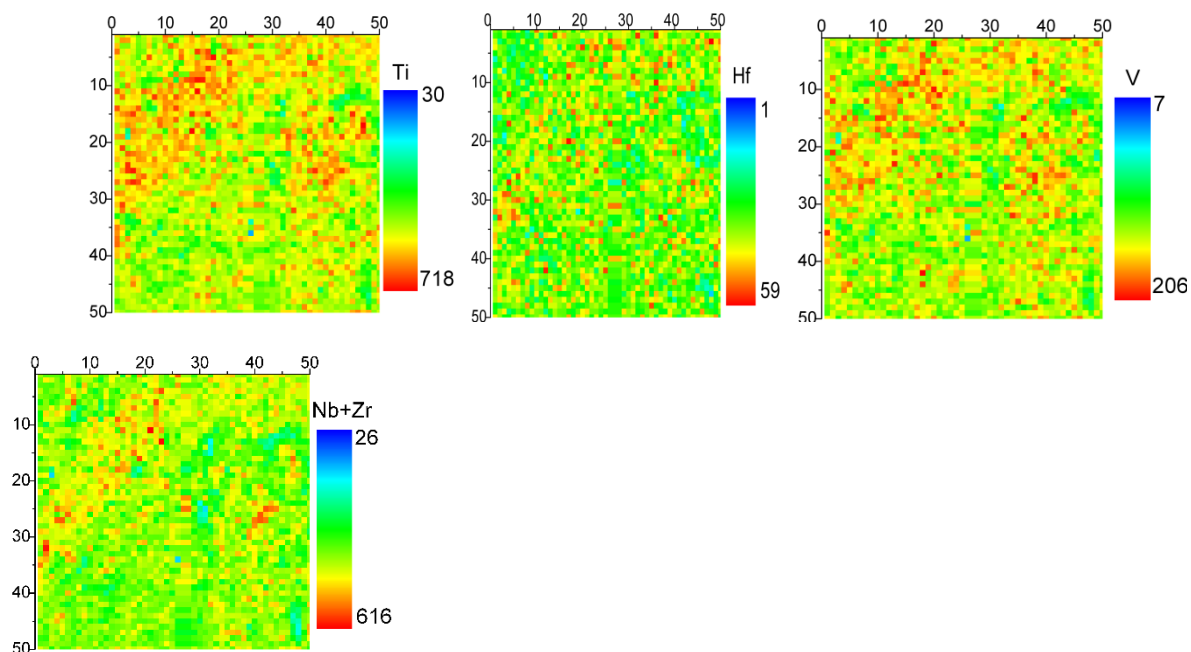
Рис. 3.1. Залежності S-параметра доплерівського розширення анігільційного піку (Дуап), виміряного по глибині покриття (Ti-Hf-Zr-V-Nb) N (а - № 504, б - № 508), до і після відпалу 873 К [70]

Варто вказати, що  $S$ -параметр має залежність як від концентрації, так і від типу вакансійних дефектів, на яких здійснюється захоплення позитронів з подальшою їх анігіляцією в областях зі зниженою електронною густиною на вакансійних дефектах. У випадку бездефектного матеріалу величина  $S$  становить 0,5 нм.

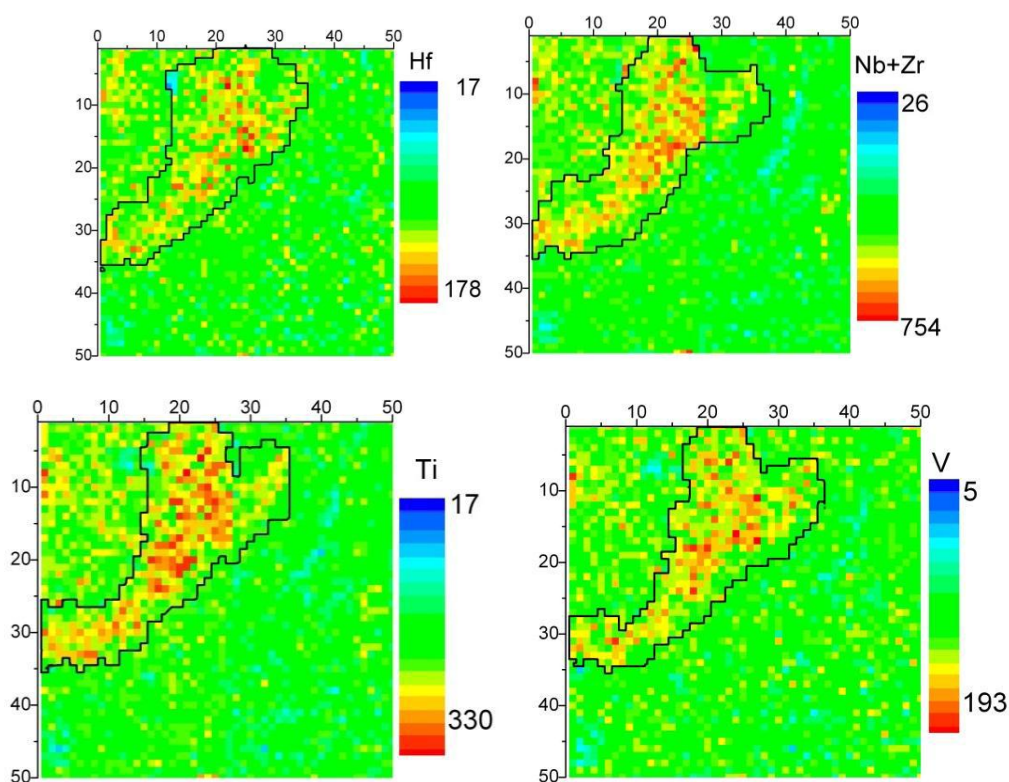
З отриманого результату (рис. 3.1) видно, що профілі дефектів ( $S$ -параметр) мають сильну різницю для № 504 і № 508 зразків. Ця різниця з фізичної точки зору обумовлено різноманітними параметрами осадження. Так, зразок № 504 придатний до більш високого радіаційного впливу (після впливу більш високого потенціалу зміщення –  $U_{см} = 200$  В), що показує наявність вищої деформації, тоді як відпалений зразок № 504 при потенціалі зсуву  $U_{см} = 200$  В менш деформований, що виражається в зменшенні концентрації дефектів. Так, для № 504  $S$ -параметр від (0,58 – 0,53). Для зразка № 508 (рис. 3.9 б) з розгляду залежності  $S$ -параметра в початковому стані (після осадження) можемо спостерігати що в покритті майже відсутні позитроночутливі дефекти по всій глибині аналізу покриття, мається на увазі те, що анігіляція йде в основному з електронами в бездефектних ділянках покриття, тому величина  $S$ -параметра мінімальна і становить 0,49.

Цього часу термічній відпал при температурі 873 К в камері з досить високим залишковим атмосферним тиском (100 Па) приводить до кардинальних змін  $S$ -параметра по глибині покриття. Для зразку № 504 величина  $S$ -параметра після відпалу зменшується від (0,58 – 0,56) до (0,52 – 0,51), і збільшення величини  $S$ -параметра до значення 0,53 можемо бачити тільки тоді, коли енергія аналізуючих позитронів буде близькою до (12,5 – 15) кеВ. Помітне зменшення  $S$ -параметра після відпалу в порівнянні з вихідним станом пов'язано з релаксацією дефектів ходом перерозподілу елементів у покритті (рис.3.2).





а



б

Рис. 3.2. Карты розподілу елементів в покритті(Ti-Hf-Zr-V-Nb)N (504 серія): а – вихідний стан; б – після термічного відпалу 873 К [70]

У випадку зразка № 508 термічний відпал зближує до збільшення величини S-параметра до 0,53 в області приповерхневого шару покриття, а

пізніше при зростанні глибин аналізу. Під час росту енергії позитронів від 14 до 17 кеВ величина S-параметра сильніше зростає і надходить до найбільшого можливого значення 0,59. За присутністю цього піку, очевидно, зумовлено примножування процесів дифузії атомів кисню вглиб оболонки і появи оксидів типу  $MeTiO_4$ , які представляють собою  $ZrTiO_4$  і  $HfTiO_4$  з'єднання, а також оксиду типу  $TiO_2$ .

## РОЗДІЛ 4

### Основні правила техніки безпеки та охорони праці при роботі з персональним комп'ютером

Загальні вимоги. Джерелом небезпеки для життя при роботі з комп'ютерами є напруга живлення 220 — 380 В. До роботи з комп'ютерами допускаються особи, які: а) ознайомилися з інструкцією щодо роботи з ЕОМ і отримали інструктаж на робочому місці;

б) засвоїли відповідний практичний курс, необхідний для роботи за комп'ютерами.

#### 2. Вимоги безпеки при роботі за пультами ЕОМ:

а) при роботі з ЕОМ необхідно пам'ятати, що в них є напруга, небезпечна для життя. 16 КВ — постійна напруга на електропроменевої трубки; змінна напруга 220 В, 50 Гц — напруга живлення мережі;

б) у зв'язку з цим необхідно суворо дотримуватися таких вимог техніки безпеки:

— не вмикати і не вимикати роз'єми кабелів при поданій напрузі живлення;

— не залишати комп'ютери під живленням без нагляду;

в) перед вмиканням ЕОМ у мережу необхідно переконатись:

— у наявності заземлення приладів;

— у справності шнура живлення, шнура зв'язку клавіатури з блоком живлення;

— увімкнути живлення.

При ураженні струмом треба діяти негайно (див.: Техніка безпеки при користуванні електроприладами).

#### 3. У разі виникнення пожежі необхідно:

а) використати всі наявні засоби пожежогасіння, крім води і вогнегасника ОХП-10;

б) при необхідності викликати пожежну команду телефоном 01.

4. Категорично забороняється:

а) включати ЕОМ у розетку при несправному шнурі живлення;

б) під'єднувати і роз'єднувати роз'єми кабелів;

в) проводити будь-який ремонт під час включення ЕОМ.

5. Вимога безпеки після закінчення роботи:

а) після закінчення роботи на ЕОМ необхідно відключити живлення;

б) слід пам'ятати, що після включення індикатора (виключення індикатора) частина схеми перебуває під напругою 220 В. Під час роботи за комп'ютером мають місце такі небезпечні та шкідливі фактори:

Фізичні:

— підвищене значення напруги електричного кола;

— підвищений рівень електромагнітного випромінювання;

— підвищений рівень статичної електрики;

— підвищений рівень іонізації повітря.

Психофізіологічні:

— статичні та динамічні перевантаження;

— розумове перенапруження;

— перенапруження зору при роботі за екранами пристроїв.

Рекомендації щодо організації робочого місця та захисту від шкідливого впливу комп'ютера на здоров'я людини:

— положення тіла повинно відповідати напрямку погляду, неправильна поза призводить до виникнення згорблення;

— нижній край екрана повинен бути на 20 см нижче рівня очей;

— рівень верхньої кромки екрана повинен бути на висоті чола;

— екран комп'ютера — на відстані 75—120 см від очей;

— висота клавіатури повинна бути встановлена таким чином, щоб кисті рук користувача розміщувались прямо;

— спинка стільця повинна підтримувати спину користувача;

— кут між стегнами і хребтом має становити 90°;

— крісло та клавіатуру розміщують таким чином, щоб не було потреби далеко витягуватись;

— відстань між столами з комп'ютерами повинна бути не менша 1,5 м, між моніторами — 2,2 м;

— якщо під час роботи доводиться дивитись на документи, то підставку з оригіналом документа слід встановлювати в одній площині з екраном і на одній з ним висоті;

— треба уникати яскравого освітлення, не втомлювати очі різкою зміною потужності світлових потоків;

— екран комп'ютера треба розміщувати під прямим кутом до вікон, самі вікна під час роботи доцільно завішувати або закривати жалюзями;

— у робочому приміщенні доцільно збільшувати вологість (оптимальна вологість — 60% при температурі 21° C), розмістити квіти, акваріум у радіусі 1,5 м від комп'ютера.

Рекомендації щодо режиму роботи:

— при введенні даних, редагуванні програм, читанні інформації з екрана безперервна робота за екраном монітора не повинна перевищувати 4-х годин при восьмигодинному робочому дні; кількість опрацьованих символів (знаків) не повинна перевищувати 30000 за 4 години роботи;

— через кожну годину праці необхідно робити перерву на 5 —10 хв., а через 2 години —15 хв., під час яких доцільно виконувати комплекс вправ виробничої гімнастики та провести сеанс психофізіологічного розвантаження.

## Висновки

Метод позитронної анігіляції є багатообіцяючим методом контролю структури технічно цінних матеріалів, які використовуються в різноманітних областях науки і техніки. А сама суть методу ПАС полягає в тому, що позитрон, імплантують в досліджувану речовину, для зняття характеристик їх анігіляційних гамма-випромінювань. ПАС є неруйнівним методом вивчення структури речовини, що використовує позитрон в якості зонда.

Метод ПАС посилено досліджується в металах, бо це зв'язано з тим, що цей метод дає змогу визначати такі важливі особливості металів, як розподіл електронів за імпульсами, енергію рівня Фермі  $\varepsilon_F$  [eV], число вільних електронів  $Z_c$ , що припадають на один атом металу, і їх концентрацію  $n_p$  [см<sup>3</sup>] в зоні провідності.

Для покриття 504 величина S-параметра після відпалювання зменшується від (0,58 - 0,56) до (0,52 - 0,51), і збільшення величини S-параметра до значення 0,53 спостерігається тільки тоді, коли енергія позитронів наближається до (12,5 - 15) кеВ. Зменшення S-параметра після відпалювання в порівнянні з вихідним станом пов'язано з релаксацією дефектів шляхом перерозподілу елементів в покритті.

У разі зразка 508 термічне відпалювання приводить до збільшення величини S-параметра до 0,53 в області приповерхневого шару покриття, а потім при збільшенні глибини аналізу. При підвищенні енергії позитронів від 14 до 17 кеВ величина S-параметра ще більше зростає і наближається до максимально можливого значення 0,59. Наявність такого піку, очевидно, обумовлено посиленням процесів дифузії атомів кисню вглиб покриття.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Гольданский, В.И. Физическая химия позитрона и позитрония / В.И. Гольданский ; АН СССР, Ин-т хим. физики. – М. : Наука, 1968. – 176 с
2. Арифов У. А., Арифов П. У., Физика медленных позитронов / А.У. Арифов; П.У. Арифов; Фан ,Ташкент , 1971. – 244 с.
3. Седов В. Л., УФН / В.Л. Седов ; Российская Федерация , Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова 1968. – 22 с.
4. West, R. N. (1979). Positron Studies of Lattice Defects in Metals. *Positrons in Solids*, 89–144. [Электронный ресурс] - Режим доступа: URL: [sci-hub.st/10.1007/978-3-642-81316-0\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-81316-0_3) 56 с
5. Dekhtyar I. Ya., *Phys. Rep.*, **9** (1974) [Электронный ресурс] - Режим доступа: URL: [sci-hub.st/10.1016/0370-1573\(74\)90021-0](https://doi.org/10.1016/0370-1573(74)90021-0) 111 с
6. Hautojarvi P. (Ed.), *Positrons in Solids (Topics in Current Physics, Vol. 12)*, Springer-Verlag, Berlin, 1979 [Электронный ресурс] - Режим доступа: URL: [sci-hub.st/10.1007/978-3-642-81316-0](https://doi.org/10.1007/978-3-642-81316-0) 266 с
7. Jain P. C., Singru R. M., Gopinathan K. P. (Eds.), *Proc. 7th Intern. Conf. on Positron Annihilation, India, 1985*, World Scientific, Singapore, 1985
8. Dorikens-Vanpraet L., Dorikens M., Segers D. (Eds.), *Proc. 8th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Belgium, 1988*, World Scientific, Singapore, 1988
9. Schultz P. J., Lynn K. G., *Rev. Mod. Phys.*, **60** (1988), [Электронный ресурс] - Режим доступа: URL: [sci-hub.st/10.1103/RevModPhys.60.701](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.60.701) 81 с
10. Brandt W., *Appl. Phys.*, **5** (1974), [Электронный ресурс] - Режим доступа: URL: [sci-hub.st/10.1007/BF01193389](https://doi.org/10.1007/BF01193389) 23 с
11. Прокопьев Е. П. и др., *Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов*, Ред.-изд. отдел МИЭТ, М., 1999
12. Фирсов В. Г. и др., *Современные проблемы ядерной физики, физики и химии конденсированных сред. Тр. Первой Моск. междунар. школы физики*

- ИТЭФ, г. Звенигород Моск. обл., 17 - 26 февр. 1998 Прокопьев Е. П., *Астрон. журн.*, **70** (1994),
13. Prokor'ev E. P., *10th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Beijing, China, May 23 - 29, 1994, Abstracts*, 24
  14. Mills A. P. (Jr.), *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978)
  15. Арефьев К. П., Воробьев С. А., Прокопьев Е. П., *Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников*, Энергоатомиздат, М., 1983
  16. Графутин В. И. и др., *ФТТ*, **40** (1998)
  17. Графутин В. И. и др., *ФТТ*, **41** (1999)
  18. Графутин В. И. и др., *Хим. физ.*, **19** (2000)
  19. Графутин В. И. и др., *Хим. выс. энерг.*, **34** (2000)
  20. Goldanskii V. I. et al., *Struct. Chem.*, **2** (1991)
  21. Новиков Ю. А., Раков А. В., Шантарович В. П., *Поверхность*, 1991, № 6, 34; *ФТТ*, **36** (1994)
  22. Графутин В. И. и др., *Изв. РАН. Сер. Физ.*, **58** (1994)
  23. Ramasamy P., Nagaragian T., *Physica B*, 81 (1976), 305 ; *Phys. Status Solidi*, **35** (1976)
  24. Арифов П. У. и др., *Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика*, ФАН, Ташкент, 1975
  25. Арефьев К. П. и др., *Позитронсодержащие системы и позитронная диагностика*, ФАН, Ташкент, 1978
  26. Воробьев С. А., *Прохождение бета-частиц через кристаллы*, Атомиздат, М., 1975
  27. Seeger A., *Appl. Phys.*, **4** (1974)
  28. De Benedetti S., *Nuovo Cimento Suppl.*, **4** (1956)
  29. Прокопьев Е. П. и др., *Хим. выс. энерг.*, **29** (1995)
  30. Прокопьев Е. П., *Хим. выс. энерг.*, **29** (1995)
  31. Прокопьев Е. П., *Поверхность*, 1994, № 4, 117 с
  32. Прокопьев Е. П., *Поверхность*, 1994, № 5, 5 с



33. Арефьев К. П., Прокопьев Е. П., Изв. вузов. Сер. Физ., 1990, № 5, 52 с
34. Прокопьев Е. П., Хим. выс. энерг., **24** (1990)
35. Прокопьев Е. П., Письма в ЖТФ, **16** (1990)
36. Прокопьев Е. П., Хим. выс. энерг., **28** (1994)
37. Prokor'ev E. P., 10th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Beijing, China, May 23 - 29, 1994, Abstracts, 2
38. Prokor'ev E. P., 10th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Beijing, China, May 23 - 29, 1994, Abstracts, 24
39. Прокопьев Е. П., Поверхность, 1994, № 12, 54 с
40. Прокопьев Е. П., Поверхность, 1995, № 7–8, 5 с
41. Прокопьев Е. П., Хим. выс. энерг., **30** (1996)
42. Прокопьев Е. П., Шантарович В. П., Хим. выс. энерг., **30** (1996)
43. Прокопьев Е. П., Хим. физ., **16** (1997)
44. Прокопьев Е. П., Хим. выс. энерг., **31** (1997)
45. Прокопьев Е. П., Изв. вузов. Сер. Физ., 1997, № 2, 23 с
46. Прокопьев Е. П., Физ. и хим. обработки матер., **4** (1992)
47. Прокопьев Е. П., Письма в ЖТФ, **18** (1992)
48. Прокопьев Е. П., ЖПХ, **66** (1993)
49. Прокопьев Е. П., Изв. вузов. Сер. Химия и хим. технол., **36** (1993)
50. Прокопьев Е. П., Изв. вузов. Сер. Химия и хим. технол., **37** (1994)
51. Прокопьев Е. П., Высокочистые вещества, **5** (1995)
52. Прокопьев Е. П., Хим. физ., **15** (1996)
53. Прокопьев Е. П., Хим. выс. энерг., **28** (1994)
54. Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, Наука, М., 1978
55. Ferrante G., Phys. Rev., **170** (1968)
56. Wheeler J. A., Ann. N.Y. Acad. Sci., **48** (1946)
57. Microstructure and oxidation resistance of  $Ti_{1-x-y-z}Al_xCr_yY_zN$  layers grown by combined steered-arc/unbalanced-magnetron-sputter deposition / L.A. Donohue, I.J. Smith, W.-D. Munz [et al.] // surf. Coat. Technol. – 1997. – Vol. 94-95. – P. 226-231.

58. Oxidation resistance and structural evolution of (TiVCrZrHf)N coatings / D.C. Tsai, Z.C. Chang, L.Y. Kuo [et al.] // *Thin Solid Films*. – 2013. – Vol. 544. – P. 580–587.
59. Lai C.H. Influence of substrate temperature on structure and mechanical, properties of multi-element (AlCrTaTiZr)N coatings / C.H. Lai, M.H. Tsai, S.J. Lin, J.W. Yeh // *Surf. Coat. Technol.* – 2007. – Vol. 201. – P. 6993-6998
60. Huang P. Inhibition of grain coarsening up to 1000°C in (AlCrNbSiTiV)N superhard coatings / P. Huang, J.W. Yeh // *Scripta Mater.* – 2010. – Vol. 62. – P. 105-108.
61. Lai C.H. Preparation and characterization of AlCrTaTiZr multi-element nitride coatings / C.H. Lai, S.J. Lin, J.W. Yeh, S.Y. Chang // *Surf. Coat. Technol.* – 2006. – Vol. 201. – P. 3275-3280.
62. Influence of substrate bias, deposition temperature and post-deposition annealing on the structure and properties of multi-principal-component (AlCrMoSiTi)N coatings / H.W. Chang, P.K. Huang, J.W. Yeh [et al.] // *Surf. Coat. Technol.* – 2008. – Vol. 202. – P. 3360–3366.
63. Гусев А.И. Наноматериали, наноструктуры, нанотехнологии / А.И. Гусев. – М.: Физматлит, 2005. – 416 с.
64. Sundgren J.E. Structure and properties of TiN coatings / J.E. Sundgren // *Thin Solid Films*. – 1995. – Vol. 128. – P. 21-44.
65. 111 Lai C.H. Influence of substrate temperature on structure and mechanical, properties of multi-element (AlCrTaTiZr)N coatings / C.H. Lai, M.H. Tsai, S.J. Lin, J.W. Yeh // *Surf. Coat. Technol.* – 2007. – Vol. 201. – P. 6993-6998
66. R. Krause-Rehberg, H.S. Leipner, *Positron Annihilation in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
67. A.D. Pogrebnyak et al. / *Materials Chemistry and Physics* 147 (2014) 1079e1091
68. И.Графутин, Е. П. Прокопьев Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества Институт

теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, г. Москва УФН, (2002)

69. Microstructure, physical and chemical properties of nanostructured (Ti-Hf-Zr-V-Nb)N coatings under different deposition conditions / A.D. Pogrebnyak, I.V. Yakushchenko, A.A. Bagdasaryan [et al.] // *Mat. Chem. Phys.* – 2014. – Vol. 147. – P.1079-1091. 2 с

70. Лапін В. М. Безпека життєдіяльності людини Навч. посібник – Львів: Львівський банківський коледж, 1998. – 192 с.