

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА
ФАКУЛЬТЕТ РАДІОФІЗИКИ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ

Кафедра радіотехніки та радіоелектронних систем

«На правах рукопису»

Робота допущена до захисту в ЕК
рішенням кафедри радіотехніки та радіоелектронних систем
від 22 травня 2024 року, протокол № ____.

Завідувач кафедри доктор фіз.-мат. наук, професор
_____ Ігор АНІСІМОВ

ДИПЛОМНА РОБОТА МАГІСТРА

на тему:

**«ПРОЯВ ЕФЕКТУ БЛИЗЬКОСТІ В ТРАНСПОРТНИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ
СЕНДВІЧА НАДПРОВІДНИК-ФЕРОМАГНЕТИК»**

Виконав:

студент 2-го курсу магістратури
денної форми навчання
спеціальності 172 - Телекомунікації та радіотехніка
ОНП «Інформаційна безпека телекомунікаційних систем і мереж»
Литвенюк Євгеній Петрович _____

Науковий керівник:

канд. фіз.-мат. наук, доцент
Борецький В'ячеслав Францович _____

Рецензент:

доктор фіз.-мат. наук, професор
Шнирков Володимир Іванович _____

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань

Студент _____ Євгеній ЛИТВЕНЮК

РЕФЕРАТ

Дипломна робота магістра: 55 с., 24 рис., 3 табл., 89 джерел.

У роботі створюються та досліджуються контакти між надпровідним сплавом MoRe та феромагнетиком Ni. Плівкові зразки створювались методом магнетронного напорошення, де надпровідник та феромагнетик пошарово напорошувалися на різні типи підкладок. В результаті дослідження спостерігався прояв ефекту близькості в транспортних характеристиках та Андрєєвське відбиття у точкових контактах MoReNi-Ag, Визначено коефіцієнт поляризації Ni. Спостерігався перехід Ni у надпровідний стан з триплетною симетрією параметра порядку. Отримані результати відкривють перспективи використання таких сендвічів у новітній обчислювальній техніці, зокрема створення квантових обчислювальних пристроїв.

MoRe-Ni, ЕФЕКТ БЛИЗЬКОСТІ, АНДРЕЄВСЬКЕ ВІДБИТТЯ
МАГНЕТРОННЕ НАПОРОШЕННЯ, КОЕФІЦІЄНТ ПОЛЯРИЗАЦІЇ.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	6
1.1. Основи механізму надпровідності металів та сплавів	6
1.1.1. Основні властивості надпровідних матеріалів	6
1.1.2. Мікроскопічна теорія надпровідності	7
1.2. Фізичні аспекти ефекту близькості та Андреєвського відбиття	11
1.2.1. Ефект близькості у гібридних N-S структурах	11
1.2.2. Андреєвське відбиття в гібридних N-S структурах	12
1.2.3. Феромагнітні системи метал-надпровідник	19
1.3. Технологія отримання тонких плівок	20
1.3.1. Базова концепція розпилення	20
1.3.2. Режими розпилення металів та сполук	23
1.3.3. Технологія отримання тонких плівок	24
2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ	28
2.1. Техніка та методи отримання S-F структур	28
2.2. Методика дослідження транспортних та спектроскопічних характеристик тонкопліткових структур	33
3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ НАДПРОВІДНИК-ФЕРОМАГНЕТИК	38
3.1. Методика отримання і дослідження отриманих зразків	38
3.2. Ефекти надпровідної близькості в структурах надпровідник-феромагнетик	41
3.3. Спектроскопічні дослідження контактів MoReNi-Ag	46
ВИСНОВКИ	49
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	51

ВСТУП

Через величезну увагу до високотемпературних надпровідників, інтерес до традиційних (низькотемпературних) надпровідників зменшився. Тим не менш, ця галузь не перестає розвиватись. З технологічної точки зору традиційними надпровідниками часто легше маніпулювати, ніж високотемпературними купратами.

Перспективним є напрямок дослідження впливу нормальних металів (N) або феромагнетиків (F) у контакті із надпровідником (S). При дослідженні транспортних характеристик S-N або S-F контактів, спостерігається т. з. надпровідний ефект близькості – прояв надпровідних властивостей у не надпровідних матеріалах (F або N), що у свою чергу пригнічує надпровідність у S. Однак, фізика ефекту близькості в S-F структурах не вичерпується пригніченням надпровідності, там починають діяти нові дуже цікаві ефекти. Більше того, за деяких обставин надпровідність не обов'язково пригнічується феромагнетиками, оскільки присутність останніх може призвести до утворення триpletних куперівських пар [1-3]. В деяких випадках не тільки феромагнетизм прагне зруйнувати надпровідність, але й надпровідність може пригнічувати феромагнетизм [4]. Ще однією властивістю S-F структур є наявність наведеної надпровідної щілини у F [5], що є важливою характеристикою для розробки нових гібридних пристроїв на основі багатозонних надпровідників.

В цілому, з недавніх експериментальних і теоретичних досліджень стає все більш очевидним, що різноманітність нетривіальних ефектів у S-F структурах значно перевищує те, чого можна було б очікувати раніше [6-12].

Вивчення контактів MoRe-Ni є важливим з точки зору радіоелектроніки для подальшого створення пристроїв прийому-передачі інформації, де надпровідні

пристрої є дуже точними. Також, S-F структури типу MoRe-Ni є перспективними для створення НВЧ генераторів або приймачів із чутливістю порядку 10^{-12} Вт.

Мета дослідження: Метою роботи є дослідження впливу феромагнітного Ni на транспортні та спектроскопічні характеристики надпровідника MoRe при контакті двох матеріалів.

Поставлені завдання:

1. Створити структуру для дослідження методом почергового напилення матеріалів на різні типи підкладки, методом магнетронного напорошення.
2. Дослідити компонентний склад отриманих структур, їх товщину та форму поверхні.
3. Дослідити транспортні та спектроскопічні характеристики отриманих структур.
4. Зробити висновки щодо впливу феромагнітного матеріалу на надпровідник у S-F структурі.

Об'єкт дослідження: плівки MoRe-Ni напорошенні методом магнетронного напорошення.

Предмет дослідження: Транспортні та спектроскопічні характеристики одержаних плівок.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Основи механізму надпровідності металів та сплавів

1.1.1. Основні властивості надпровідних матеріалів

Надпровідність була відкрита в 1911 році Хайке Камерлінг-Оннесом [13]. Він досліджував електричні властивості різних речовин при температурі рідкого гелію (4.2 К), коли він помітив, що опір ртуті різко падає при 4.2 К до значення, нижчого за роздільну здатність його приладів. Після багатьох досліджень фізики дійшли до першої характерної властивості надпровідників: їх електричний опір дорівнює нулю нижче певної добре визначеної температури T_C , яка називається критичною температурою. Потім було помічено, що при будь-якій температурі нижче критичної температури застосування мінімального магнітного поля $H_C(T)$ знищує надпровідність, відновлюючи нормальний опір, відповідний для цього поля. Таким чином, зв'язок між критичним полем H_C і температурою переходу T_C може бути виражений рівнянням:

$$H_C(T) = H_C(0)(1 - T/T_C). \quad (1.1)$$

Однак критичне поле H_C для знищення надпровідності може бути експериментально визначене лише для так званих надпровідників I типу. Переважна більшість надпровідників належить до II типу, і їх перехід між нормальним і надпровідним станами розтягується на скінченний діапазон магнітних полів [14]. Спостереження за температурною залежністю критичного поля в поєднанні з нульовим опором у надпровідній фазі привело Мейснера і Оксенфельда [15] до такого результату, якщо надпровідник, поміщений у магнітне поле, охолоджується нижче температури переходу, то лінії індукції магнітного поля

B виштовхуються із надпровідника, тобто B зникає всередині надпровідника (ефект Мейснера).

Лондон [16] показав, що чистий надпровідний стан у магнітному полі має постійний екрануючий струм, пов'язаний з ним. Оскільки ефект Мейснера дуже добре встановлений для зразків макроскопічних розмірів, цей струм повинен бути обмежений областю, дуже близькою до поверхні. Виражаючи це через поле, ми можемо зробити висновок, що B падає до нульового значення на характерній глибині проникнення $\lambda \sim 10^{-7}$ м.

1.1.2. Мікроскопічна теорія надпровідності

Щоб зрозуміти фізику систем, які досліджуються в цій роботі, розглянемо основні аспекти мікроскопічної теорії надпровідності Бардіна-Купера-Шріффера (теорія БКШ) [17-18]. Теорія БКШ використовує гамільтоніан Фр'юліха [19] взаємодії між електронами і фононами, щоб показати, що внаслідок цієї взаємодії існує деформація кристалічної ґратки, яка за певних умов призводить до притягання між двома електронами з утворенням спареного стану (Куперівської пари) [20]. При $T = 0$ у надпровідному основному стані всі електрони спарені, і надпровідний основний стан має такий вигляд:

$$|\psi\rangle = \prod_{\vec{k}} [u_{\vec{k}} + v_{\vec{k}} c_{\vec{k}\uparrow}^* c_{-\vec{k}\downarrow}^*] |0\rangle, \quad (1.2)$$

де $|0\rangle$ - вакуумний стан, $c_{\vec{k}\uparrow}^* (c_{-\vec{k}\downarrow}^*)$ - одноелектронний оператор, який створює електрон з імпульсом $\vec{k} (-\vec{k})$ і спіном $\uparrow (\downarrow)$, а $v_{\vec{k}}^2$ - ймовірність парної зайнятості та $u_{\vec{k}}^2 = 1 - v_{\vec{k}}^2$ - ймовірність парної вакантності.

При $T = 0$ для розбиття Куперівської пари потрібна певна мінімальна кількість енергії, яка називається енергетичною щілиною. У термінах імпульсу k вираз для енергетичної щілини має такий вигляд:

$$\Delta_k = -\sum_{\bar{k}'} V_{\bar{k}\bar{k}'} v_{\bar{k}'} u_{\bar{k}'} \quad (1.3)$$

де $V_{\bar{k}\bar{k}'}$ - енергія взаємодії електрон-електрон [21]. Припускаючи, що взаємодія електрон-електрон постійна в шарі навколо рівня Фермі шириною $\hbar\omega_D$, де ω_D - частота Дебая:

$$V_{\bar{k}\bar{k}'} = \begin{cases} -V, & |E_{k'}|, |E_k| \leq \hbar\omega_D; \\ 0, & \text{інакше,} \end{cases} \quad (1.4)$$

Енергетична щілина Δ буде незалежною від k . Це, так звана, s -хвильова симетрія параметра порядку у випадку однорідної щілини в k -просторі. Ймовірності вакантності та зайнятості в термінах енергії збудження квазічастинки $\tilde{E}_k = \sqrt{E_k^2 + \Delta^2}$ та енергетичної щілини Δ виражаються таким чином:

$$u_k^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sqrt{E_k^2 - \Delta^2}}{\tilde{E}_k} \right]; \quad v_k^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sqrt{E_k^2 - \Delta^2}}{\tilde{E}_k} \right] \quad (1.5)$$

Рівняння 1.3 можна виразити у такому вигляді:

$$\Delta = \frac{V}{2} \sum_{k'} \frac{\Delta}{\sqrt{E_{k'}^2 + \Delta^2}}. \quad (1.6)$$

При $T = 0$ можна просто перевірити, що вираз для енергетичної щільності стає:

$$\Delta = \frac{\hbar \omega_D}{\sinh(1/VN(0))}, \quad (1.7)$$

де $N(0)$ - густина електронів на рівні Фермі в нормальному стані.

При $T \neq 0$ ймовірність того, що стан з вектором k' зайнятий, задається розподілом Фермі-Дірака:

$$f(E_k) = \frac{1}{1 + \exp[\tilde{E}_k / K_B T]}, \quad (1.8)$$

тому рівняння 1.3 модифікується шляхом введення розподілу Фермі-Дірака:

$$\Delta_k = \sum_{k'} V_{\bar{k}, k'} \frac{\Delta_{k'}}{2\tilde{E}_{k'}} \tanh\left(\frac{\tilde{E}_{k'}}{2K_B T}\right) \quad (1.9)$$

Припускаючи наближену форму для енергії електрон-електронної взаємодії рівняння 1.4, і переходячи до континууму, самоузгоджене рівняння для щільності набуває вигляду:

$$\frac{1}{VN(0)} = \int_0^{\hbar \omega_D} dE \frac{1}{\sqrt{E^2 + \Delta^2}} \tanh\left(\frac{(E^2 + \Delta^2)^{1/2}}{2K_B T}\right) \quad (1.10)$$

Чисельне розв'язання рівняння 1.10 визначає температурну залежність щільності. На Рис. 1.1 показано температурну залежність енергетичної щільності, яка узгоджується з рівнянням 1.10.

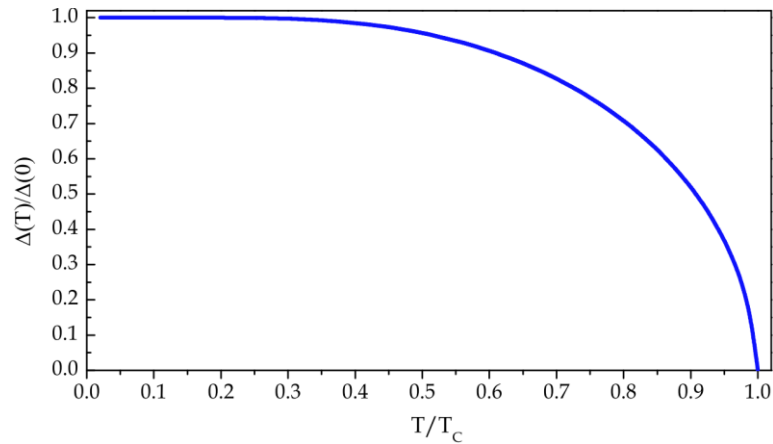


Рис. 1.1. Температурна залежність надпровідної енергетичної щілини, отримана шляхом чисельного розв'язку рівняння 1.10, де $\Delta(0)$ - значення енергетичної щілини при $T = 0$ [22].

Слід відмітити, що рівняння 1.10 не має розв'язку для кожного T , це означає, що існує критична температура T_c , така, що для $T > T_c$ надпровідна енергетична щілина не може бути визначена. Ця температура може бути розрахована в границі $\Delta(T) \rightarrow 0$, даючи:

$$\frac{2\Delta(0)}{K_B T_c} = 3.52. \quad (1.11)$$

З експериментальних вимірювань на звичайних надпровідниках було з'ясовано, що цей числовий фактор знаходиться в діапазоні від 3.0 до 4.5. Крім того, з теорії БКШ ми можемо безпосередньо отримати вираз для надпровідної густини станів:

$$\frac{N_s(E)}{N_N(0)} \begin{cases} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, & E > \Delta; \\ 0, & E < \Delta, \end{cases} \quad (1.12)$$

тому ми можемо зробити висновок, що вимірювання густини станів є прямою оцінкою надпровідної енергетичної щілини.

1.2. Фізичні аспекти ефекту близькості та Андрєєвського відбиття

1.2.1. Ефект близькості у гібридних N-S структурах

Ефект близькості (з англ. Proximity effect) - це поява надпровідних властивостей у ненадпровідних матеріалах, які знаходяться в електричному контакті з надпровідником (S). Вже в шістдесятих роках було зрозуміло, що надпровідна кореляція може розповсюджуватись на великі просторові масштаби в звичайному металі (N) [1-3]. Хоча на той час технології ще не дозволяли виготовляти складні N-S схеми в контрольований спосіб, але багато основних явищ, особливо щодо тунельної спектроскопії, були вже зрозумілі.

Лише нещодавно, з розвитком сучасних нанотехнологій, дослідникам вдалося подолати дві ключових проблеми – формування малих структур на субмікронному масштабі та контроль S-N інтерфейсів. Протягом останніх двадцяти років було вивчено широкий спектр гібридних N-S структур. Це значно покращило розуміння основних механізмів ефекту близькості та пояснило багато неінтуїтивних спостережень, чому сприяли також досягнення в мезоскопічній фізиці [6-12].

Важливо зазначити, що довжинні та енергетичні масштаби, які керують ефектом близькості, є такими ж, як ті, що визначають квантовий транспорт або термодинамічні ефекти в мезоскопічних системах. Ключову роль відіграє "енергія кореляції"

$$E_c = \hbar / \tau_D \quad (1.13)$$

де $\tau_D = L^2/D$ – час, необхідний для того, щоб одиночний електрон перетнув границю зразка з довжиною L в нормальному металі з коефіцієнтом дифузії D . Цей енергетичний масштаб визначає «енергетичну щілину» в нормальному металі,

контактуючому з надпровідником, на відміну від спарених електронів у БКШ-надпровідниках.

Роль Андрєєвського відбиття [23] є критичною для ефекту близькості, оскільки воно забезпечує механізм перетворення одиночних електронів з нормального металу в куперівські пари в надпровідному конденсаті. Ефект близькості є результатом взаємодії між Андрєєвським відбиттям на N-S інтерфейсі та далекосяжною когерентністю в нормальному металі.

1.2.2. Андрєєвське відбиття в гібридних N-S структурах

Андрєєвське відбиття є ключовим механізмом, який забезпечує перетворення дисипативного електричного струму в нормальному металі в недисипативний надструм. Розглянемо основні характеристики цього явища:

1. Двоелектронний процес: Через наявність енергетичної щілини на рівні Фермі в густині станів надпровідника, передача одиночних квазічастинкових станів з енергією e нижче щілини Δ заборонена. Така ситуація виникає, коли обмежуються процесами першого порядку, як це має місце для непрозорого тунельного бар'єру. Експерименти з тунелюванням Джавера продемонстрували, що тунельна провідність N-I-S (де I - ізолятор) переходу безпосередньо досліджує густину станів надпровідника [24]. Однак можливий інший тип передачі, коли дозволені процеси другого порядку. Вхідний електрон може бути переданий в надпровідник, якщо другий електрон також передається через межу, утворюючи куперівську пару в надпровіднику. У термінах одиночних збуджень, цей процес еквівалентний відбиттю дірки.

Наслідки Андрєєвського відбиття на вольт-амперних характеристиках S-N переходу були детально вивчені в так званій теорії БТК [25]. Прозорість бар'єру характеризувалася простим параметром Z , який змінюється від 0 для ідеального

металевого контакту до ∞ для низькопрозорого тунельного бар'єру. З цим визначенням, прозорість визначається як:

$$t = 1 / (1 + Z^2). \quad (1.14)$$

Вплив Андрєєвського відбиття є значним, коли прозорість бар'єру висока. Для ідеального контакту ($Z = 0$) було виявлено, що суб-щілинна провідність вдвічі перевищує провідність в нормальному стані, демонструючи подвійне перенесення заряду.

2. Ретровідбиття: Ця цікава особливість Андрєєвського відбиття була помічена Андрєєвим в його оригінальній статті про теплові властивості проміжного стану надпровідників. Дуже явно ця властивість спостерігалась Бенісантом та ін. [26], в експерименті з чистим монокристалом срібла, де було показано, що всі три компоненти швидкості змінюють знак при відбитті на надпровідному інтерфейсі. Андрєєвське відбиття є ідеальним ретровідбиттям лише для електронів, що падають на рівні Фермі [27]. Коли енергія вище рівня Фермі, падаючий електрон ($E_F + e$, $k_F + \delta k/2$) і відбита дірка ($E_F - e$, $-k_F + \delta k/2$) мають різні довжини хвиль в нормальному металі. Неузгодження хвильового вектору лінійно залежить від енергії:

$$\delta k = \frac{2e}{\hbar v_F}. \quad (1.15)$$

У суто балістичній системі це призводить до резонансних ефектів [28-29].

3. Когерентні властивості: Найважливішою властивістю для ефекту близькості є фазова когерентність процесу. Відбита дірка несе інформацію як про фазу електронного стану, так і про макроскопічну фазу Φ надпровідника.

Припустимо, що парний потенціал фіксований і дорівнює $\Delta e^{i\Phi}$. Для стану з енергією e вище рівня Фермі зміна фази може бути записана як:

$$\delta\phi = \Phi + \arccos(e/\Delta). \quad (1.16)$$

Можна бачити, що Андреевське відбиття стану на рівні Фермі, $e = 0$, супроводжується фазовим зсувом на $\pi/2$. Вплив цього фазового зсуву на опір N-S переходу та різницю між Андреевським відбиттям на надпровідному інтерфейсі та оптичним відбиттям на фазово-спряженому дзеркалі описано С. Бінакером [30]. Фазовий зсув на $\pi/2$ є причиною кінцевого опору дифузного N-S переходу при нульовій температурі. У дифузному металі фазовий зсув призводить до втрати інтерференції за межами залежної від енергії довжини когерентності, яка дорівнює

$$L_e = \sqrt{\hbar D / e}. \quad (1.17)$$

Ця мезоскопічна довжина характеризує, на якій відстані два електрони з куперівської пари, що витікають з надпровідника, будуть дифундувати в фазі в нормальному металі. Вона природним чином з'являється в рівнянні опису нерівноважних квазічастинкових нелінійних процесів (рівняння Усаделя). Остаточним обмеженням є довжина збереження фазової когерентності електрона L_ϕ , яка визначає ефект слабкої локалізації [31].

4. Роль домішок: Якщо фазові розриви можна ігнорувати, то присутність домішок не пригнічує квантові інтерференційні ефекти. Навпаки, дифузія на домішках забезпечує механізм перенаправлення траєкторій до інтерфейсу, тим самим посилюючи передачу на інтерфейсі. Це когерентний ефект багаторазового розсіяння, важливість якого була підкреслена ван Вісом та ін. в [32]. Суперпозиція

багатьох когерентних передач через інтерфейс за наявності безладу є причиною так званого балістичного (бездисипативного) тунелювання [33]. А саме, суперпозиція багатьох процесів другого порядку додається, щоб дати процес першого порядку набагато більшої амплітуди. Іншими словами, присутність безладу (на практиці обмеження) у нормальному металі призводить до значного посилення провідності переходу. Це посилення пригнічується фазоруйнівними ефектами, такими як неелектричні процеси або зовнішнє магнітне поле. Через дуже особливий зв'язок між траєкторіями електронів і дірок, можливо, що деякі фазоруйнівні процеси, які діють у слабкій локалізації або ефектах Ааронова-Бома, де траєкторії добре розділені, можуть мати менший дефазуючий ефект [34].

5. Андрєєвське відбиття і передача Куперівських пар: Андрєєвське відбиття електрона (або дірки) еквівалентне передачі окремих Куперівських пар в (або з) надпровідного конденсату. Ефект близькості зумовлений присутністю Куперівських пар, що витікають в нормальний метал. Спосіб, яким наростає густина пар у нормальному металі, сильно залежить від наявності домішок, тунельного бар'єру або граничних ефектів. У теорії нерівноважної надпровідності [35] присутність Куперівських пар у нормальному металі описується аномальною функцією Гріна

$$F^R(x, e) = -i \cdot \sin \Theta(x, e), \quad (1.18)$$

зручно вираженою через кут близькості $\Theta(x, e)$, який є комплексною функцією як від положення x , так і від енергії e .

6. Роль спіну: У класичному Андрєєвському відбитті між чистим металом і надпровідником БКШ ступінь свободи спіну може бути проігнорована: конденсат складається з куперівських пар з протилежними спінами, і смуги електронів з

напрямами спіну вгору та вниз у N-металі є ідентичними. Картина така: вхідний електрон зі спіном вгору (вниз) переноситься в надпровідник разом з другим електроном із спіном вниз (вгору), утворюючи Куперівську пару. Відбита дірка має спін вгору (вниз), оскільки вона пов'язана з відсутнім електроном зі спіном вниз (вгору). Як ми побачимо пізніше, ситуація значно змінюється у феромагнетиках, де енергетичні смуги залежать від спіну.

Ефект Андрєєвського відбиття описує елементарні мікроскопічні процеси, які відбуваються на ідеальній N-S межі. Для опису ефекту близькості потрібні додаткові складові, які не включені в прості моделі інтерфейсу [25]. Аномалію нульового зміщення, яка спостерігалась в переходах напівпровідник-надпровідник Кастальським та ін. [36], можна було зрозуміти лише враховуючи множинне когерентне розсіювання [32] на домішках, які повертають електрони і дірки на інтерфейс, що призводить до збільшення ефективної провідності. Цей неklasичний когерентний ефект є характерним для ефекту близькості. Вплив безладу є доволі істотним. Хеккінг і Назаров [37] передбачили, що тунельна провідність G_T повинна бути збільшена у кількість разів, пропорційну G_T/G_N , де G_N - провідність N-металу поблизу переходу. Теорія матриці розсіювання [32-33, 38-39], яка розширює підхід Ландауера-Буттікера до мезоскопічного руху, включаючи Андрєєвське відбиття на надпровідному інтерфейсі, забезпечує хороший опис ефекту множинного розсіювання. Цей ефект був неявно врахований у більш старій квазікласичній теорії, яка ґрунтується на теорії нерівноважної надпровідності Ларкіна-Овчиннікова [35, 40-42]. У багатьох практичних ситуаціях (непорядковані метали) останній підхід призводить до простого кругового рівняння для енергозалежного кута близькості $\Theta(e, x)$ [43-44].

Фазова чутливість була продемонстрована Потье та ін. [45] у петлеподібній N-S металевій схемі, що має два паралельні N-S переходи. Як і в роботі [36], провідність підщільни поблизу нульового зміщення показала сильне підвищення

Андреєвської провідності. Цікаво, що провідність була періодичною щодо магнітного потоку в надпровідній петлі. Цей експеримент чітко ілюструє існування інтерференційного ефекту між двома N-S переходами і, отже, демонструє чутливість Андреєвського струму до фази надпровідника. Подальші недавні теоретичні роботи показують, що ця фазова чутливість може надати корисну інформацію про квантові флуктуації фази надпровідного острівця в надпровідному транзисторі [46-47].

Як описано раніше, провідність N-S переходу збільшується завдяки когерентному множинному розсіюванню через безлад у металі. Ефект близькості також можна спостерігати безпосередньо на металевій провідності, якщо провідність металу набагато менша за провідність бар'єру, або якщо конструкція така, що вимірюваний ланцюг не містить N-S інтерфейсу. Серія експериментів на Ахаронов-Бомівських петлеподібних ланцюгах [48-49] та інтерферометрах Андреєва [50-51] прояснила залежності фазочутливого внеску в провідність від довжини та температури.

Тепер добре встановлено, що металева провідність нормального металу N, який знаходиться під дією ефекту близькості з надпровідником S, виявляє немонотонну залежність від температури та напруги з максимумом при kT або $eV \approx E_c$ (або еквівалентно $\sqrt{\hbar D / k_B T}$ або $\sqrt{\hbar D / eV} \approx L$). Тут L - довжина нормального металу, а $E_c = \hbar D / L^2$ - енергія Тулеса. Цей так званий ефект повторного входження, який вперше спостерігався у [52-53], спостерігався також у різних N-S системах, включно з легованими напівпровідниками [54] та двовимірними електронними газами, з'єднаними з надпровідником [55]. У останньому випадку положення максимуму можна було контролювати на місці, змінюючи коефіцієнт дифузії за допомогою зовнішнього затвору [56].

Фізика ефекту повторного входження тепер добре зрозуміла [42, 57-59] у випадку невзаємодіючих електронів. Суть полягає в тому, що можна визначити залежну від енергії спектральну провідність руху електронів через структуру [53]. Вимірjana провідність є згорткою цієї спектральної провідності з функцією розподілу енергії електронів. Цікаво, що як у N-S, так і в S-N-S пристроях температура $kT = E_c$ є температурою перехідного режиму, нижче якої провідність зменшується в S-N-S переході (коротке замикання Джозефсона) або повертається до опору нормального стану в N-S переході (ефект повторного входження).

При температурах $kT > E_c$, більших за енергію Тулеса, амплітуда коливань магнітопровідності повільно загасає з температурою за степеневим законом $1/T$ [48]. Ця поведінка чітко контрастує з експоненційним згасанням струму Джозефсона за L_T у S-N-S переході при високій температурі. Фізичний сенс цього далекодіючого ефекту полягає в тому, що навіть при відносно високих температурах електрони на рівні Фермі утворюють пари, які залишаються когерентними по всій довжині зразка. Відносна вага цього населення становить близько $E_c/k_B T$, цей коефіцієнт дає відповідний порядок величини для далекодіючої поправки до металевої провідності [60].

Першим визначеним наслідком Андреевського відбиття була відсутність перенесення енергії через інтерфейс. Насправді початковою мотивацією оригінальної роботи Андреева [23] було кількісне розуміння експериментів з теплопровідністю в надпровідниках I типу, які складаються з почергових шарів нормальних та надпровідникових доменів. Однак наразі більшість експериментів на мезоскопічних N-S пристроях зосереджені на електричному транспорті. Лише нещодавно увага була звернена на інші властивості, такі як термоелектрорушійна сила та теплопровідність [61].

У однорідному звичайному металі термоелектрорушійна сила дуже мала, оскільки електрична провідність не залежить від енергії. Але ця залежність не

справджується для сплавів Кондо, де час магнітного розсіювання сильно залежить від енергії електрона. Таким чином, сплави, такі як AuFe, забезпечують корисні матеріали для низькотемпературних термопарних датчиків. Тепер зрозуміло, що у N-S пристрої спектральна провідність сильно сконцентрована на характерній енергії, заданій енергією Тулеса. Це є наслідком ефекту повторного входження, описаного раніше. Відповідно, термоелектрорушійна сила, як очікується, буде більшою, ніж у звичайному нормальному металі.

1.2.3. Феромагнітні системи метал-надпровідник

На відміну від благородних нормальних металів, феромагнітні метали є прикладом системи з сильною електрон-електронною взаємодією, що призводить до впорядкованого стану спінів електронів. Картина Андреевського відбиття в таких системах сильно модифікується.

Безпосереднім наслідком є повне придушення Андреевського відбиття в повністю спін-поляризованому металі [62-63]. Цей ефект нещодавно використовувався для вимірювання ступеня спінової поляризації різних феромагнітних металів за допомогою прямих вимірювань провідності через надпровідний точковий контакт [64]. Із збільшенням спінової поляризації суб-щілинна провідність падає від значення приблизно подвійної провідності в нормальному стані для неполяризованих металів до малого значення у сильно поляризованих металах. Подібні спостереження були зроблені з використанням наноструктурованих контактів між надпровідником і феромагнітними наночастинками [65]. Крім того, було показано, що введення спін-поляризованого струму придушує утворення Куперівських пар в надпровіднику [66].

1.3. Технологія отримання тонких плівок

1.3.1. Базова концепція розпилення

Термін "розпилення" походить від голландського "sputteren", що означає "випльовувати дрібними частинками з характерним вибуховим звуком". Розпилення вперше спостерігав Гровс у 1852 році, але саме Плюккер запропонував у 1858 році використовувати це відкриття як інструмент для отримання металевих плівок. Сьогодні розпилення є потужним інструментом, який використовується для осадження тонких плівок, хімічного аналізу, травлення та очищення. Розпилення, як правило, використовується для осадження тонких плівок, оскільки немає необхідності в екстремальних умовах розплавлення або хімічної реакції матеріалів з високою температурою плавлення, як при випаровуванні чи електрохімічному процесі [67]. У базовому процесі розпилення мішень (катод) бомбардується енергійними іонами, що генеруються плазмою тліючого розряду, розміщеною перед мішенню. Процес бомбардування призводить до видалення атомів мішені, які конденсуються на підкладці у вигляді тонкої плівки [68]. Внаслідок бомбардування іонами з поверхні мішені також емітуються вторинні електрони. Ці електрони відіграють важливу роль у підтримці плазми.

Розпилення є процесом фізичного осадження з газової фази і прогресує за рахунок передачі імпульсу між іонами та атомами матеріалу (Рис. 1.2). Зіткнення бувають пружні або непружні, залежно від того, чи зберігається внутрішня енергія зіштовхуваних частинок. При пружному зіткненні обмінюється лише кінетична енергія, зберігаються імпульс і кінетична енергія поступального руху, не відбувається збудження атомів і зберігається потенційна енергія [69].

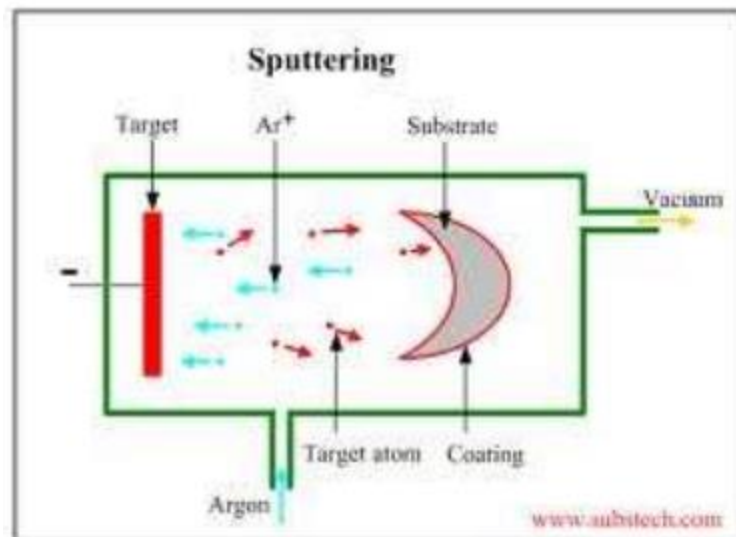


Рис. 1.2. Схема процесу розпилення [70].

Внаслідок законів збереження імпульсу та кінетичної енергії, відношення кінетичних енергій для двох видів частинок, що зіштовхуються, визначається як:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2, \quad (1.19)$$

де (M_1, E_1) і (M_2, E_2) відносяться до мас і енергій падаючих частинок та атомів розпорошеної мішені відповідно. Кут визначається початковою траєкторією падаючої частинки та лінією, що з'єднує їх центри при зіткненні. Проте перше зіткнення заштовхує атоми глибше в матеріал, а наступні зіткнення між атомами призводять до вивільнення деяких атомів поблизу поверхні з площини мішені (Рис. 1.2).

Першою та найбільш відомою науковою роботою з кількісного оцінювання процесу розпилення було дослідження П. Зігмунда [69]. Він припустив, що процеси передачі імпульсу на поверхні спричинені каскадом зіткнень усередині

приповерхневих шарів (Рис. 1.2. Кількість атомів, вивільнених з поверхні на одну падаючу частинку, називається коефіцієнтом розпилення, який є важливою мірою ефективності процесу розпилення. Коефіцієнт розпилення залежить не лише від енергії та мас падаючих іонів, а й від атомів мішені та їх енергії зв'язку з поверхнею та/або можливих сполук, утворених на поверхні мішені [71-74].

Процес розпилення кількісно описується коефіцієнтом розпилення, який визначається як кількість атомів мішені, вивільнених однією падаючою частинкою. Коефіцієнт залежить від матеріалу мішені, природи, енергії та кута падіння бомбардувальних частинок. Під час процесу розпилення відбуваються два основні процеси: генерація плазми та бомбардування іонами. Існує кілька способів надання необхідної енергії для генерації плазми з нейтрального газу. У магнетронному розпиленні плазма досягається шляхом прикладання електричного поля до нейтрального газу (Рис. 1.3) [75].

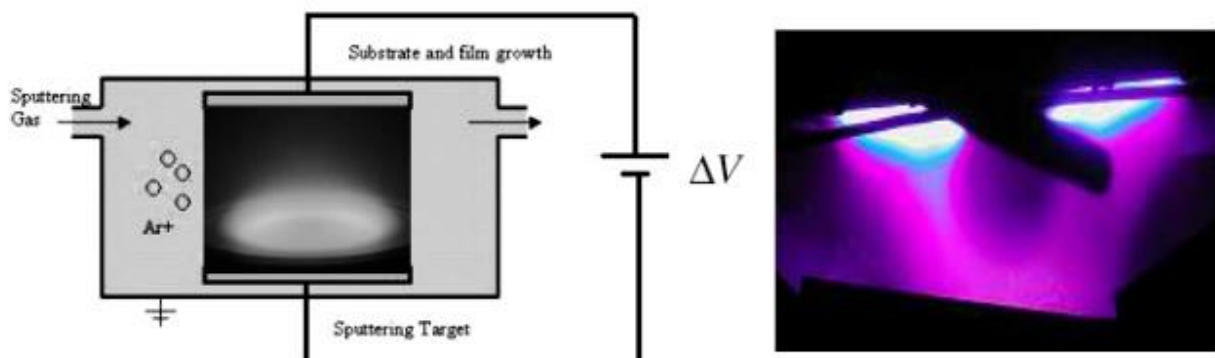


Рис. 1.3. Схема системи для отримання плазми [70].

Для генерації плазми використовуються різні джерела живлення, від постійного струму (ПС) до змінного струму (ЗС) з частотами в мегагерцовому діапазоні - найпоширеніші з них працюють на радіочастотах (РЧ). При розпиленні

на постійному струмі між тримачем підкладки та магнетроном створюється різниця потенціалів у кілька сотень вольт, що породжує інтенсивне електричне поле між ними (Рис. 1.3) [76]. Електрони в нейтральному газі прискорюються цим інтенсивним електричним полем, що прикладене між електродами, генеруючи нові електрони та іони (іонізація електронним ударом) і таким чином підтримуючи плазму.

1.3.2. Режими розпилення металів та сполук

Фундаментальне розуміння розпилення виходить з досліджень, що вивчають взаємодію між бомбардуючими зарядженими частинками та атомами у твердому тілі [72]. У 1908 році Старк вперше запропонував теорію передачі імпульсу, яка стверджує, що атоми мішені викидаються, коли імпульс передається від бомбардуючих іонів до атомів мішені. Процеси передачі імпульсу, що відбуваються на поверхні, зумовлені каскадом зіткнень у поверхневих шарах, який вперше запропонував Зігмунд.

За низьких кінетичних енергій (нижче 50 еВ) іони не мають достатньої енергії для вибивання атомів мішені, таким чином, викидання частинок мішені відбувається лише за дуже особливих геометрій зіткнень. Імпульс, переданий від удару іона, буде лише заганяти поверхневі атоми мішені глибше в мішень. За помірних енергій (від 50 до приблизно 1 кеВ) удар іона вибиває атоми в мішень, які, у свою чергу, вибиватимуть інші атоми мішені. Це призводить до каскаду зіткнень, які викидають атоми, іони, електрони та нейтральні частинки з перших 10 до 50 Å поверхні мішені. Деякі дослідження показують, що для того, щоб спричинити розпилення, енергія іонів повинна перевищувати вчетверо енергію зв'язку атомів на поверхні мішені [77-78]. Саме в цьому діапазоні енергій працює більшість звичайних систем фізичного осадження з парової фази, що можна схематично проілюструвати на Рис. 1.4.

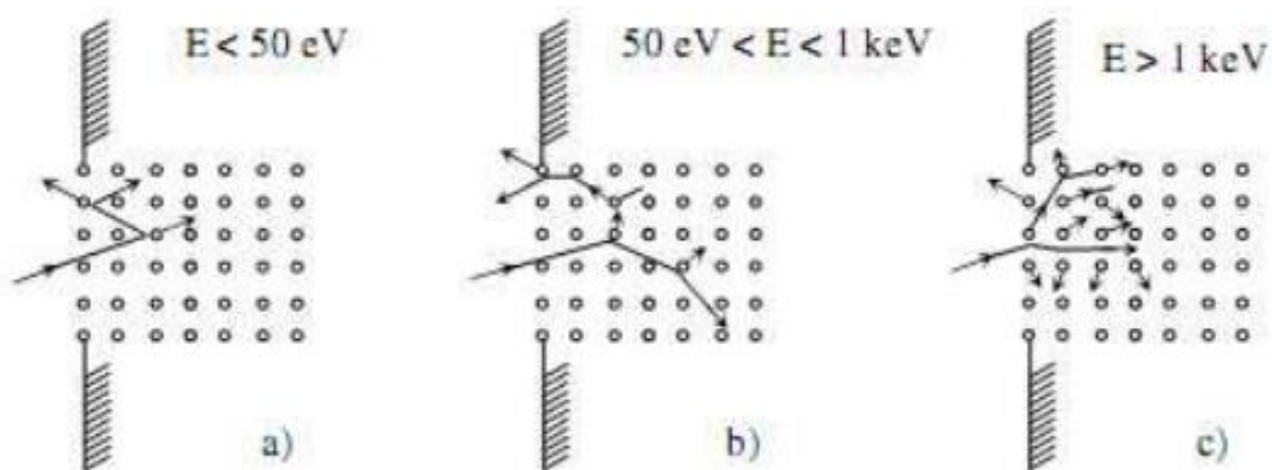


Рис. 1.4. Схема трьох режимів розпилення: а) одноразовий удар; б) лінійний каскад; с) спайк [70].

1.3.3. Магнетронне напорошення тонких плівок

Магнетронне розпилення швидко розвинулося протягом останнього десятиліття до такої міри, що стало процесом вибору для нанесення широкого спектру промислово важливих покриттів. Рушійною силою цього розвитку став зростаючий попит на функціональні плівки високої якості в багатьох різноманітних секторах ринку. Основний процес розпилення був відомий і, незважаючи на його обмеження, використовувався протягом багатьох років. Він полягає у бомбардуванні мішені (або катода) пластиною енергійних іонів, генерованих у плазмі тліючого розряду, розташованій перед мішенню. Процес бомбардування викликає видалення, тобто "розпилення", атомів мішені, які потім можуть конденсуватися на підкладці у вигляді тонкої плівки [79]. Вторинні електрони також випромінюються з поверхні мішені в результаті бомбардування іонами, і ці електрони відіграють важливу роль у підтримці плазми. Однак основне розпилення обмежене низькими швидкостями осадження, низькою ефективністю іонізації в плазмі та спричиняє високий нагрів підкладки.

Впровадження того, що зараз називається "звичайним" або "збалансованим" магнетроном, на початку 1970-х років було важливим кроком вперед в подоланні цих обмежень. Однак саме розробка незбалансованого магнетрона наприкінці 1980-х років та його включення до багатоджерельних "замкнених систем" на початку 1990-х років перетворило можливості цієї техніки та відповідно підвищило її значення [80]. Магнетрон, в основному, - це система, що складається з магнітів з певною орієнтацією, розташованих за мішенню. Магніти розташовані таким чином, що один полюс розміщений на центральній осі мішені, а другий полюс утворений кільцем магнітів навколо зовнішнього краю мішені. Введення магнітного поля, паралельного поверхні мішені, "обмежує рух електронів поблизу мішені, змушуючи їх описувати гвинтоподібні траєкторії навколо ліній магнітного потоку біля поверхні мішені (Рис. 1.5). Таким чином, електрони "пастки" затримані перед мішенню, але іони можуть рухатись крізь оболонку і прискорюватись до мішені [81]. Це обмеження призводить до підвищення ефективності іонізації в областях поблизу мішені і, отже, до більшої густини плазми. Це, в свою чергу, призводить до збільшення бомбардування мішені іонами, що породжує вищі швидкості розпилення і, отже, вищі швидкості осадження на підкладці [82].

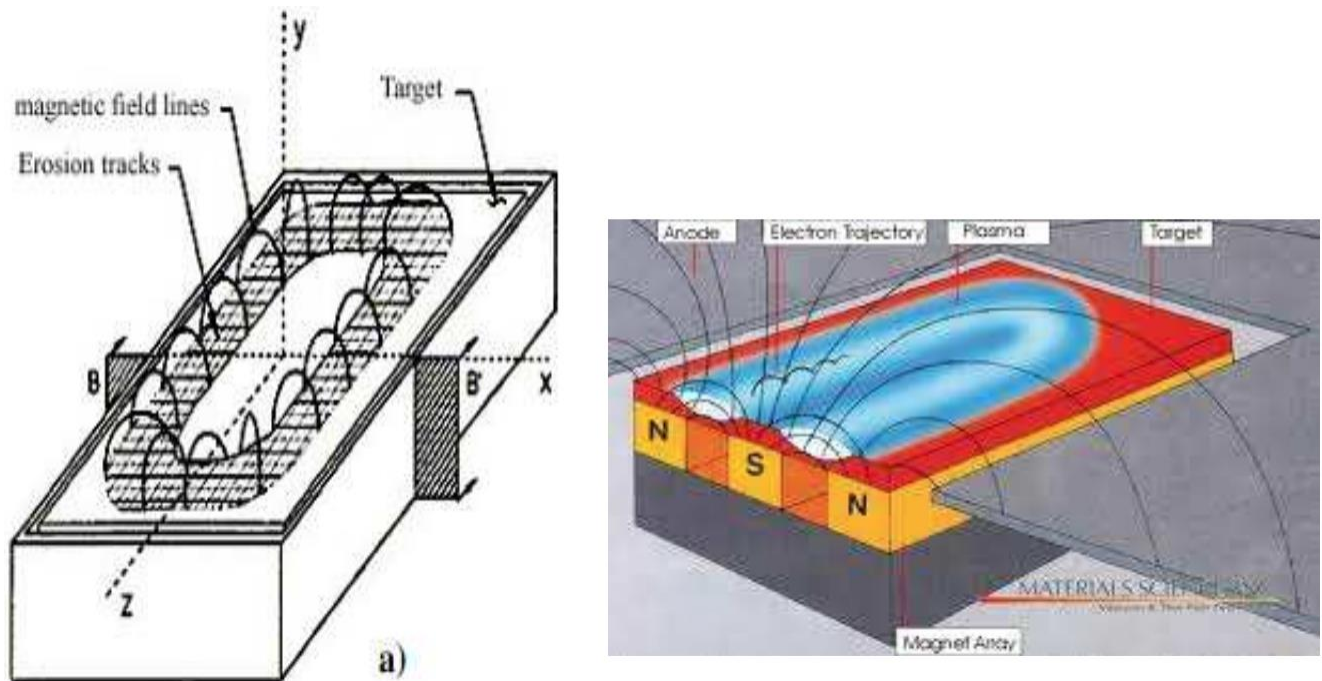


Рис. 1.5. Схема магнетрона та відповідні лінії магнітного поля [19].

Підвищена ефективність іонізації, досягнута в магнетроні, дозволяє підтримувати розряд за нижчих робочих тисках (типово 10^{-3} мБар порівняно з 10^{-2} мБар) і нижчих робочих напругах (типово -500В порівняно з від -2 до -3 кВ), ніж це можливо при звичайному розпиленні [82]. Незважаючи на ці переваги, обмеження плазми поблизу мішені спричиняє локалізовані явища розпилення, зменшуючи розпилену область мішені - ерозійну зону, до менш ніж 30% від площі мішені [83]. Щоб подолати це обмеження звичайних магнетронів, були розроблені нові магнетрони з різними ступенями незбалансованості магнітного поля [84]. Існують два типи планарних магнетронів - незбалансовані та збалансовані, з невеликими відмінностями в дизайні, які проілюстровані на Рис. 1.6. У звичайному збалансованому магнетроні плазма сильно сконцентрована в області мішені, поширюючись на кілька десятків міліметрів (від 60 до 100 мм) від поверхні мішені. У незбалансованому магнетроні типу 1 зовнішнє кільце магнітів посилене магнітом

у центрі. У цьому випадку не всі лінії поля замкнені між центральним та зовнішнім полюсами в магнетроні, а деякі спрямовані до підкладки, і деякі вторинні електрони можуть слідувати по цим лініям поля. Отже, плазма менше затримується в області мішені, а також може поширюватись до підкладки [85]. У цьому випадку лінії поля, які не замикаються на собі, спрямовані до стінок камери, і густина плазми в області підкладки низька. (Рис. 1.6). У незбалансованому магнетроні (тип 2) не всі лінії магнітного поля замкнені між центральним і зовнішнім полюсами в магнетроні, а деякі взагалі сфокусовані в напрямку підкладки [80], в результаті чого деякі вторинні електрони можуть слідувати цим лініям поля. Це генерує плазму, яка більше не сконцентрована, в основному, в області мішені, а також може протікати в напрямку підкладки, утворюючи більші іонні струми від плазми без необхідності зовнішнього зміщення підкладки. Таким чином, крім забезпечення високого потоку атомів, незбалансований магнетрон також є дуже ефективним джерелом іонів.

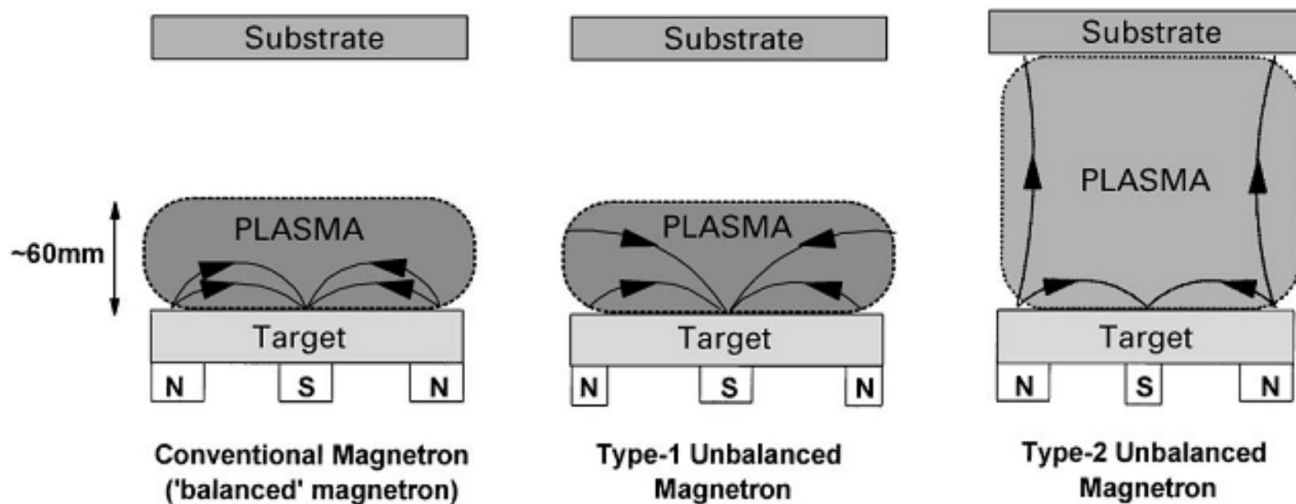


Рис. 1.6. Схематичне зображення обмеження плазми, спостережуваного в звичайних та незбалансованих магнетронах [70].

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

2.1. Техніка та методи отримання S-F структур

Існує велика кількість методів отримання тонких плівок на основі розпилення матеріалу під впливом високоенергетичних частинок. В результаті впливу на мішень потоку частинок, відбувається розпилення атомів, які, в результаті, потрапляють на підкладку утворюючи тонку плівку. В якості високоенергетичних частинок використовують іони інертних газів.

В даній роботі використовувався метод збалансованого магнетронного розпилення описаний в п. 1.3. Цей метод дозволяє отримати тонкі структури металів та сплавів товщиною до 1 мм. Метод користується популярністю через ряд переваг над іншими методами вакуумного осадження покриттів, що призвело до розвитку великої кількості комерційних застосувань – від створення мікроелектронних компонентів до напорошення декоративних покриттів:

- високий показник осадження;
- простота осадження будь-яких металів, сплавів та сумішей;
- висока якість отриманих плівок;
- висока адгезія плівок;
- легкість автоматизації;
- висока однорідність отриманих плівок.

На Рис. 2.1 представлена загальна схема магнетрону, який використовується для напилення тонкоплівкових структур.

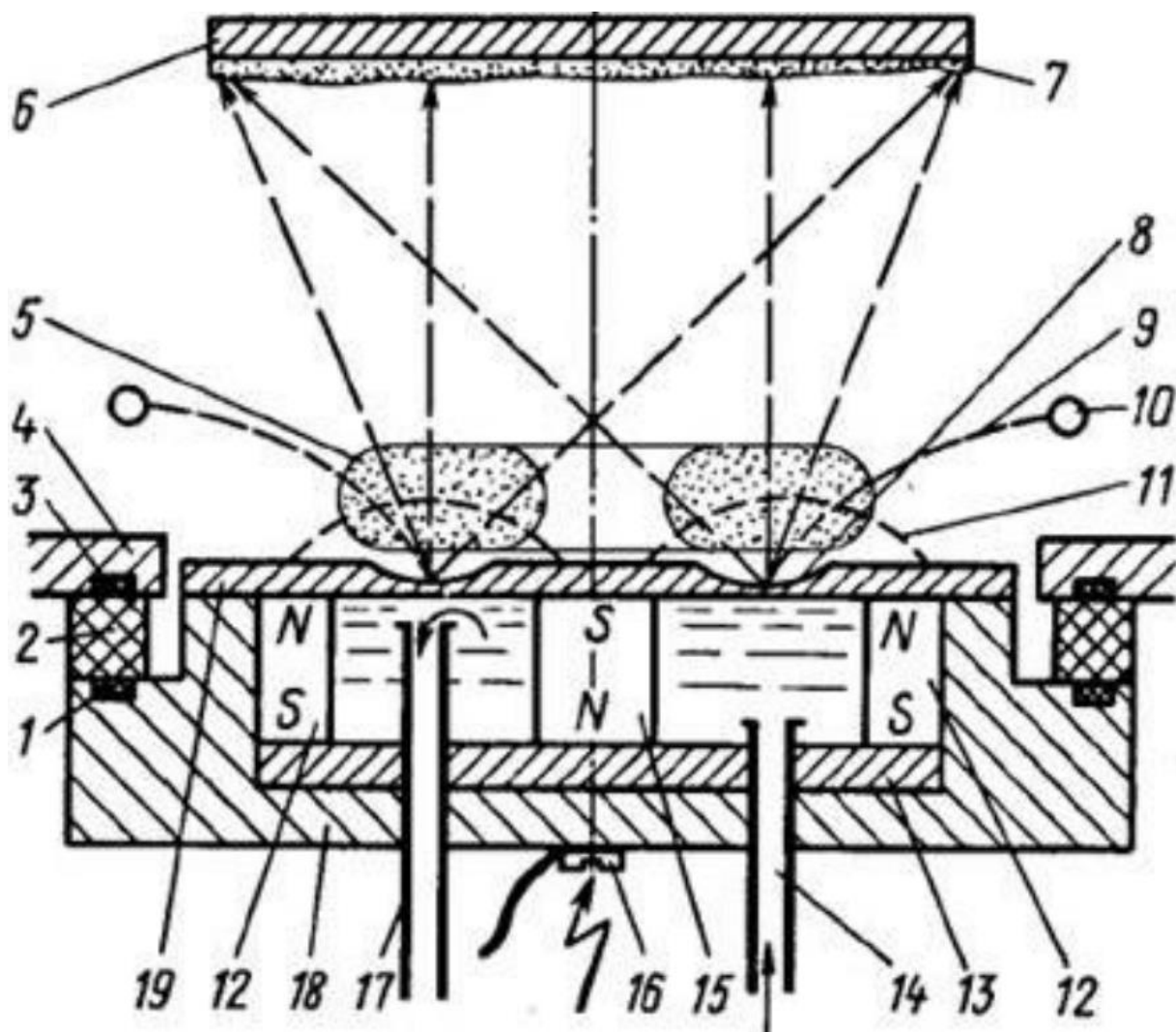


Рис. 2.1. Схематичне зображення магнетрону для осадження в перерізі. 1, 3 – ущільнювачі; 2 – ізолююче кільце; 4 – фланець; 5 – зона плазми; 6 – підкладка; 7 – утворена плівка; 8 – зона ерозії; 9 – електричне поле; 10 – анод; 11 – магнітне поле; 12 – периферійні магніти; 13 – основа магнітного блоку; 14 – канал подачі води; 15 – центральний магніт; 16 – затискач струмопроводу; 17 – канал відведення води; 18 – корпус магнетрону; 19 – мішень.

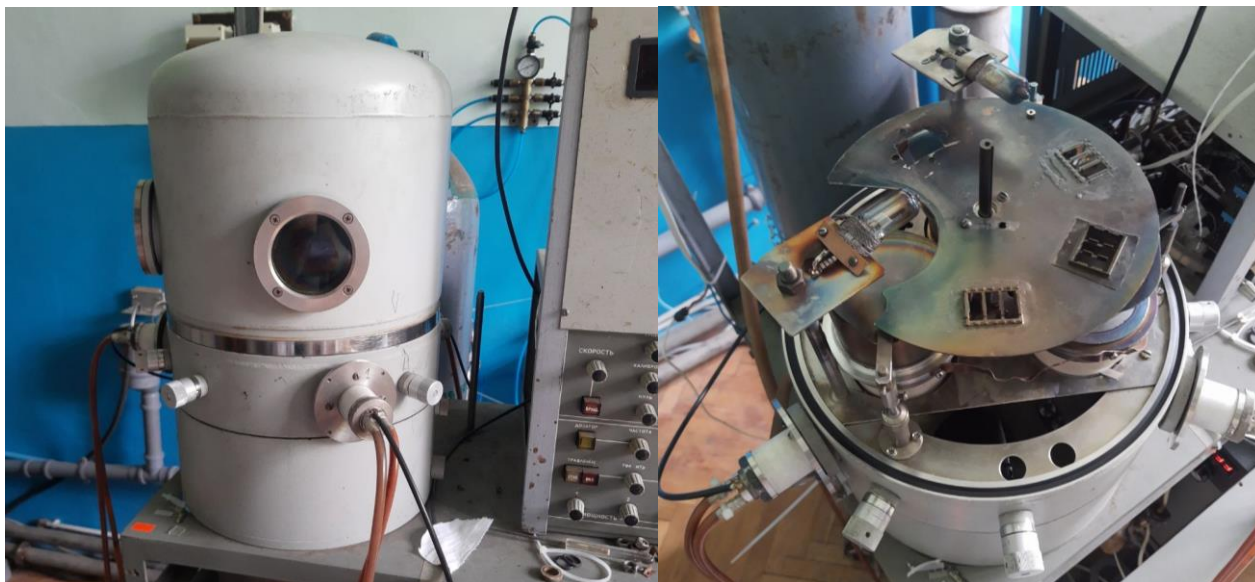
У процесі розпилення, на мішень подається негативна напруга, що притягує позитивні іони інертного газу до мішені, в результаті чого іони набувають високої

кінетичної енергії. У процесі зіткнення іона з атомами мішені відбувається передача енергії, якщо питома енергія, що припадає на ділянку ґратки, більша за енергію зв'язку, виникають атоми віддачі. Ці атоми вподальшому можуть стикатись з іншими атомами і розподіляти свою енергію в каскаді зіткнень. Розпилення відбувається у випадку коли енергія, яка передається в напрямку нормалі до мішені, щонайменше втричі перевищує енергію зв'язку з поверхнею (енергія порядку тепла сублимації). Слід відмітити, що розпилення атомів мішені – лише один із можливих результатів іонного бомбардування поверхні.

У процесі розпилення відбувається випромінювання вторинних електронів з поверхні мішені, що дозволяє підтримувати тліючий розряд. Такий метод розпилення майже не обмежує тип матеріалів осадження, для якого можна використовувати як нормальні (невпорядковані, немагнітні), так і феромагнітні метали, напівпровідники та ізолятори, які потребують або застосування імпульсного струму, або високочастотне випромінювання. Розпилення може відбуватись як у реактивних (реактивний та інертний газ), так і у нереактивних (виключно інертний газ) розрядах з одиничними або мультиелементними мішенями.

З метою здійснення виробничих циклів, спрямованих на створення надпровідних сендвічів надпровідник-феромагнетик, використовувався комплекс вакуумного устаткування на базі вакуумного універсального посту – ВУП-5М (рис. 2.2), що вироблявся компанією SELMI (колишній Сумський завод електронних мікроскопів, м. Суми), адаптований під потреби синтезу. ВУП-5М складається із:

1. Робочої вакуумної камери;
2. Трьох магнетронів;
3. Джерела високої постійної напруги;
4. Комплексу вакуумних насосів.



А.

Б.

Рис. 2.2. Фото ВУП-5М адаптованого до потреб синтезу. А. – фото робочого об'єму ззовні, та Б. – із середини.

Задля покращення продуктивності роботи вакуумного посту в дифузійному насосі НВДМ-160, вакуумне масло ВМ-5 замінено на масло DC-705, що дало можливість отримати вакуум порядку 7×10^{-7} Торр.

Тонкі плівки сендвічу надпровідник-ферромагнетик було отримано використовуючи магнетронне напилення магнетроном постійного струму в режимі почергового осадження.

В процесі отримання структур використовувались мішені надпровідника – молібден-ренію (MoRe) та ферромагнітного металу – нікелю (Ni). Підкладка розташовувалась на поворотному столику, що обертається над магнетронами на висоті 70 мм (Рис. 2.2 Б.). Матеріали почергово напорошувались на підкладку у різних порядках. Швидкість напорошення для даних матеріалів складає близько 8 нм/с.

Плівки напилялись на три різні підкладки:

I. Підкладка виготовлена з свіжосколеного кристалу хлориду калію (KCl). Нерівності поверхні плівки переважно відтворюють нерівності підкладки. Застосувавши прості розрахунки, можна визначити C_{nan} (ат.%) - відносний склад матеріалу, осадженого на підкладку, виключивши склад самої підкладки. Вводиться параметр $C_{розп}$ (ат.%), який обчислюється як відношення кількості матеріалу, вилученого з мішеней та осадженого на підставку, до кількості матеріалу, вилученого з мішеней, за виключенням домішок, що не входять до складу мішеней або присутні в кількості менше 1%. Цей параметр використовується для порівняння складу композитної мішені та складу матеріалу, осадженого з мішені на плівку.

II. Підкладка із покривного скла.

III. Підкладка із стабілізованим SiO_2 .

В подальшому в роботі підкладки на які напорошені зразки будуть позначатись порядковим номером підкладки, наприклад – «Підкладка I».

Вакуумна камера, що використовується в даному процесі відкачувалась комплексом із форвакуумного і дифузійного насоса із азотною пасткою. У камері підкладки розташовувались на рухомому поворотному столику, який рухався перпендикулярно до довшої сторони підкладки.

В результаті напилення отримано плівки товщиною порядку 50 нм, які склалися із двох шарів, по одному MoRe та Ni. Для дослідження різниці у властивостях сендвіча та надпровідника, було напорошено контрольний зразок плівки MoRe товщиною порядку 25 нм. Внаслідок високоенергетичного потоку, після осадження плівки, температура підкладки зростала до 50-100 °C [86].

2.2. Методика дослідження транспортних та спектроскопічних характеристик тонкоплівкових структур

У процесі визначення транспортних характеристик синтезованих зразків використовувалось обладнання для вимірювання чотиризондовим методом в посудині Дюара із рідким гелієм (рис. 2.3), контакти на зразках паялись індієвим припоєм.

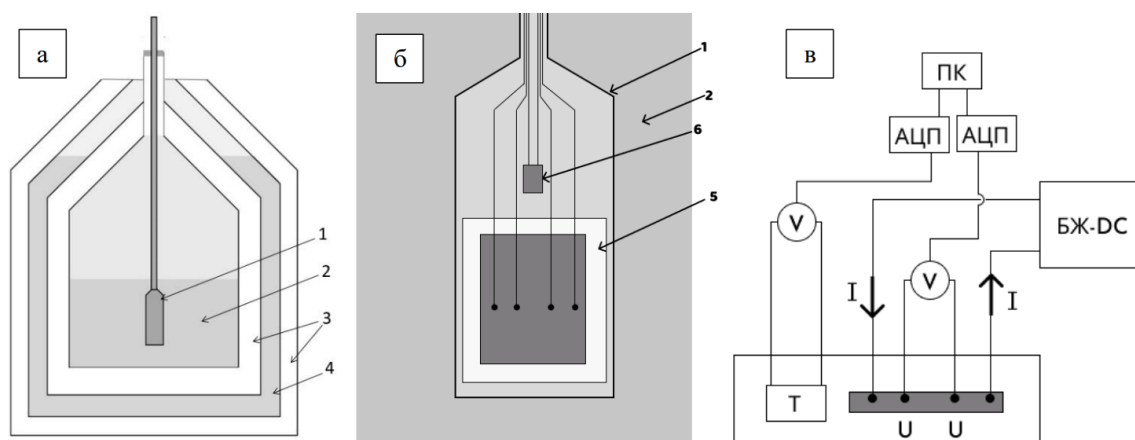


Рис. 2.3. а – Схематичне зображення розміщення вимірювальних зразків у посудині Дюара; б – схематичне зображення зразка для вимірювання; 1 – штанга із тримачем; 2 – рідкий гелій; 3 – вакуумний шар; 4 – рідкий азот; 5 – зразок для вимірювання; 6 – датчик температури; в – блок-схема виміру транспортних характеристик; Т – термометр; БЖ-ДС – блок живлення постійного струму; АЦП – аналогово-цифровий перетворювач; ПК – персональний комп’ютер; V – вольтметр.

Для визначення елементного складу зразків та товщини плівок використовувався скануючий електронний мікроскоп (з англ. SEM - scanning electron microscope) Tescan Mira 3 LMU, що обладнаний енерго-дисперсійним

спектрометром Oxford X-max 80 mm². У даному мікроскопі зображення зразка створюється за рахунок сканування поверхні сфокусованим пучком електронів з енергіями 10÷20 кеВ [87]. В результаті взаємодії електронів із атомами досліджуваного зразка виникають різні види випромінювання: вторинні, зворотно розсіяні та оже-електрони, характеристичне рентгенівське випромінювання та ін. Ці типи випромінювання реєструються різними детекторами (рис. 2.4) та містять інформацію про морфологію поверхні та склад. Розміри областей рентгенівського випромінювання для високоенергетичних електронів становлять кілька мікрон, для зворотно розсіяних електронів – до 1 мкм, для вторинних електронів – десятки ангстрем [88].

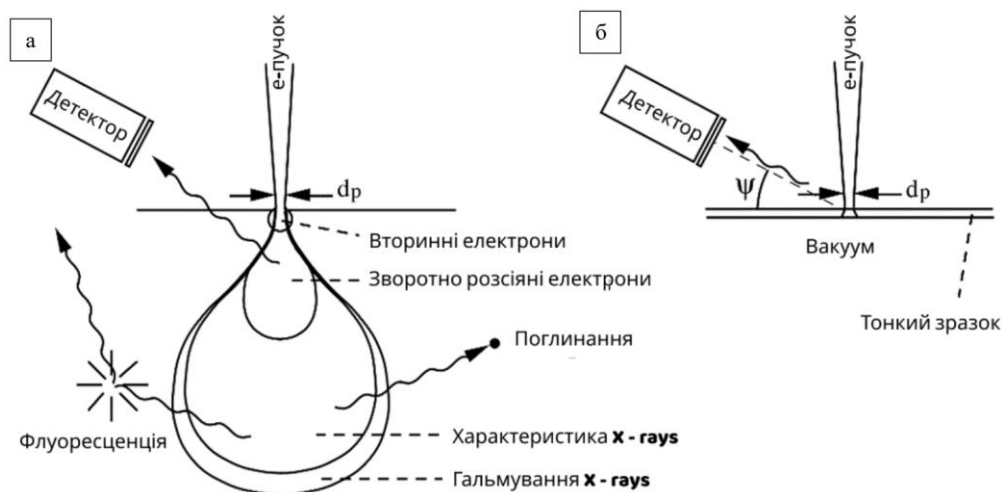


Рис. 2.4. а – області проникнення та вильоту електронів та рентгенівського випромінювання; б – схема поширення випромінювання при сканування тонких плівок.

Вторинні електрони, що випромінюються в результаті взаємодії досліджуваної поверхні зі збудженим електронним пучком, реєструються детектором вторинних електронів. На рис. 2.4 показані типи процесів, що

відбуваються в об'ємних зразках, та карта області взаємодії. Бічне розширення і глибоке проникнення високоенергетичних електронів в об'ємному зразку призводить до того, що область генерації рентгенівського випромінювання Z_m має діаметр порядку кількох мкм і залежить від густини зразка, енергії падаючих електронів, атомного номера та маси із формули:

$$Z_m = 0.033(E_0^{1.7} - E_c^{1.7}) \frac{A}{\rho Z}, \quad (2.1)$$

де E_c – мінімальна напруга емісії (кВ), E_0 – напруга прискорення електронів (кВ), A – атомна маса, Z – атомний номер, ρ – густина (кг/м³).

Вторинні електрони – це слабо зв'язані зі зразком електрони, які випромінюються із енергією порядку кількох (максимум десятків) еВ. Через те, що ці електрони мають невелику енергію, вони можуть проходити тільки короткі відстані через матеріал (до 100 Å), тобто тільки із приповерхневої області. Виявлені електрони дуже чутливі до форми поверхні і частіше вилітають із піків поверхні, що показано на рис. 2.5.

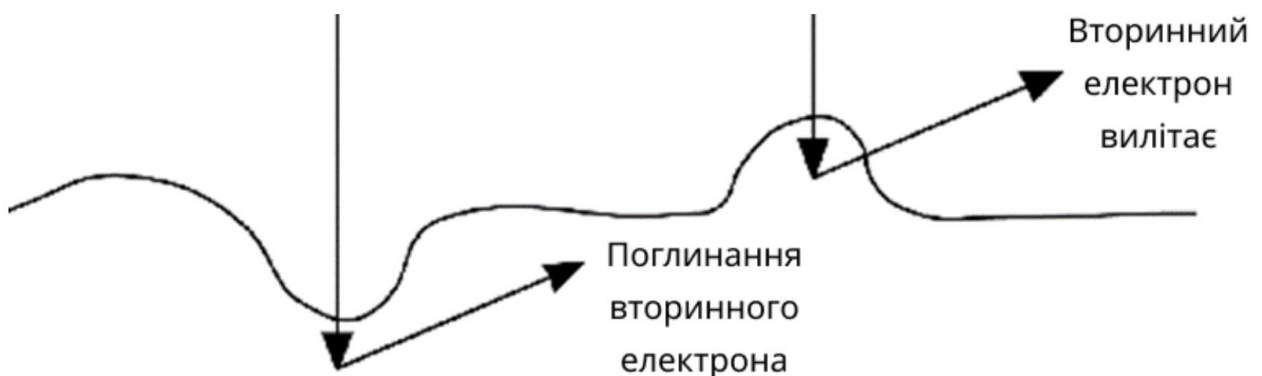


Рис. 2.5. Залежність ймовірності вильоту вторинного електрона від форми поверхні [89].

Кількість вторинних електронів, які випромінюються на один падаючий електрон визначається як «вихід вторинних електронів» і може бути як і більшим, так і меншим за одиницю. Для падаючих електронів з енергією менше 1 кеВ вихід вторинних електронів зростає із збільшенням енергії падіння і досягає максимуму (1-3 вторинних електронів на 1 падаючий) при енергії порядку 1 кеВ. При збільшенні енергії падаючих електронів вихід зменшується, оскільки падаючі електрони проникають занадто глибоко і вторинні електрони не можуть вилетіти з нього.

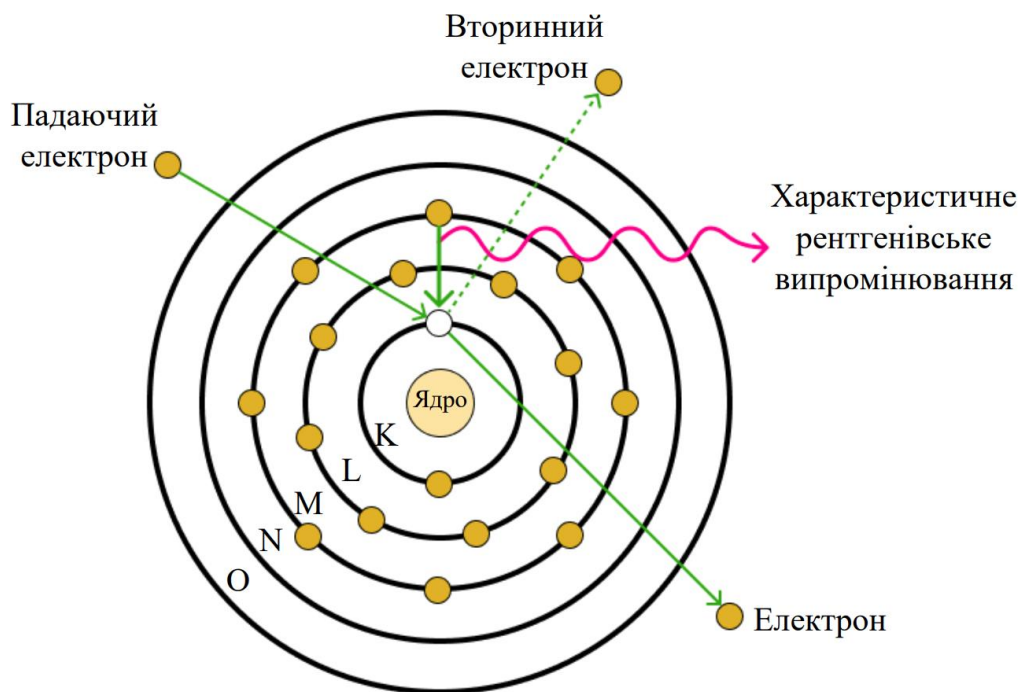


Рис. 2.6. Механізми взаємодії в атомах зразків під дією високоенергетичного падаючого електрона, де К, L, M, N, O – електронні рівні.

Після випромінювання електрона із внутрішньої оболонки атома, іонізований атом швидко виходить із збудженого стану. Такий процес може бути наслідком "невипромінювального" або "випромінювального" процесів, в яких атом

випромінює відповідно або оже-електрон, або рентгенівське характеристичне випромінювання яке для кожного елемента має певне дискретне значення. За допомогою EDS – енергодисперсійного спектрометра, вимірюється енергія характеристичних квантів, що виходять із зразків і їхня кількість. Приклад такого спектру зображений на Рис. 2.7. Енергія характеристичного рентгенівського випромінювання є індивідуальною для кожного хімічного елемента і визначається різницею в енергії між двома електронними рівнями (K, L, M рівні на рис. 2.6) EDS дозволяє виміряти елементний та кількісний склад досліджуваних зразків.

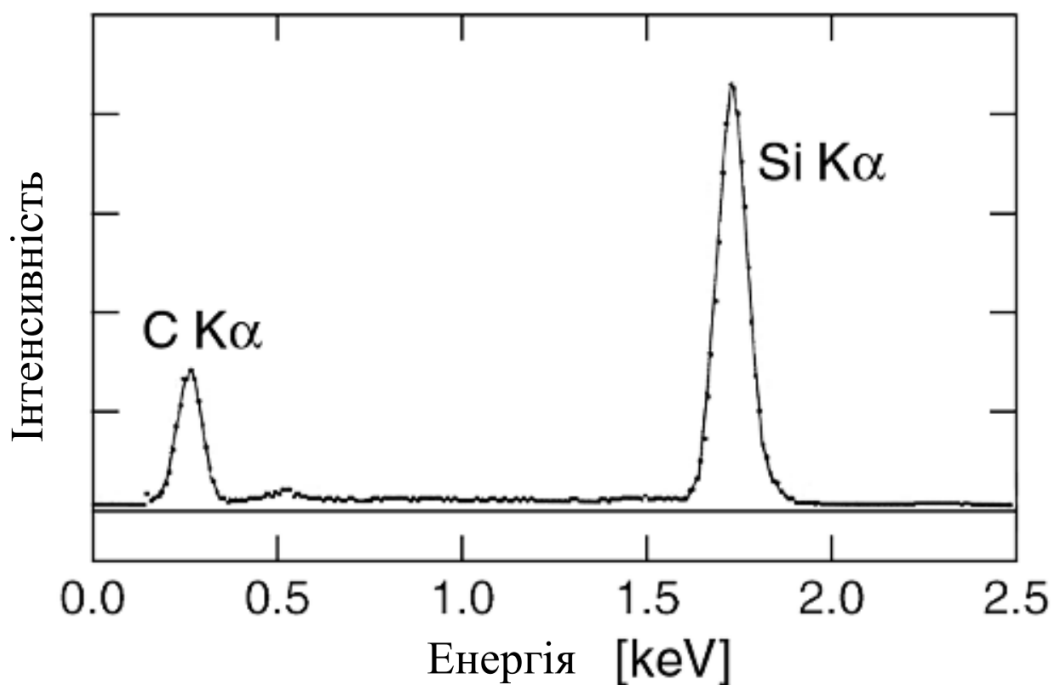


Рис. 2.7. Спектр EDS з дискретними значеннями ліній карбону та кремнію [89].

Слід відмітити, що при опроміненні зразка високоенергетичним електронним пучком із EDS, на поверхні зразка може виникати так званий нагар, окрім того, поверхня зразка може бути забрудненою, тому при EDS аналізі кількісне значення карбону може бути завищене, тому точно визначити його кількість складно.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ НАДПРОВІДНИК-ФЕРОМАГНЕТИК

3.1. Методика отримання і дослідження отриманих зразків

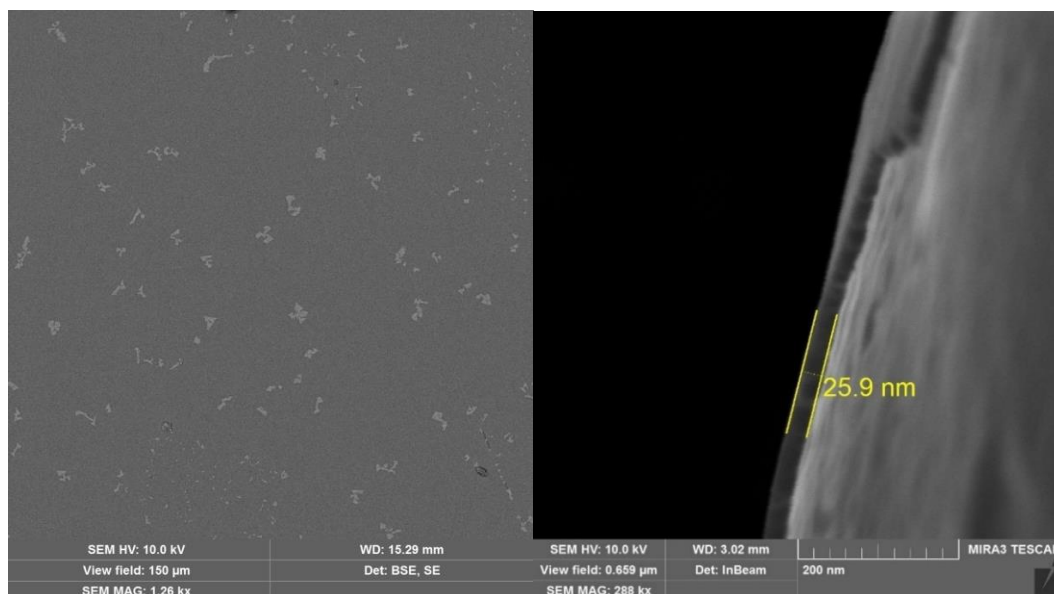
З метою аналізу поверхні та складу, отримані зразки, напорошені на підкладку І, аналізувались за допомогою SEM, детальний опис процесу дослідження описаний у п. 2.2 даної роботи. Для виключення технологічних факторів сендвічі готувалися з різною послідовністю нанесення шарів MoRe-Ni та Ni-MoRe. Далі будуть наведені результати даного дослідження для плівок MoRe, Ni-MoRe та MoRe-Ni.

Контрольний зразок MoRe напорошувався магнетронним методом протягом 30 с, для отримання товщини плівки ~ 25 нм. Аналіз поверхні та товщини показав, що товщина зразка коливається від 23 нм до 29.3 нм (Рис. 3.1), аналіз хімічного складу зразка представлений у табл. 3.1.

Таблиця 3.1.

Масова частка хімічних елементів у досліджуваному зразку MoRe.

Елемент	C	O	Cl	K	Mo	Re	Total
Масова частка, %	6.37	2.25	32.35	31.56	13.88	13.59	100.00



А.

Б.

Рис. 3.1. А. – поверхня отриманої плівки MoRe в масштабі 150 мкм; Б. – зображення зрізу поверхні, для визначення товщини.

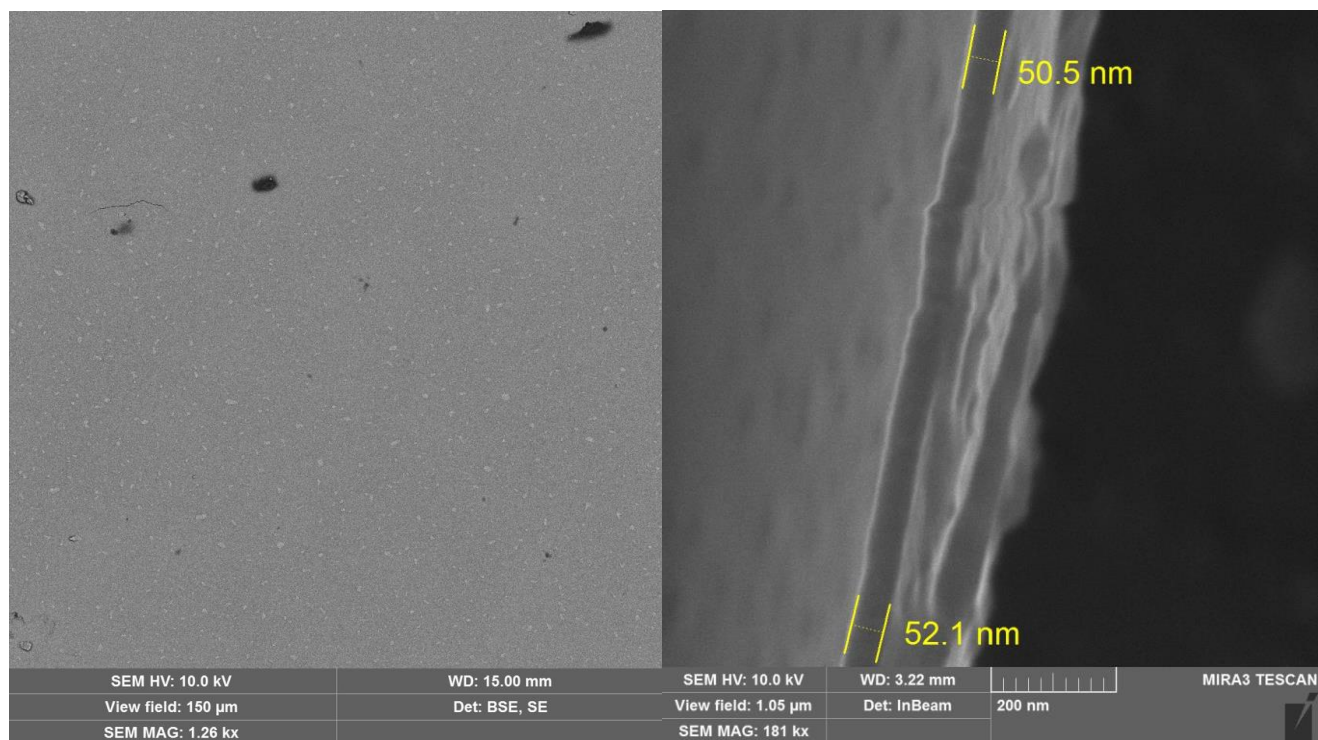
Робочі зразки Ni-MoRe (Рис. 3.2) та MoRe-Ni (Рис. 3.3) створювались почерговим напорошенням шарів надпровідника та феромагнетика на підкладку. Напорошення кожного шару відбувалось протягом 30 с, для досягнення товщини сендвіча ~ 50 нм (по 25 нм кожного шару). Для сендвіча Ni-MoRe першим шаром на підкладку напорошувався Ni на який зверху напорошувався MoRe, для сендвіча MoRe-Ni – навпаки.

Аналіз поверхні та товщини сендвіча Ni-MoRe показав, що товщина зразка коливається від 50.5 нм до 58.9 нм (Рис. 3.2), аналіз хімічного складу зразка представлений у табл. 3.2.

Таблиця 3.2.

Масова частка хімічних елементів у досліджуваному зразку Ni-MoRe.

Елемент	C	O	Cl	K	Ni	Cu	Mo	Re	Total
Масова частка, %	5.59	3.24	22.87	22.01	15.83	1.84	14.38	14.25	100



А.

Б.

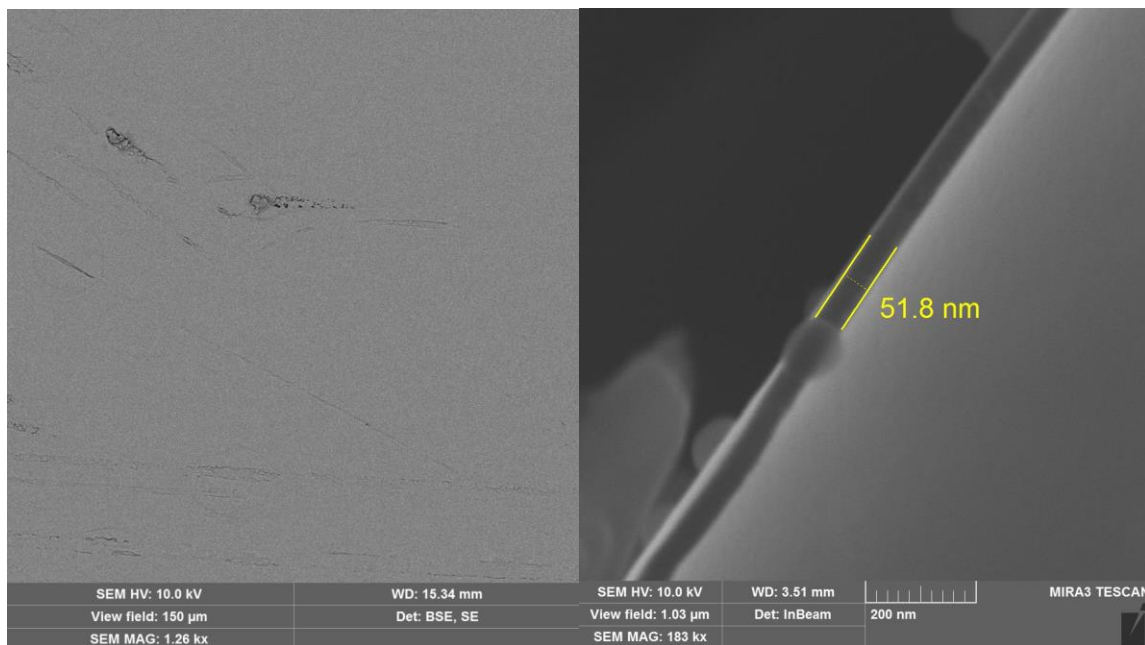
Рис. 3.2. А. – поверхня отриманої плівки Ni-MoRe в масштабі 150 мкм; Б. – зображення зрізу поверхні, для визначення товщини.

Аналіз поверхні та товщини сендвіча MoRe-Ni показав, що товщина зразка коливається від 51.8 нм до 58.6 нм (Рис. 3.3), аналіз хімічного складу зразка представлений у табл. 3.3.

Таблиця 3.3.

Масова частка хімічних елементів у досліджуваному зразку MoRe-Ni.

Елемент	C	O	Cl	K	Ni	Cu	Mo	Re	Total
Масова частка, %	5.70	0.88	23.00	22.15	18.68	2.43	13.76	13.39	100



А.

Б.

Рис. 3.3. А. – поверхня отриманої плівки MoRe-Ni в масштабі 150 мкм; Б. – зображення зрізу поверхні, для визначення товщини.

Із отриманих результатів можна зробити висновок, що отримані сендвічі є доволі близькими за своїм хімічним складом. Метод магнетронного напорошення виявився доволі точним для цього випадку.

3.2. Ефекти надпровідної близькості в структурах надпровідник-ферромагнетик

Досліджено транспортні та спектроскопічні характеристики плівкових сендвічів надпровідника MoRe та магнетика Ni, отриманих магнетронним розпиленням за кімнатної температури підкладки П. На Рис. 3.4 наведені характеристики резистивних надпровідних переходів сендвіча і чистої плівки MoRe.

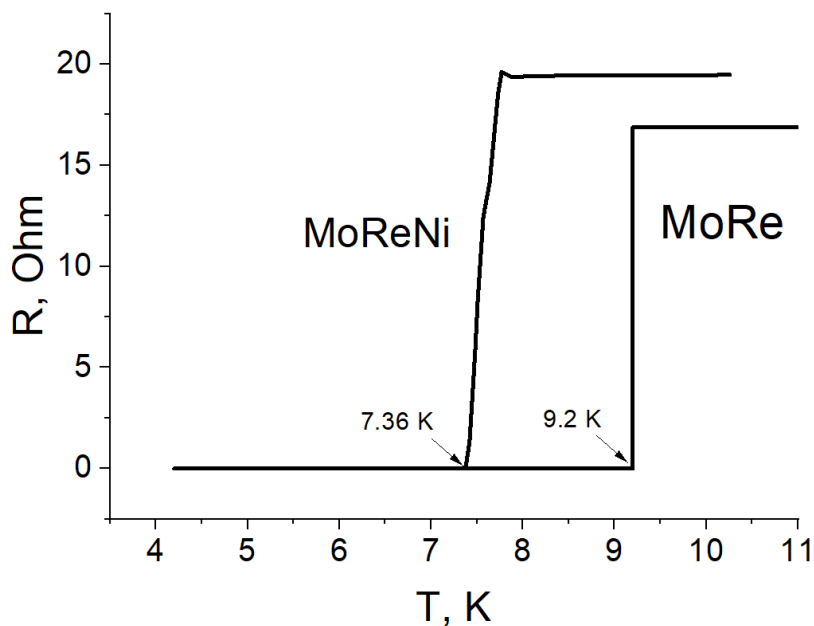


Рис. 3.4. Графіки залежностей опору від температури для сендвіча та чистої плівки надпровідника поблизу критичної температури.

Критичні температури надпровідних переходів сендвіча та чистої плівки надпровідника істотно відрізняються, що вказує на прояви ефектів близькості та пригнічення густини куперівських пар у надпровіднику в області контакту магнетик - надпровідник. Слід зауважити, що криві переходу для різної послідовності наплення плівок сендвіча практично збігалися.

Також досліджувалися вольт-амперні характеристики отриманих плівок. На Рис. 3.5 представлені вольт-амперні характеристики для плівок MoRe та MoRe-Ni. Для зручності вимірювань плівки напильовалися у вигляді мостиків шириною $h = 0.3$ мм на підкладку III. Істотна різниця у величині критичних струмів, більш ніж утричі, для досліджуваних зразків також вказує на значний вплив магнетика на критичні параметри надпровідника. Гістерезис кривих пояснюється тим, що при зменшенні струму менше I_c , плівки частково перебувають у ненадпровідному «перегрітому» стані і неодразу проявляють надпровідні властивості.

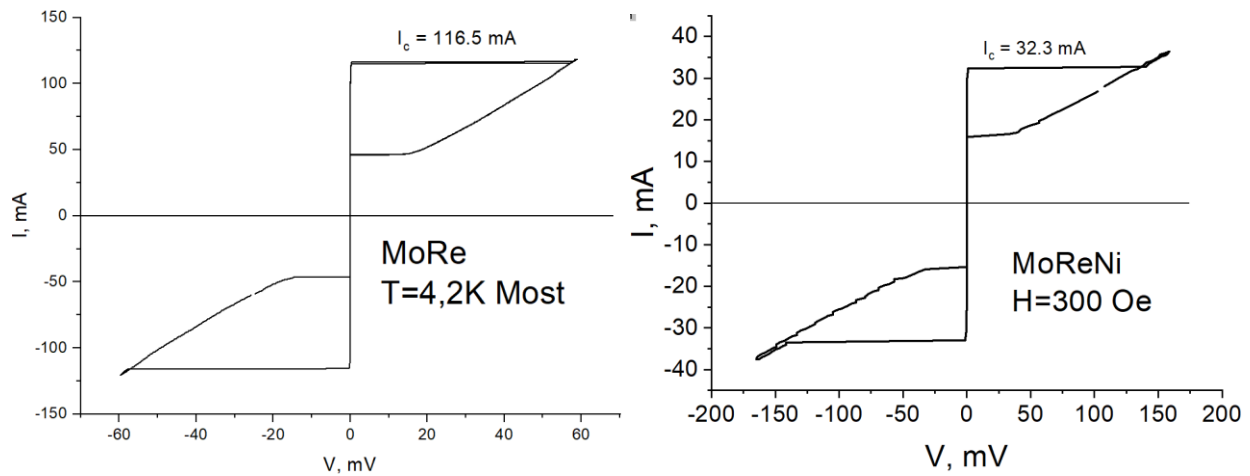


Рис. 3.5. ВАХ для плівок MoRe та MoReNi.

Механізм магнетизму зумовлений однонаправленим характером спінів електронів і визначається коефіцієнтом поляризації. Коефіцієнт поляризації в магнітних металах можна визначити, досліджуючи характеристики контакту надпровідник – магнетик з андреєвським характером протікання струму в контакті.

На Рис. 3.6 представлена «м'яка» техніка створення точкового контакту у вигляді плями срібного пасти на поверхні композиту.

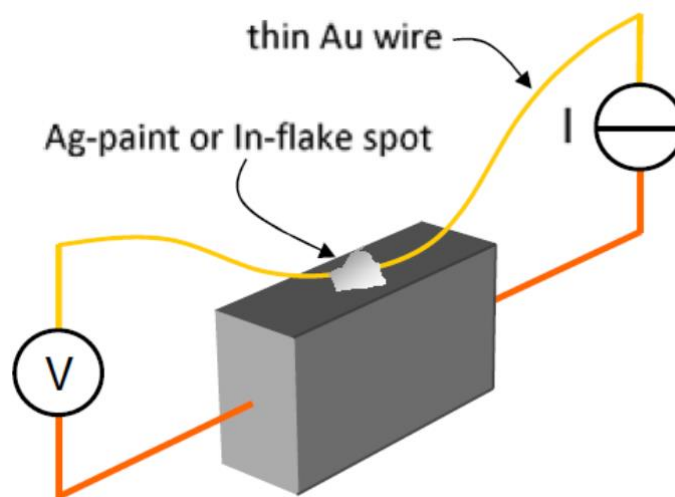


Рис. 3.6. Схематичний вигляд точкового контакту.

На енергетичній діаграмі показаний електричний транспорт в ідеальному N-S інтерфейсі (Рис 3.7). Вхідні електрони з енергією $eV < \Delta$ проходять контакт утворюючи куперівську пару і в результаті дірково-електрона провідність контакту подвоюється, а електрони з енергіями $eV \gg \Delta$ проходять контакт як звичайні квазічастинки.

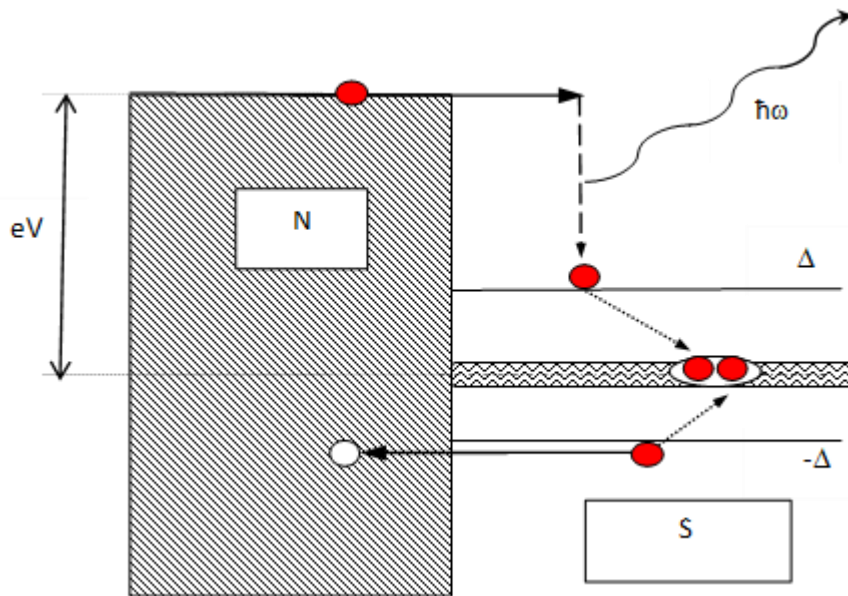


Рис. 3.7. Схематичне зображення процесу Андрєєвського відбиття в N-S контактї.

В контактах магнетик – надпровідник електрон-діркове перетворення порушується, оскільки в надпровіднику з S-симетрією параметра порядку для утворення куперівської пари необхідні два електрони з протилежними спінами, а їх у магнетиках мало. Тому, якщо в контактах нормальний метал – надпровідник провідність контакту подвоюється при значеннях напруги, менших за щілину, то в контактах з магнетиками провідність істотно падає. Відношення провідностей при напрузі меншій за щілину і більшій за щілину показує коефіцієнт поляризації магнетика. Для визначення спінової поляризації в плівках нікелю досліджувались

контакти Pb-Ni. Точкові контакти з безпосередньою металевою провідністю для спектроскопічних вимірювань створювалися регульованим притисканням металевого (Pb) вістря до поверхні плівок нікелю. Регулювання притискання здійснювалося пружиною з берилієвої бронзи. Опір контактів становив від одиниць до десятків Ом і мав металевий характер аж до температури надпровідного переходу свинцевого електрода. Для визначення спінової поляризації відбиралися контакти з мінімальним значенням ($Z \leq 0.3$) – параметра тунельності теорії БКТ

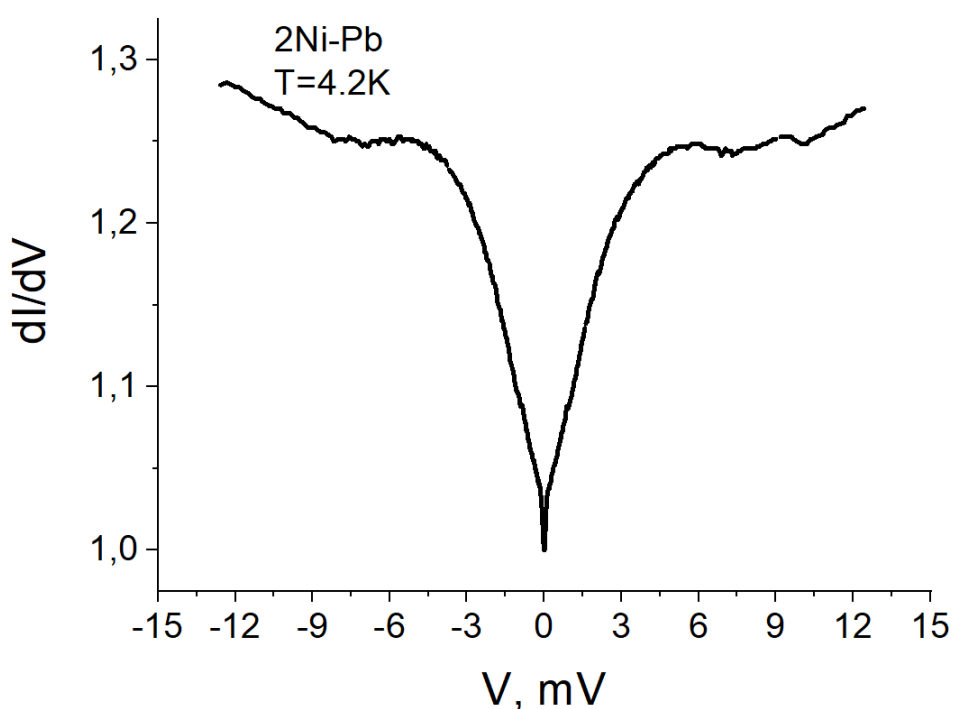


Рис. 3.8. Характеристики динамічної провідності $dI/dV(V)$, записана модуляційним методом для контактів Ni – Pb, утворених на плівці нікелю.

На Рис. 3.8. представлена провідність $dI/dV(V)$ контакту $\text{Ni}_{600}/\text{Pb}$ з типовим для механізму андреєвського відбиття виглядом провідності контактів магнетик – надпровідник. Коефіцієнт поляризації P магнетика знаходиться із співвідношення провідностей контакту при напрузі $V = 0$ і $V \gg \Delta$:

$$\frac{G_0(eV \rightarrow 0)}{2G_n} = 1 - P_c, \quad (3.1)$$

де G_0 – провідність при $V \rightarrow 0$, G_n - провідність при напрузі на контакті $V \gg \Delta$.

Таким чином, вимірювання провідності контакту надпровідник - ферромагнетик дозволяє безпосередньо визначити коефіцієнт спінової поляризації P_c носіїв заряду у ферромагнітному металі.

Для плівок нікелю коефіцієнт поляризації, знайдений з цих вимірювань, становив $P = 0.56-0.58$. Такі великі значення коефіцієнта поляризації, імовірно, зумовлені малою площею ефективного контакту, що становить кілька десятків ангстрем, що співмірно з розмірами кристалітів плівки Ni.

Таким чином, інформація про характеристики магнетика отримана з практично ідеальної області мікрокристала, близька до характеристик монокристала. У цих експериментах ми не спостерігали прояву ефекту близькості, що можливо пов'язано з дефектною структурою границі Ni-Pb.

3.3. Спектроскопічні дослідження контактів MoReNi-Ag

Контакти MoReNi-Ag створювалися шляхом регульованого дотику срібною голкою поверхні плівки. Опір досліджуваних контактів становив кілька Ом. Для цієї конфігурації контакту голка торкалася плівки нікелю. На Рис. 3.9 наведена вольт-амперна характеристика одного з таких контактів. Спостерігається слабка нелінійність в області надпровідної енергетичної щілини MoRe. Більш детальну інформацію про характеристику контакту можна отримати, дослідивши його динамічну провідність (Рис. 3.10).

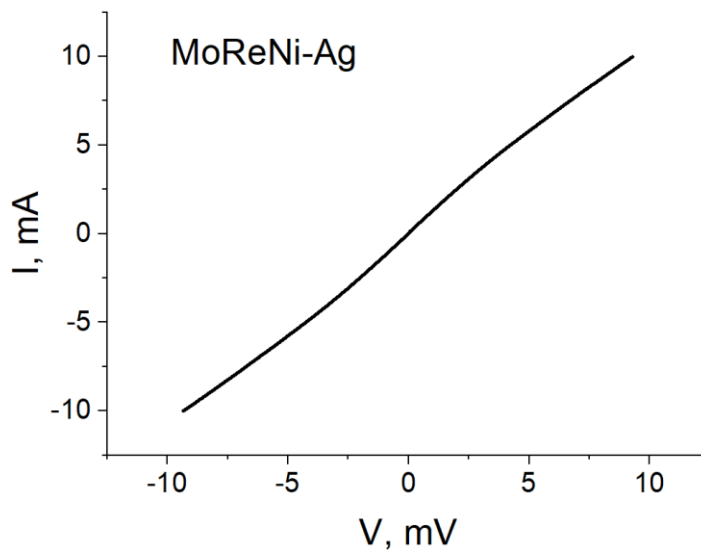


Рис. 3.9. ВАХ контакту MoReNi – Ag за температури 4.2 К.

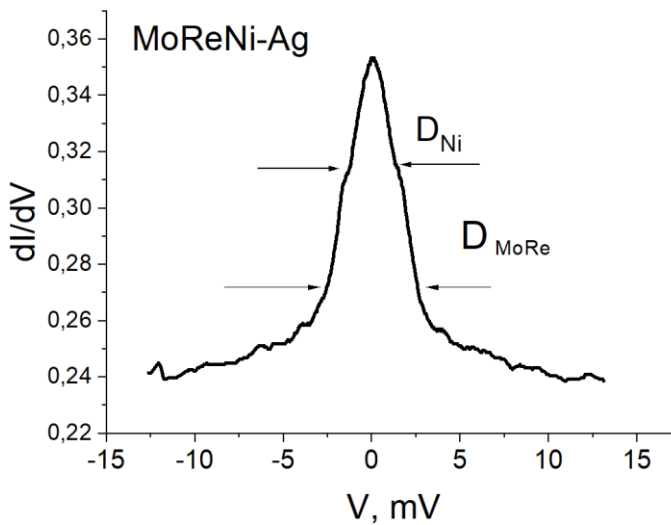


Рис. 3.10. Динамічна провідність контакту MoReNi – Ag.

Провідність контакту демонструє слабкі особливості, які можуть бути пов'язані з енергетичними щілинами надпровідного MoRe та наведеною, в результаті ефекту близькості, щілиною Ni.

При іншому порядку розташування плівок у сендвічі, коли срібний електрод торкається плівки MoRe, характер провідності контакту змінюється (Рис. 3.11).

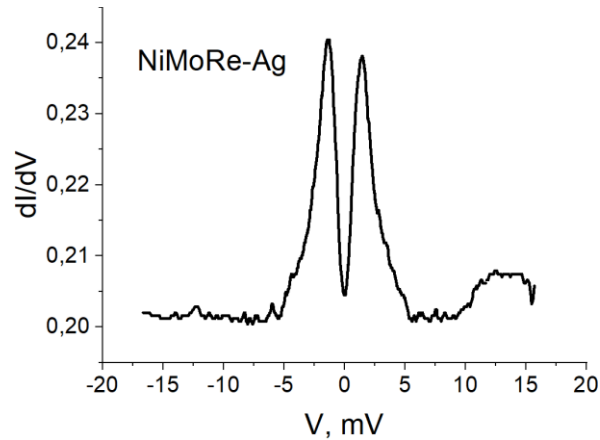


Рис. 3.11. Провідність контакту NiMoRe – Ag.

Завдяки ефекту близькості Ni переходить у надпровідний стан з триплетною симетрією параметра порядку оскільки є феромагнетиком з високою поляризацією носіїв заряду по спіну. В цьому випадку у сендвічі можуть, також, сформуватися умови, коли Андрєєвський електрон-дірковий зв'язаний стан може трансформуватися у специфічне топологічне збудження - так званий ферміон Майорана, який характеризується появою ізольованого енергетичного стану з нульовою енергією, тобто стан усередині надпровідної щілини 2Δ (Рис. 3.11). В результаті при напругах $eV < 2\Delta$ крізь такий контакт можуть проходити носії тільки з енергією $eV > 2\Delta$. Це відображається відповідними особливостями у провідності контакту. Найбільш вірогідно, що це і є доказом наявності ферміонів Майорана у наноконкомпозиті.

Таким чином, у даному дослідженні показана можливість наведення надпровідності в магнетик з d-симетрією параметра порядку в результаті ефекту близькості з надпровідником з S-симетрією. Отримання d-симетричних надпровідників при відносно високих температурах (природні надпровідні магнетики мають температуру переходу порядку десятків Кельвіна) відкриває перспективи використання таких надпровідників у новітній обчислювальній техніці, зокрема створення квантових обчислювальних пристроїв.

ВИСНОВКИ

Досліджено транспортні та спектроскопічні характеристики плівкових сендвічів надпровідника MoRe та магнетика Ni, отриманих магнетронним розпиленням за кімнатної температури.

Критичні температури надпровідних переходів сендвіча та чистої плівки надпровідника істотно відрізняються, що вказує на прояви ефектів близькості та пригнічення густини куперівських пар у надпровіднику в області контакту магнетик - надпровідник. Також досліджувалися вольт-амперні характеристики приготовлених плівок. Істотна різниця у величині критичних струмів, більш ніж утричі, для досліджуваних зразків також вказує на значний вплив магнетика на критичні параметри надпровідника.

Досліджуючи провідність контакту Ni-Pb з андреевським характером протікання струму знайдено коефіцієнт поляризації для плівок нікелю, який становив $P = 0.56-0.58$. Такі великі значення коефіцієнта поляризації, імовірно, зумовлені малою площею ефективного контакту, що становить кілька десятків ангстрем, що співмірно з розмірами кристалітів плівки Ni. Таким чином, інформація про характеристики магнетика отримана з практично ідеальної області мікрочистоти, близька до характеристик монокристала.

Дослідження точкового контакту MoReNi-Ag, де срібна голка торкалася плівки нікелю, провідність контакту демонструє слабкі особливості, які можуть бути пов'язані з енергетичними щілинами надпровідного MoRe та наведеною, в результаті ефекту близькості, щілиною Ni.

У випадку іншого порядку, коли срібна голка торкається плівки MoRe, завдяки ефекту близькості Ni переходить у надпровідний стан з триплетною симетрією параметра порядку оскільки є феромагнетиком з високою поляризацією носіїв заряду по спіну. В цьому випадку у сендвічі можуть, також, сформуватися

умови, коли Андрєєвський електрон-дірковий зв'язаний стан може трансформуватися у специфічне топологічне збудження - так званий ферміон Майорана, який характеризується появою ізольованого енергетичного стану з нульовою енергією, тобто стан усередині надпровідної щілини. Це відображається відповідними особливостями у провідності контакту.

Таким чином, у даному дослідженні показана можливість наведення надпровідності в магнетику з d-симетрією параметра порядку в результаті ефекту близькості з надпровідником з S-симетрією. Отримання d-симетричних надпровідників при відносно високих температурах відкриває перспективи використання таких надпровідників у новітній обчислювальній техніці, зокрема створення квантових обчислювальних пристроїв.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Deutscher G., de Gennes P. G. Superconductivity. Vol. 2 / ed. R. D. Parks. New York: Marcel Dekker, 1969. P. 1005.
2. Wolf E. L. Principle of Electron Tunneling Spectroscopy. Oxford University Press, 1985.
3. Gilabert A. Annales de Physique. 1977. Vol. 2. P. 203.
4. Bergeret F. S., Efetov K. B., Larkin A. I. Nonhomogeneous magnetic order in superconductor-ferromagnet multilayers. Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. 11872.
5. Pannetier B., Courtois H. Andreev Reflection and Proximity effect. 1999.
6. F. W. J. Hekking, G. Schön, D. V. Averin Proceedings of the NATO ARL on Mesoscopic Superconductivity. Physica B. 1994. Vol. 203, No. 3/4.
7. C. Glattli et al. Coulomb and Interference effects in Small Electronic Structures. Series Moriond Condensed Matter Physics. Editions Frontières, 1994.
8. Th. Martin et al. Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems. Series Moriond Condensed Matter Physics. Editions Frontières, 1996.
9. C. Glattli et al. Quantum Physics at Mesoscopic Scales. Series Moriond Condensed Matter Physics. Editions Frontières, 1999.
10. Ralph D. C., Ambegaokar V. Comments Cond. Mat. 1998. Vol. 18. P. 249.
11. L. L. Sohn et al. Mesoscopic Electron Transport. NATO ASI Series E 345. Kluwer Academic Publishers, 1997.
12. P. F. Bagwell Special Issue of Superlattices and Microstructures on Mesoscopic Superconductivity. 1999. Vol. 25, No. 5/6.
13. Onnes H. K. Leiden Comm. 1911. No. 1206, 1226.
14. Parks R. D. Superconductivity. New York : Marcel Dekker, Inc., 1969.
15. Meissner W., Ochsenfeld R. Naturwiss. 1933. Vol. 21. P. 787.
16. London F. Superfluids. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1950.

17. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 1175.
18. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Phys. Today. 1972. Vol. 25. P. 73.
19. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Phys. Rev. 1950. Vol. 79. P. 845.
20. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 1189.
21. Tinkham M. Introduction to superconductivity. USA : McGraw-Hill, Inc., 1976.
22. S. Piano Andreev Reflections and transport phenomena in superconductors at the interface with ferromagnets and normal metals : PhD diss. 2006.
23. Andreev A. F. Sov. Phys. JETP. 1964. Vol. 19. P. 1228.
24. Tinkham M. Introduction to Superconductivity. 2nd ed. McGraw Hill, 1996.
25. Blonder G. E., Tinkham M., Klapwijk T. M. Phys. Rev. B. 1982. Vol. 25. P. 4515.
26. Benistant P. A. M., van Kempen H., Wyder P. Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 817.
27. Blom H. A. et al. Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 9995.
28. Rowell J. M., Mc Millan W. L. Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 16. P. 453.
29. De Gennes P. G., Saint-James D. Phys. Letters. 1963. Vol. 4. P. 151.
30. Beenakker C. W. J. cond-mat/9909293 ; Paasschens J. C. J. et al. Phys. Rev. A. 1997. Vol. 56. P. 4216.
31. Kutchinsky J. et al. Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 931.
32. Van Wees B. J. et al. Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 510.
33. Beenakker C. W. J. Review of Modern Phys. 1997. Vol. 69, No. 3. P. 731.
34. Imry Y., Stern A. Semicond. Sci. Technol. 1994. Vol. 9. P. 1879.
35. Larkin A. I., Ovchinnikov Y. V. Sov. Phys. JETP. 1975. Vol. 41. P. 960.
36. Kastalsky A. et al. Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 3026.
37. Hekking F. W. J., Nazarov Y. Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 1625 ; Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 6847.
38. Lesovik G. B., Fauchère A. L., Blatter G. Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. P. 3146.

39. Lambert C. J. *J. Phys. Condens. Matter.* 1991. Vol. 3. P. 6579 ; Lambert C. J., Raimondi R. *J. Phys. Condens. Matter.* 1998. Vol. 10. P. 901.
40. Volkov A. F., Zaitsev A. V., Klapwijk T. M. *Physica C.* 1993. Vol. 210. P. 21.
41. Zhou F., Spivak B., Zyuzin A. *Phys. Rev. B.* 1995. Vol. 52. P. 4467.
42. Nazarov Y., Stoof T. H. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76. P. 823.
43. Nazarov Y. V. *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. P. 1420 ; Stoof T. H., Nazarov Y. *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 53. P. 14496.
44. Pothier H. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. P. 2488.
45. Hekking F. W. J., Glazman L. I., Schön G. *Phys. Rev. B.* 1995. Vol. 51. P. 15312.
46. Feigelman M. V. et al. this volume.
47. Courtois H. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76. P. 130.
48. Petrashov V. T. et al. *Phys. Rev. Lett.* 70, 347.
49. Petrashov V. T., Antonov V. N., Delsing P., Claeson T. *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 347.
50. Petrashov V. T., Shaikhaidarov R. Sh., Delsing P., Claeson T. *JETP Lett.* 1998. Vol. 67. P. 513.
51. Dimoulas A. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. P. 602.
52. Charlat P. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 4950.
53. Courtois H. et al. *J. Low Temp. Phys.* 1999. Vol. 116. P. 187.
54. Poirier W., Mailly D., Sanquer M. *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. P. 2105.
55. den Hartog S. G. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 4954.
56. Toyoda E., Takayanagi H., Nakano H. *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59. P. 11653.
57. Artemenko S.N., Volkov A.F., Zaitsev A.V. *Sol. St. Comm.* 1979. Vol. 30. P. 771.
58. Volkov A. F., Allsopp N., Lambert C. J. *J. Phys. Condens. Matter.* 1996. Vol. 8. P. L45.
59. Golubov A. A., Wilhelm F. K., Zaikin A. D. *Phys. Rev. B.* 1997. Vol. 55. P. 1123.
60. Courtois H. et al. In: Ref. [8].

61. Claughton N. R., Lambert C. J. Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 6605.
62. Demler E. A., Arnold G. B., Beasley M. R. Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. P. 15174.
63. De Jong M. J. M., Beenakker C. W. J. Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 1657.
64. Soulen R. J. Jr. et al. Science. 1998. Vol. 282. P. 85.
65. Upadhyay S. et al. Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 3247.
66. Vasko V. A. et al. Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 1134.
67. Schroder D. Semiconductor Material and Device Characterization. John Wiley & Sons, Inc, 2006.
68. Ohring M. The Material Science of Thin Films. Academic Press, 1992.
69. Mattox D.M. Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing. Noyes publications, 1998.
70. Arvinte R. Characterization of the electrical and optical properties of the CrN_xO_y and AlN_xO_y thin films: Master Thesis. 2011.
71. Rauff R.M., Ali B.A. Optical properties of thin film. University of Sulaimani, 2005.
72. Kovalenko S.A. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 1999. Vol. 2, No. 3. P. 13-20.
73. Kruhler W. Appl. Phys. A. 1991. Vol. 53, No. 1. P. 54.
74. Singh J. Optical Properties of Condensed Matter and Applications. John Wiley & Sons Ltd, England, 2006.
75. Poelman D., Frederic Smet P. Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 1850-1857.
76. Niyomsoan S. et al. Thin Solid Films. 2002. Vol. 415. P. 187-194.
77. Bedeaux D., Vlioger J. Optical properties of surfaces second edition. 2004.
78. Schlegel A. et al. Solid State Phys. 1977. Vol. 4889.
79. Billmeyer F.W., Saltzman M. Principles of Color Technology. Interscience Publishers, New York, NY, 1966.
80. Seitz F., Turnbull D. Solid State Phys Adv. Res. Appl. 1958. Vol. 6. P. 313.

81. <http://www.chem.ubc.ca/courseware/154/tutorials/exp3A/colorimetry/>
(дата звернення: 25.03.2024).
82. Zarubica A.R. et al. *Physics, Chemistry and Technology*. 2005. Vol. 3, No. 2. P. 205-216.
83. Zhang X. et al. *COMPCON 97 Proceedings of the 42nd IEEE International Computer Conference*. 1997.
84. Camelio S. et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2000. Vol. 2. P. 442-448.
85. Carvalho P. *Development of new decorative coatings based on zirconium oxynitrides: Thesis*. 2008.
86. Shaginyan L.R. et al. On the target surface temperature during dc magnetron sputtering. *The European Physical Journal Applied Physics*. 2020. Vol. 92, No. 1. P. 10801. URL: <https://doi.org/10.1051/epjap/2020200098>
87. Goldstein J.I. et al. *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis*. New York, NY : Springer New York, 2018. URL: <https://doi.org/10.1007/978-1-4939-6676-9>
88. Fultz B., Howe J. *Transmission Electron Microscopy and Diffractometry of Materials*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-29761-8>
89. Danon J. et al. Protected solid-state qubits. *Applied Physics Letters*. 2021. Vol. 119, No. 26. P. 260502. URL: <https://doi.org/10.1063/5.0073945>