

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

ННІ «Фізико-технічний факультет»

Кафедра фізики ядра та високих енергій

Пояснювальна записка

До дипломного проекту (роботи)

Бакалавра

На тему

укр.: «Експериментальне дослідження вторинної електронної емісії»

англ.: «Experimental research of the secondary-electron emission »

Виконав: студент 4 курсу навчання

За ОПП бакалавр

Напрямок підготовки: 6.040204 Прикладна фізика

Лящов М.С.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник: к.ф.-м. н., Щусь О.П.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Консультант: к.ф.-м. н., с.н.с. Карпусь С.Г.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент: _____

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Харків – 2023 рік

АНОТАЦІЯ

В роботі виконано аналіз систем для експериментального дослідження вторинної емісії електронів при взаємодії пучків електронів з речовиною. Розглянуто три найбільш поширені і методологічно розвинені варіанти експериментальних систем, які згідно конструкційних особливостей та методологічних можливостей дозволяють проводити дослідження основних параметрів вторинної емісії в залежності від енергії первинного пучка електронів та товщини зразків. Першою розглянута система, що дозволяє отримувати виходи вторинних електронів в залежності від температури зразків та енергії первинного пучка (до 2 кеВ). Друга система являє собою комбінацію трьох тонких плівок (колектор-емітер-колектор) і є простим монітором первинного пучка електронів (енергія первинного пучка від 1 МеВ), що дає змогу проводити дослідження виходу вторинних низько енергетичних електронів з обох поверхонь тонкої плівки, при відсутності можливості досліджувати вихід дельта електронів. І третя система, при наявності прохідних колекторів та розміщену поміж них тонку плівку дозволяє проводити дослідження інтегрального виходу дельта електронів та виходу низько енергетичної емісії в діапазоні колекторних потенціалів ± 100 В. Основною перевагою останньої перед вище згаданими є можливість проводити експериментальні дослідження релятивістських ефектів (вплив ефекту густини) в широкому діапазоні товщини плівок та відповідно енергій первинного пучка (від 1 МеВ до ГеВ діапазону).

ABSTRACT

The research diploma thesis complete the analysis of systems for the experimental study of secondary electron emission during the interaction of electron beams with matter. The three most common and methodologically developed variants of experimental systems are considered. According to their design features and methodological capabilities, they allow for the study of the main parameters of secondary emission depending on the energy of the primary electron beam and the thickness of the samples. The first system considered is the system that allows obtaining yield of secondary electrons depending on the temperature of the samples and the energy of the primary beam (up to 2000 eV). The second system is a combination of three thin films (collector-emitter-collector) and is a simple monitor of the primary electron beam (primary beam energy MeV range), which makes it possible to study the yield of secondary low-energy electrons from both surfaces of a thin film, in the absence of an opportunity to study the delta electron yield. And the third system, in the presence of pass-through collectors and a thin film placed between them, allows to research the integral yield of delta electrons and the low-energy emission yield in the range of collector potentials ± 100 V. The main advantage of the latter over the above-mentioned is the possibility of conducting experimental studies of relativistic effects (influence density effect) in a wide range of film thicknesses and, accordingly, primary beam energies (from 1 MeV to GeV range).

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	5
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ	9
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ З ТОВСТОЇ МШЕНІ	17
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ ТОНКИХ ПЛІВОК...	21
ВИСНОВКИ.....	30
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	32

СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ВЕЕ – вторинна електронна емісія

ВЧ – висока(високі, високо-) частота(частоти, -частотні)

кеВ – кілоелектронвольт

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ВВЕ – вихід вторинної емісії

ІФВЕЯФ – Інститут фізики високих енергій та ядерної фізики

ННЦ ХФТІ – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

β – відношення швидкості частинки до швидкості світла

НВЧ – надвисокі частоти

ВСТУП

Дослідження явища вторинної електронної емісії протягом останнього сторіччя нерозривно пов'язано з розвитком технологій не тільки електротехнічного напрямку (радіо- та приладобудування: вторинно-електронні, фотонно-електронні помножувачі, мікроканальні пластини тощо) і низки фундаментальних напрямків, що дають змогу проводити комплексні дослідження в фізиці твердого тіла (детектори електронів растрових електронних мікроскопів), фізиці плазми (утворення, розвиток та підтримка ВЧ-розряду та вторинно-емісійного розряду в НВЧ структурах), прискорювальній фізиці (монітори вторинної емісії, мультипакторні розряди, тощо). Отримані знання забезпечують сталий розвиток технологій майбутнього, до яких відносять космічні, ядерні та термоядерні технології.

Свого часу бурхливий розвиток катодної електроніки перш за все вимагав від дослідників проведення експериментальних пошукових робіт, метою яких було оптимізація емісійних параметрів матеріалів, зокрема підвищення виходів вторинної емісії електронів та зменшення роботи виходу. Накопичений досвід з експериментального дослідження вторинної емісії електронів індукованого пучками електронів дозволив розвивати та поглиблювати знання про явище вторинної емісії електронів при взаємодії різного типу іонізуючого випромінювання (гамма-квантів, нейтронів, протонів, тощо). Разом з цим проводилося порівняння виходів, узагальнення знань, що дають можливість зрозуміти природу самого явища, прогнозувати, оптимізувати вторинно-емісійні властивості матеріалів згідно поставлених завдань або, наприклад, технічних чи технологічних вимог. Тобто важливим є знання про емісійні властивості матеріалу в залежності від конкретних умов його застосування (тип і параметри опромінення, температурні режими, тиск тощо).

Серед наявних експериментальних даних слід виділити одну особливість: при достатньо високому темпі розвитку прискорювальних комплексів

заряджених частинок, вдалося провести дослідження та часткову систематизацію знань зі взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною в широкому діапазоні енергій первинних частинок саме на атомному рівні, а також встановити та дослідити основні процеси, що відбуваються при опроміненні речовини, визначити кінетику радіаційно-стимульованого впливу, отримати нові знання про природу матерії та особливості її будови.

Як відомо, на даний час явище вторинної емісії електронів відіграє важливу роль в прискорювальній техніці пучків високоенергетичних електронів, іонів тощо. Для прикладу, виділяють як суто прикладну: для on-line вимірювання та спостереження за прискореними пучками в системах їх транспортування, розробка систем стабілізації пучка на основній траєкторії, так і звісно фундаментальну – транспортування та утримання високоенергетичних пучків при взаємодії з залишковим газом вакуумної системи, тощо.

Актуальність даного дослідження обумовлено необхідністю удосконалення широкого спектру вимірювальних систем та методик дослідження вторинної емісії електронів для вирішення фундаментально-прикладних задач в залежності від таких параметрів як енергія первинного пучка.

Мета: показати можливості експериментальних систем для дослідження виходів вторинної емісії на прикладі взаємодії пучків електронів з речовиною, узагальнити знання, способи та методи отримання даних з основних параметрів розподілу вторинної емісії в залежності від енергії первинного пучка електронів при використанні зазначених систем.

Завдання: дослідити методики вимірювання вторинної емісії електронів при взаємодії пучків електронів широкого діапазону енергій. Визначити можливості отримання основних закономірностей виходу вторинних електронів в залежності від систем вимірювання, параметрів первинних пучків електронів та досліджуваних зразків.

Об'єкт дослідження: вторинні електронно-емісійні процеси, що відбуваються при взаємодії електронного пучка з твердим тілом, а саме при поверхневими його шарами, тонкими плівками.

Предмет дослідження: будова та конструкційні особливості вимірювальних систем для визначення основних параметрів вторинних електронно-емісійних процесів, при взаємодії пучків електронів в широкому діапазоні енергій.

У відповідності з поставленими завданнями, в дипломній роботі проведено аналіз систем вимірювання виходів вторинної емісії електронів і вибрані для розгляду ті, що ґрунтуються на наступних, добре відомих методиках в експериментальній фізиці, а саме: опромінення пучками прискорених електронів для збудження емісії вторинних електронів та електростатичного аналізатору енергетичного розподілу вторинних електронів (режим прискорювального та затримуючого потенціалу).

Зазначені методики добре розвинені. Похибка вимірювання струмів пучка первинних електронів зазвичай обмежена чутливістю самих струмових приборів. На даному етапі створені метрологічно повірені системи, що дають змогу визначати струм на рівні 1 пА. Використання ж сучасних електростатичних систем на базі стабільних джерел живлення для аналізу енергетичного спектру заряджених частинок дозволяє отримати спектри з роздільною здатністю не гірше 0,1 еВ, ще й мінімізувати ефекти, що пов'язані з геометричними факторами викривлення розподілу електричного потенціалу в електродних системах.

Таким чином вибір зазначених методів експериментального дослідження та методик на їх основі до розгляду є очевидним, хоча звісно необхідно враховувати специфіку, що пов'язана з їх взаємопоєднанням та як результат виникненням небажаних апаратурних ефектів (наприклад, вклад у динактронний механізм).

Дана робота складається зі вступу, трьох розділів, висновків та переліку використаної літератури.

РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ

Електронна емісія як метод дослідження приповерхневих шарів твердого тіла має дуже багато різновидів, серед них: термоелектронна, автоелектронна або електростатична, фотоелектронна, кріогенно електронна, іонно-електронна та вторинна електронна емісії. Наявність такої кількості напрямів досліджень, перш за все, пов'язано зі складністю і різноманіттям процесів, що відбувається у твердому тілі в залежності від ступені збудження самої системи в цілому чи локалізовано. Об'єктом дослідження була вибрана саме вторинна електронна емісія, оскільки її використання дає змогу досліджувати в широкому спектрі енергетичних збуджень, починаючи від термічних механізмів емісії (1-2 eВ) до утворення високоенергетичних електронних ливнів, максимальна енергія електронів у яких відповідає половинній енергії первинного електрона в пучку.

За визначенням явище вторинної електронної емісії - це вибивання електронів із твердого тіла (або іншого агрегатного стану) пучками швидких електронів [1]. Це явище відбувається за рахунок складного процесу іонізаційних втрат енергії первинних та вторинних електронів. Кількісно коефіцієнт вторинної електронної емісії (ВЕЕ) в загальному виді відповідає наступному відношенню:

$$\sigma = \frac{N}{N_0}, \quad (1)$$

де N – кількість вибитих електронів, а N_0 – кількість первинних частинок, що падають на поверхню твердого тіла.

Вторинна електронна емісія здійснюється із поверхневого шару твердого тіла, товщина якого за різними оцінками не перевищує 10^{-6} см. Кількість вибитих електронів залежить від енергії й типу частинок у первинному пучку та властивостей матеріалу опромінення (від заряду атомів, аморфна чи кристалічна структура, наявність домішок чи поверхневого оксидного чи непровідного шару, тощо). В загальному вигляді коефіцієнт вторинної емісії

із збільшенням швидкості первинних частинок росте, потім досягає максимуму, й урешті-решт спадає для дуже швидких частинок, які проникають в матеріал на значну глибину, звідки вторинним електронам важко досягти поверхні.

Явище ВЕЕ було відкрито в 1902 р. німецькими фізиками Л. Остіном і Г. Штарке. Пізніше було дано пояснення, що причиною цього ефекту є те, що первинні електрони, при взаємодії з електронами твердого тіла, передають їм частину своєї енергії. Якщо переданої енергії достатньо для подолання електронами поверхневого потенційного бар'єра твердого тіла, то вони залишають його й реєструються як вторинні електрони. Вторинні електрони мають розподіл по енергії в широкому діапазоні до $E_0/2$ включно, де E_0 - енергія первинного налітаючого електрона. Енергетичний розподіл вторинних електронів має складний характер і відображає різноманітні, складні й часто пов'язані між собою процеси взаємодії первинних електронів з поверхневими шарами твердого тіла.

Енергетичні спектри й кутові розподіли вторинних електронів містять досить повну інформацію про основні мікроскопічні характеристики поверхні – склад, структуру, електронний стан. Також виділяють дифракцію електронів у вторинній електронній емісії, яка поділяється на два підвиди, а саме на дифракцію повільних електронів та дифракцію відбитих швидких електронів. При використанні високоенергетичних частинок важливе місце займають ефекти каналювання та деканалювання в монокристалічних структурах.

В енергетичних спектрах вторинні електрони розділяють на три основні групи:

- повільні електрони з енергією до 50 еВ, що вибиті з валентної зони або зони провідності;
- швидкі δ -електрони з $E_{max} = E_0/2$ (дельта-електрони);
- Оже-електрони, зазвичай з енергією до 10 кеВ.

В залежності від вимог експериментальних досліджень, системи вимірювання ВЕЕ налаштовані відповідно на реєстрацію одно або декількох енергетичних діапазонів. Відповідно отримання повної інформації з розподілу ВЕЕ у всьому енергетичному діапазоні дуже технічно складна задача, тому інколи зосереджуються на певній ділянці енергетичного спектру, при нагоді маючи по іншим наприклад лише інтегральний вихід.

Як зазначалося раніше коефіцієнт ВЕЕ досить складну залежність від енергії первинного пучка, що обумовлено перш за все зміною іонізаційних втрат електронів в матеріалі.

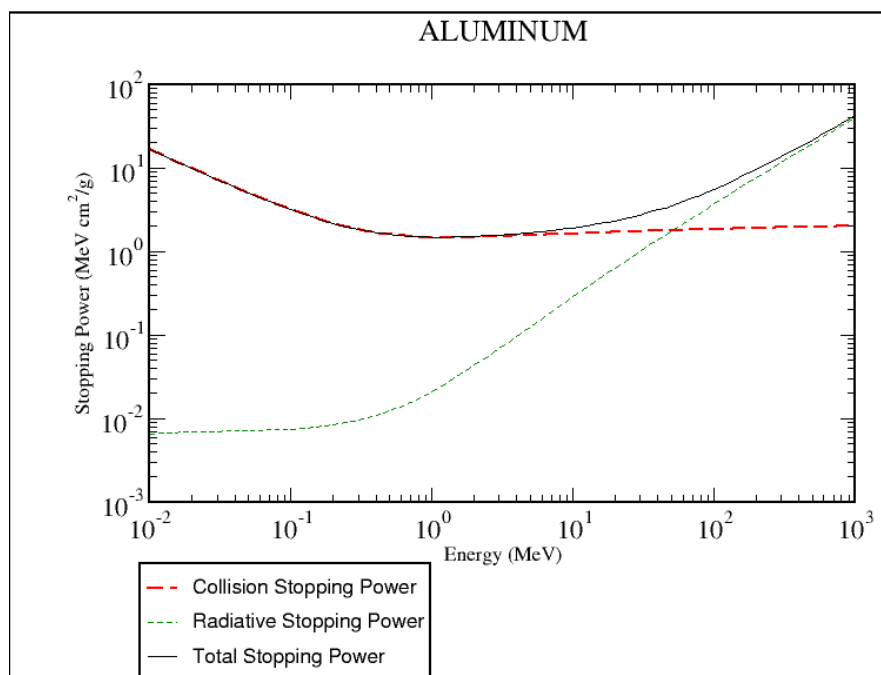
Для практичного використання з метою оцінити коефіцієнт ВЕЕ інколи допускають ряд припущень, що значно спрощують отримання достатньо точних розрахункових даних. А саме, вихід ВЕЕ пропорційний питомим втратам енергії dE/dx первинних електронів на одиницю довжини їх пробігу у речовині, і вторинні емісійні електрони мають характерну середню довжину вільного пробігу. Дані припущення дозволяють розрахувати коефієнти вторинної емісії у наступному вигляді:

$$\delta_{se} = \frac{dE_0}{dx} \cdot \frac{\Delta x}{\varepsilon} \cdot \cos \theta \quad (2)$$

де ε – середня енергія, що необхідна для вибивання одного вторинного електрону, Δx – товщина поверхневого шару, з якого емітують вторинні електрони, θ – кут падіння пучка первинних частинок. У випадку, коли максимальна енергія ВЕЕ складає не більше 50 еВ, що значно менше від енергії первинного пучка, то тоді ε та Δx в такому наближенні слід вважати незалежними від E_0 . Як слідує з виразу (2), при збільшенні кута θ вихід вторинних електронів зростає. Згідно формули (2), для алюмінію відношення $\varepsilon/\Delta x = 90 \text{ MeV} \cdot \text{см}^2/\text{г}$, а для золота - $\varepsilon/\Delta x = 55 \text{ MeV} \cdot \text{см}^2/\text{г}$.

Для проведення більш коректних розрахунків виходів вторинних електронів необхідно скористатися даними з іонізаційних втрат, а саме їх залежності від енергії первинних електронів та вплив ефекту густини. Це дає можливість більш ширше розглянути явище вторинної емісії з урахуванням

особливостей кожного енергетичного діапазону. На рисунках 1 та 2, згідно даних [2], представлено залежності загальних гальмівних втрат та їх компонент (втрати на зіткнення та випромінювання електронів), а також вплив фактору ефекту густини. Слід відмітити, що з одного боку для первинних електронів необхідне знання про гальмівні втрати в залежності від їх енергії та товщини прошарку, де ці втрати поглинулись і відбулося певне його збудження як за рахунок електрон-електронних зіткнень так і при взаємодії кулонівського поля налітаючого релятивістського електрона з вільними електронами провідності (тому вплив ефекту густини визначено в залежності від енергії первинних електронів). З іншого боку вторинні емісійні електрони в свій переважній більшості після виходу з поверхні мають максимальну енергію близько 50 еВ, і врахування їх іонізаційних втрат викликає труднощі, оскільки мають місце невизначеності в цій області енергій, до того ж на їх вихід впливає ще ряд факторів пов'язаних з проходження межі матеріал-вакуум для якого характерне наявність подвійного прошарку (так званий ефект Шоткі).



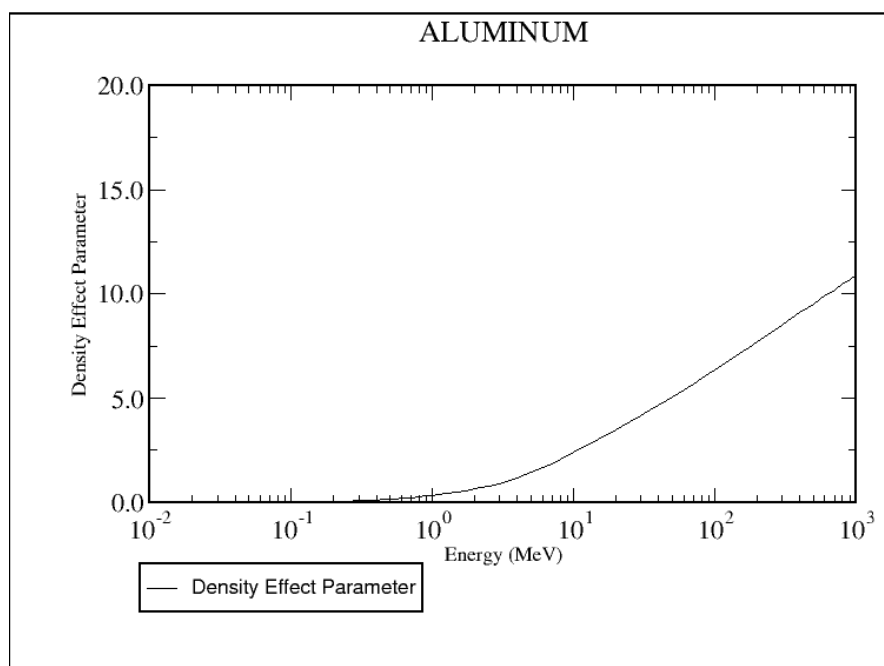


Рисунок 1- Залежність загальних, гальмівних та іонізаційних втрат від енергії електронів та ефекту густини для Al.

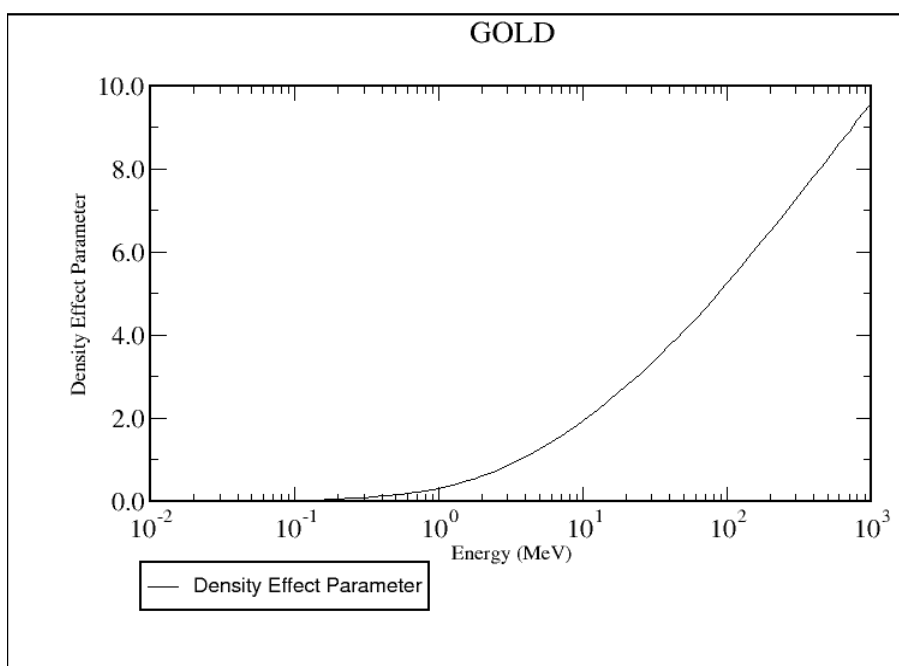
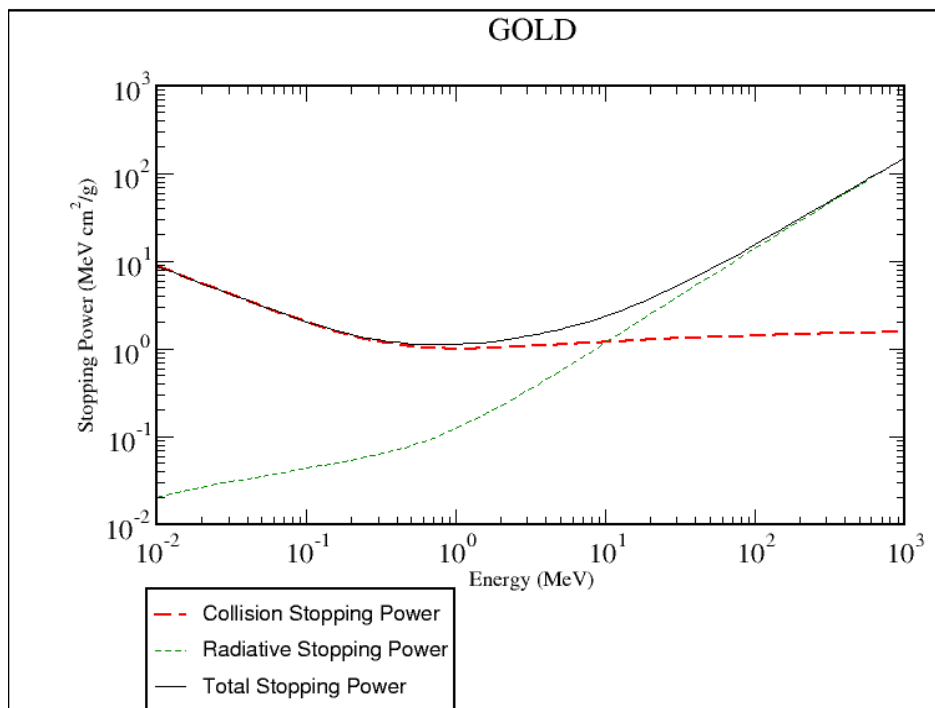


Рисунок 2 - Залежність загальних, гальмівних та іонізаційних втрат від енергії електронів та ефекту густини для Au.

Враховуючи представлені дані проведемо аналіз залежності іонізаційних втрат для випадку, коли взаємодіє високоенергетичний електрон з речовиною. Оскільки саме такий випадок являє собою більш ширший перелік процесів, що протікають в твердому тілі, при збудженні високоенергетичними електронами

($\nu_e \rightarrow c$), та має місце не тільки утворення вторинної низькоенергетичної компоненти, а й вихід дельта електронів, які звісно не мають істотного вкладу для ВЕЕ у випадку збудження низькими енергіями первинного пучка, тобто для нерелятивістського випадку.

В загальному виді іонізаційні втрати енергії можуть бути представлені у вигляді добре відомої формули Бете-Блоха, що включає в собі релятивістську поправку і може бути використана відповідно для релятивістського діапазону енергій первинного пучка:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z_1^2 n_0 Z_2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2 Q_{max}}{(I^*)^2 (1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 - U - \delta \right], \quad (3)$$

де $\beta = \frac{v}{c}$, Q_{max} – максимальна енергія, яка передається частинками атомним електронам, а U – поправка на ефект зв'язку електронів, а δ – поправка на ефект поляризації середовища (ефект густини). Наприклад для енергетичного діапазону первинних електронів (10-30 МеВ) втрати енергії матимуть наступний вигляд:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{KN_Z \rho}{A} \left[\ln \frac{mc^2 E_e}{2I^2 (1-\beta^2)} + \frac{1}{8} - \delta \right], \quad (4)$$

де $K = 2\pi r_e^2 mc^2 N_a = 0,153$, $A = 27$, $N_Z = 13$, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$, E_e – початкова кінетична енергія електрона, r_e – радіус електрона, I – середня іонізаційна енергія, для алюмінію наприклад складає 166 еВ; густина мішені $\rho = 2,7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Штайнмайер розрахував «ефект густини» як функцію величини середовища та швидкості частинок

$$\delta = 4,606 \cdot \lg \frac{E_e}{mc^2} + C + \frac{|C| + 4,606 \cdot 0,2}{(3-0,2)^3} \cdot \left(3 \cdot \lg \frac{E_e}{mc^2} \right)^3, \quad (5)$$

де $-0,2 < \lg \frac{E_e}{mc^2} < 3$ і $C = -4,24$. У разі близьких зіткнень налітаюча частинка взаємодіє лише з одним електроном, і тому ефекти поляризації не впливають на вихід вторинних електронів. Значення іонізаційних втрат, у нашому випадку, найкраще представити у вигляді суми двох компонентів[3]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE_1}{dx(\Delta E > \Delta)} + \frac{dE_2}{dx(\Delta E < \Delta)}, \quad (6)$$

Перший доданок означає значення іонізаційних втрат енергії при взаємодії з δ -електроном, а другий – з атомом, Δ – мінімальне значення енергії утворення δ -електрона, яка повинна бути набагато більшою за значення енергії зв'язку атомних електронів. Для розглянутого випадку енергія утворення, коли $\Delta E > \Delta$, і електрони мають достатньо енергії, щоб вийти із мішені. Максимальна енергія, що передається електрону внаслідок нерозрізнення налітаючих і вільних електронів, дорівнює половині енергії налітаючих електронів. Значення втрат енергії для релятивістських електронів, беручи до уваги, мінімальну енергію δ -електрона, має наступний вигляд:

$$\frac{dE_1}{dx(\Delta E > \Delta)} = \frac{KN_Z \rho}{A} \cdot \left[\ln \frac{E_e}{2\Delta} + \frac{1}{8} \right], \quad (7)$$

Δ – це мінімальна енергія δ -електрона $4I$. Функція втрат енергії частинок δ -електроном складається із збудження та іонізації атомів з утворенням електронів низької енергії з енергією, меншою ніж $4I$:

$$\frac{dE_2}{dx(\Delta E < \Delta)} = \frac{KN_Z \rho}{A} \left(\ln \frac{E_0}{mc^2 I^2} - \delta \right), \quad (8)$$

E_0 – початкова енергія електрона.

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ З ТОВСТОЇ МІШЕНІ

В даному розділі розглянуто питання експериментального дослідження виходу вторинних електронів з товстої мішені. Фактично мова йде про випадок, коли опромінена поверхня товстого зразка є джерелом вторинних електронів, що емітують у протилежному напрямку від первинного пучка електронів, що збуджує певний приповерхневий прошарок мішені. Дані системи широко використовувалися для дослідження вторинної емісії різнотипних катодів. Також за подібним принципом працює і циліндр Фарадея. Для забезпечення коректності вимірювання поглинутого струму первинних, використовується система затримки або пригнічення вторинних електронів, що забезпечує ефект повного поглинання.

Зазвичай енергія первинного пучка складає декілька кеВ, що давало змогу відрізнати в спектрах вторинних електронів за допомогою електростатичних аналізаторів істинно вторинні електрони від зворотно розсіяних. Розширення енергетичного діапазону для таких систем не дає змоги збільшити вихід вторинних, оскільки зменшуються гальмівні втрати і відповідно передача енергії вторинним електронам.

На рис. 3 представлена принципова схема системи вимірювання виходів вторинної емісії від енергії первинного пучка електронів. Дані отримуються за допомогою електростатичного аналізатору в режимі сканування по енергії вторинних електронів (потенціали гальмування та прискорення вторинного потоку).

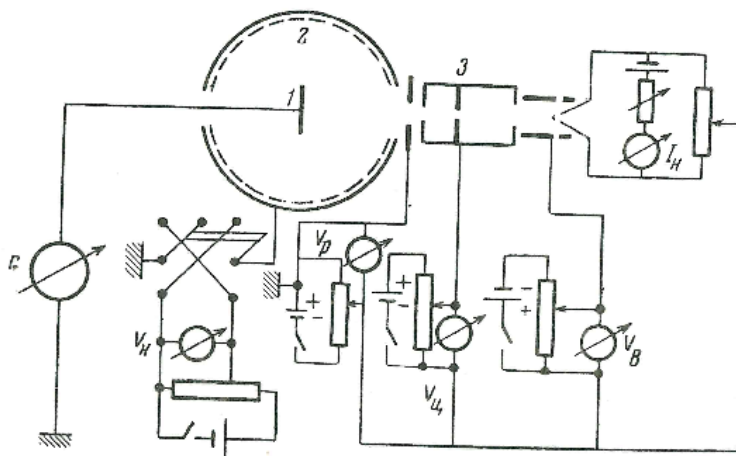
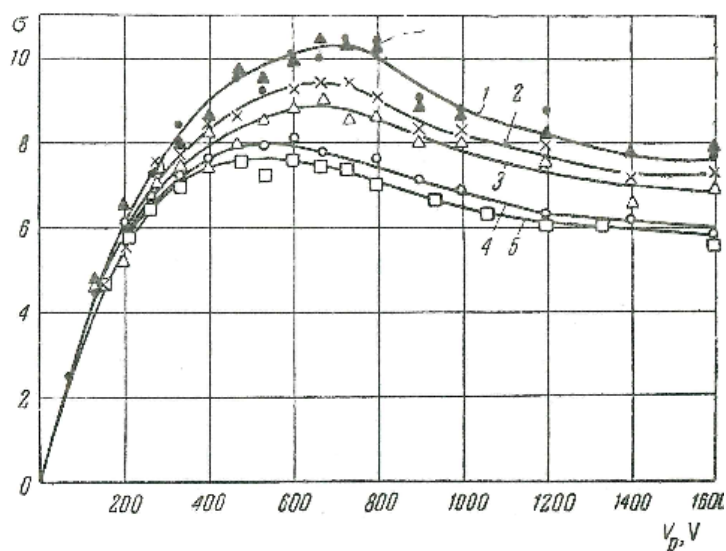


Рисунок 3 - Принципова схема системи вимірювання виходів вторинної емісії від енергії первинного пучка електронів:

1 – експериментальна мішень, 2 – колектор, 3 – електронна гармата, G – гальванометр для вимірювання первинного та різниці струмів, V_k , V_p , $V_ц$, V_B – вольтметри, для вимірювання відповідно напруги на колекторі, напруги на циліндрі прискорення та фокусування; I_p – амперметр для вимірювання струму розжарювання.



1 – 20 °C, 2 – 100 °C, 3 – 250 °C, 4 - 400°C, 5 – 500 °C.

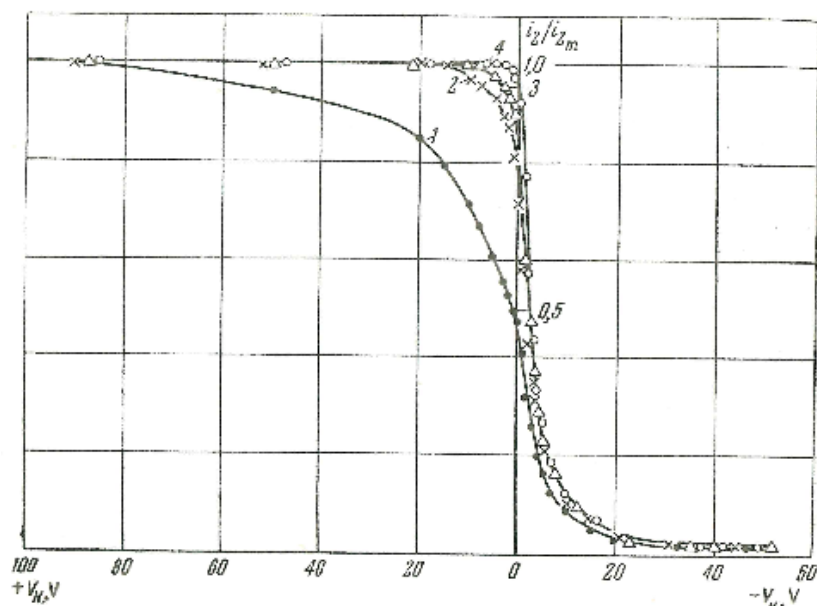
Рисунок 4 - Залежність коефіцієнту ВЕЕ від енергії первинного пучка для сплаву Cu-Al-Be.

На рис. 4 представлені типові залежності коефіцієнту вторинної емісії електронів в залежності від енергії первинного пучка для Cu-Al-Be сплаву при

різних температурах нагрівання зразка. З представлених даних видно, що в діапазоні температур від 20 до 500 °С максимум виходу ВЕЕ знаходиться в області від 400 до 800 еВ первинного пучка електронів, а з підвищенням температури дещо зменшується.

Залежності на рис. 4 отримані в режимі максимального значення потенціалу витягування на колекторі, що дає змогу дати оцінку інтегрального виходу ВЕЕ від температури нагріву та енергії первинного пучка електронів. Фактично, повторено умови близькі до експлуатації елементів систем катодної електроніки. Даний підхід дозволяє проводити не тільки фундаментальні дослідження, а й відпрацювання технологічні аспекти впровадження і відпрацювання методики активації даного типу катодів для забезпечення оптимальних умов їх експлуатації.

На рис. 5 показано безпосередньо серію вольт-амперних характеристик (ВАХ) отриманих для того ж сплаву відповідно у зазначеному температурному режимі. Сканування проводилось в діапазоні потенціалів від -50 до 100 В. Характерним для даного типу ВАХ є те, що в області затримуючих потенціалів, коефіцієнт вторинної емісії прямує до нуля. В області позитивних значень потенціалів (від 0...100 В) має місце зміни поведінки ВАХ в залежності від температури зразка. Як результат, підвищення температури досліджуваного зразка не сильно впливає на спектр електронів в області потенціалів затримання, але суттєво змінює розподіл в області потенціалів витягування, що свідчить про наявну залежність виходу на насичення вторинних витягнутих електронів від температури зразка сплаву.



1 – 20⁰ C, 2 - 250⁰ C, 3 - 350⁰ C, 4 - 400⁰ C.

Рисунок 5 - Типові ВАХ, отримані для сплаву Cu-Al-Be.

Таким чином, використання зазначеної системи дає змогу визначати залежності коефіцієнту вторинної емісії від температури, енергії первинного пучка, також при диференціюванні ВАХ можливо отримати розподіл по енергії вторинних електронів в області до 100 еВ.

РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОЇ ЕМІСІЇ ТОНКИХ ПЛІВОК

На відміну від попереднього варіанту системи вимірювання в даному розділі будуть розглянуті системи, що дають змогу більш ширше дослідити ефекти пов'язані дослідженням виходу ВЕЕ, оскільки мова піде про системи, що використовуються на пучках високих енергій (від 1 МеВ і вище). Розвитку таких методик посприяла необхідність проведення моніторингу прискорених пучків в онлайн режимі, а саме контроль сталості струму прискорених частинок пучка в часі.

Використання тонких плівок в зазначених системах відкриває нові можливості дослідження механізмів ВЕЕ, оскільки є можливість досліджувати ВЕЕ «на простріл», порівнювати виходи з передньої та задньої поверхні (передумови визначення впливу ефекту густини), проводити відносні вимірювання ВЕЕ за еталонним зразком, до того ж отримати дані з виходу дельта-електронів, які в основному направлені вздовж траєкторії первинного пучка.

Для більш наглядного прикладу розглянемо простий варіант взаємодії первинного пучка з тонкою мішенню, що дасть змогу дослідити еволюцію експериментальних можливостей методики, що використовує в якості мішені тонкі плівки [4]. При проходженні пучка, наприклад, електронів через тонку плівку, див. рис.6(1), струм вторинних електронів буде складатися з трьох компонент, (у випадку коли первинні електрони не поглинаються і фонові низько енергетична електронна компонента, що може поглинутися відсутня також): n_1 – вторинні з передньої поверхні по відношенню до напрямку рух, (класичний варіант, розглянутий в Розділі 2); та n_2 – ті, що рухаються вздовж напрямку траєкторії первинного пучка і складаються з двох компонент: низькоенергетичних третинних електронів та дельта-електронів. При подачі негативного потенціалу (близько -50...-100 В) на емітер, як показано на рис. 6(2), створюються умови для отримання даних по максимальному виходу ВЕЕ,

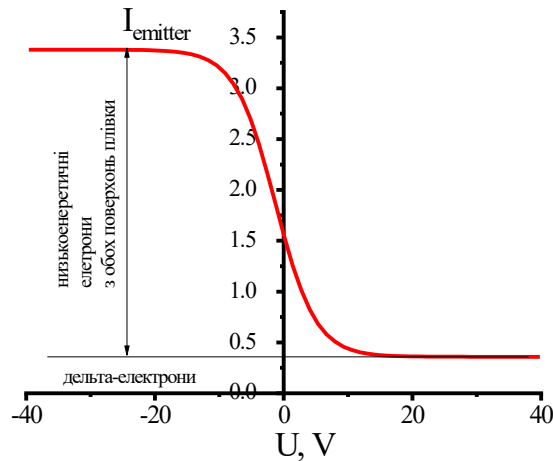


Рисунок 7 - ВАХ тонкої плівки при проходженні крізь неї пучку високоенергетичних електронів зі сталим струмом (показано для пояснення балансу струмів вторинних електронів).

Основною перевагою вказаної системи є можливість дослідити вихід дельта-електронів. Але тут немає можливості отримати дані з виходу по кожній поверхні окремо, оскільки область насичення $I_{emitter}$ – відповідає сумарному виходу ВЕЕ з обох поверхонь, і відповідно диференціювання ВАХ дає можливість отримати тільки інтегральну характеристику по енергетичним спектрам ВЕЕ (тобто $n_1 + n_2$). До того ж зазначена система дуже чутлива до фонових умов, наприклад наявність у системі транспортування розсіяних низькоенергетичних електронів відповідно призведе до спотворення значень істинних струмів за рахунок їх поглинання. У ВАХ буде спостерігатися заниження значення позитивного струму або навіть перехід у область негативного.

Логічним продовженням такої системи вимірювання стало використання трьох тонких плівок (sandwich technique), середня з них є емітером, і дві крайні колекторами. Схематично принцип дії даної системи показано на рис. 8. Колектори в даному випадку захищають досліджуваний зразок від впливу фонових низькоенергетичних електронів, але є свої недоліки та труднощі, які необхідно врахувати при обробці ВАХ розглянутої системи вимірювання.

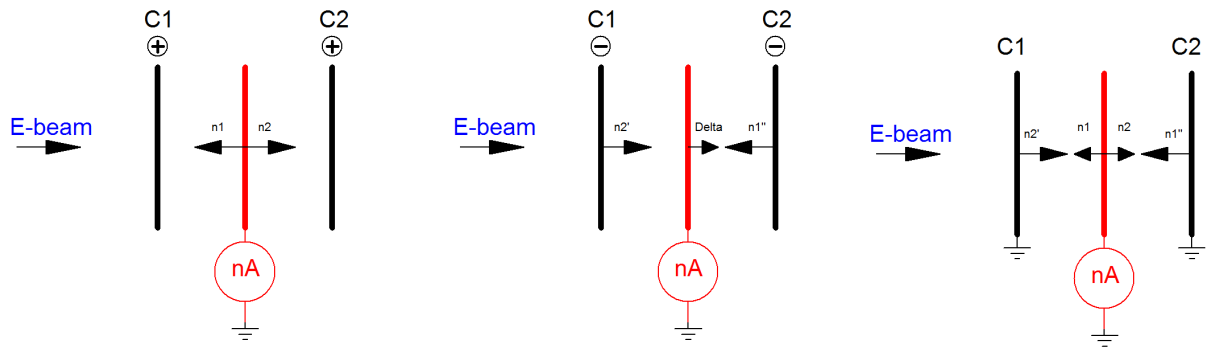


Рисунок 8 - Схема системи, що складається трьох плівок, C1 та C2 – колекторні, середня – як емітер, вимірювання струму ВЕЕ таке ж і на схемі рис. 6, але дослідний зразок заходиться постійно під потенціалом 0 В.

Для даного варіанту системи вимірювання ВЕЕ характерний ефект компенсації або підсилення ВЕЕ емітера за рахунок додаткової емісії колекторів C1 та C2. Але вже є можливість відрізнити емісійні струми від першої та другої поверхні окремо за умови урахування компенсації. Для випадку коли $C1 = C2 \geq 50 \text{ V}$, то $I_{emitter} = n_1 + n_2$. При використанні повного запирання коли $C1 = C2 \geq -50 \text{ В}$, $I_{emitter} = \delta - n_2' - n_1'$ для $U \geq -50 \text{ В}$, як результат у вказаній області ВАХ має від'ємні значення струму ВЕЕ, оскільки низькоенергетичні емісійні електрони C1 та C2 компенсують втрати емітера за рахунок емісії дельта-електронів. І останній режим, але важливий, це коли $C1 = C2 = 0$, тоді $I_{emitter} = n_1 + n_2 - n_2' - n_1'$, що є фактично компенсація всіх втрат заряду емітера за рахунок емісії колекторів C1 та C2, за умови, що всі три зразки еквівалентної товщини відносно первинного пучка прискорених електронів.

В роботі [5] на пучку прискорених електронів з енергією 0,3-1,6 Мев прискорювача Ван де Граафа виконані дослідження ВЕЕ тонких плівок з вуглецю, нікелю та алюмінію. Товщина колекторних плівок складала 1,8 мг/см². Експериментальна камера і отримані експериментальні ВАХ виходу ВЕЕ тонких плівок з вуглецю, нікелю та алюмінію показані на рис. 9 та 10, відповідно.

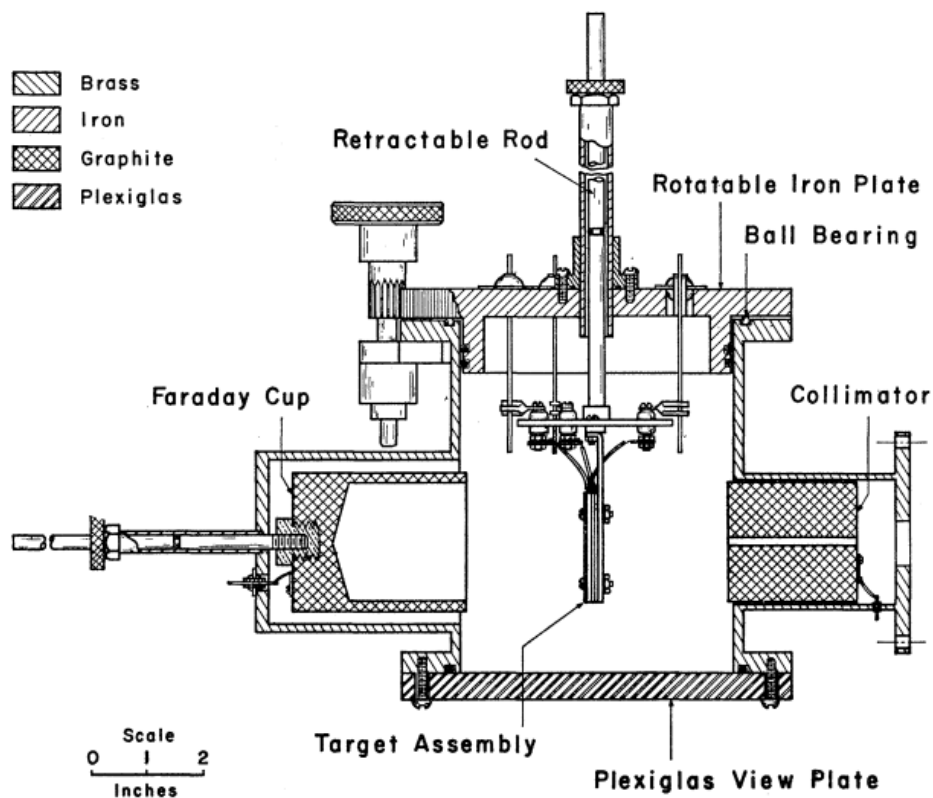


Рисунок 9 - Експериментальна камера для дослідження ВЕЕ при використанні трьох тонких плівок (sandwich technique) «на простріл».

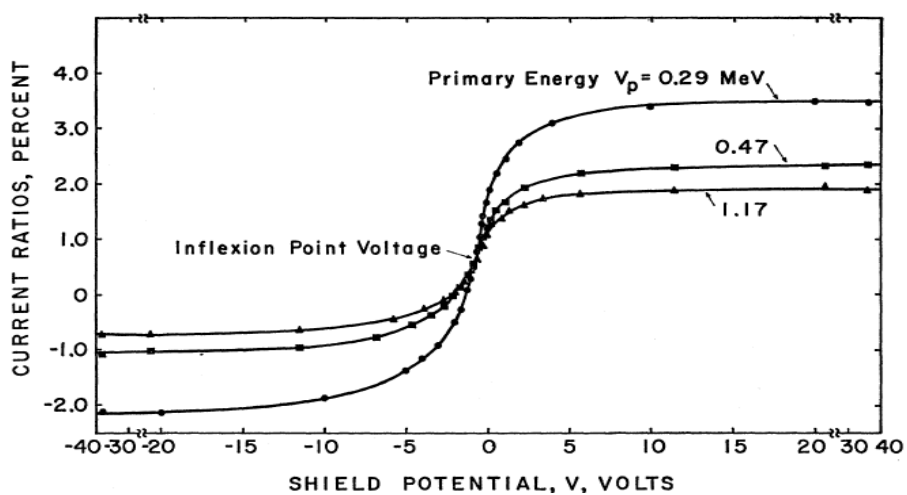


Рисунок 10 - Експериментальні ВАХ виходу ВЕЕ для системи з трьох плівок «на простріл», за даними авторів [5] для енергій первинного пучка електронів 0,29, 0,47 та 1,17 MeV.

Експериментальна камера оснащена коліматором, що дає змогу формувати пучок на її вході і зменшити вплив на вимірювальну систему фону розсіяних електронів. Пристрій мішеней оснащений гоніометром, що дає змогу в одній площині проводити кутове сканування. Вимірювання струму первинного пучка проводилося за допомогою циліндра Фарадея повного поглинання.

Зазначену схему також було використано для дослідження виходу ВЕЕ за еталонним зразком у випадку використання двох систем «на простріл». Схематично така система показана на рис. 11 [5].

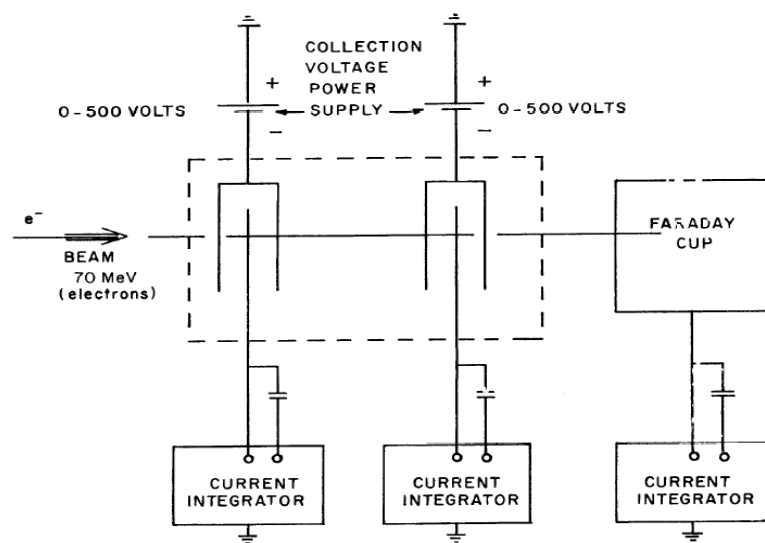


Рисунок 11 - Принципова схема вимірювання виходу ВЕЕ при використанні еталонної плівки. Вимірювання основного струму первинного пучка з енергією 70 МеВ проводилося при використанні циліндру Фарадея повного поглинання.

Використанні даної методики можливо лише на пучках прискорених частинок достатньо високої енергії, щоб мінімізувати втрати на всіх плівках первинного пучка за рахунок його поглинання та розсіювання. Дана методика може розглядатися як допоміжна, оскільки не дає можливості отримати «чисті» ВАХ.

При виконанні тематичних планів ІФВЕЯФ ННЦ ХФТІ було розроблено багатофункціональний експериментальний канал [6] для дослідження взаємодії високоенергетичних пучків електронів (проміжних - 2 МеВ та

релятивістських енергій – 10...30 MeV) з аморфними та монокристалічними структурами. Дані дослідження являються продовженням циклу робіт в ННЦ ХФТІ, для прикладу [7]. З використанням зазначеного експериментального устаткування проведена серія досліджень виходів ВЕЕ для тонких плівок алюмінію (8...100 мкм) від енергії первинного пучка.

Одним з елементів експериментальної установки було встановлено камеру стандартного монітора вторинної емісії. Загальний вигляд одного з варіанту каналу показано на рис. 13, а експериментальна схема - на рис.14.

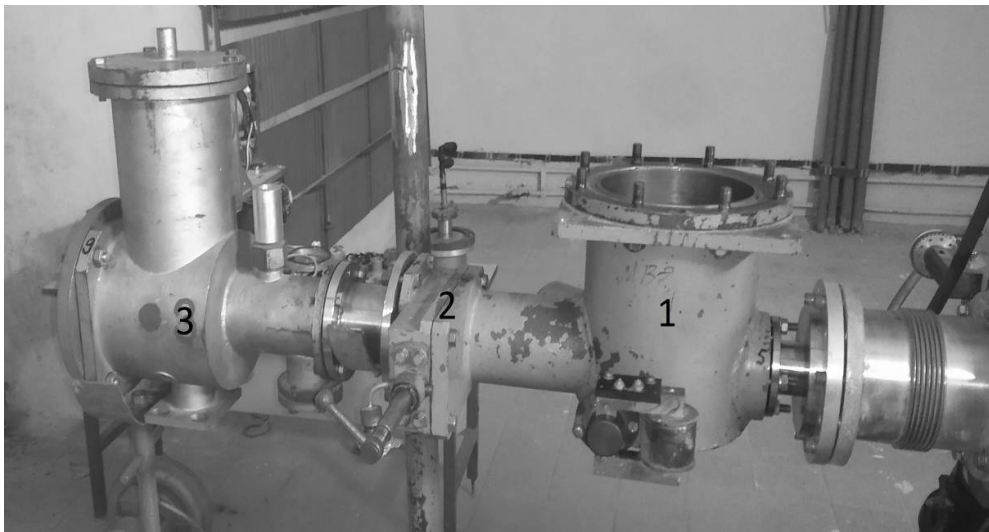


Рисунок 12 - Загальний вид експериментального виходу для дослідження виходів вторинної емісії електронів. 1 – камера монітора вторинної емісії, 2 – ручний клапан, 3 – циліндр Фарадея.

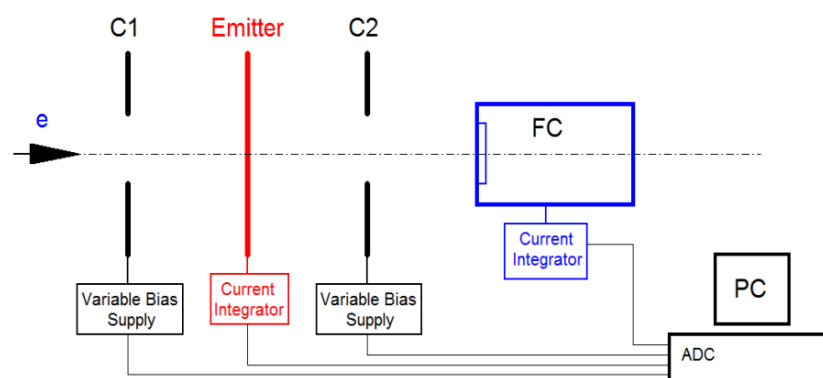


Рисунок 13 - Експериментальна схема дослідження вторинної емісії електронів.

Запропонована схема вимірюванні в частині геометрії пристрою мішені являє собою модифікацію попередньої, а саме - трьох плівок або «sandwich». В якості колекторів були використані диски з алюмінію товщиною 1 мм з прохідним отвором діаметром 16 мм. Відстань між емітером та колектором – 5 мм. Потенціал на колекторах регулюється незалежно в межах від -100 до +150 В. Загальний вид колектора представлено на рис. 14. Для вирівнювання розподілу електричного полі в зазорі колектор-емітер, на колекторному прохідному отворі 16 мм встановлено тонку сітку, з одного боку її вклад по ВЕЕ на емітер буде мінімальним іншого боку зменшення викривлення ВАХ за рахунок однорідного розподілу електричного поля.



Рисунок 14 - Колектор з сіткою AlSi (1%) діаметром 25 мкм, кроком 1 мм

На рис. 15 представлено експериментальні результати, отримані за допомогою зазначеної системи для плівки з алюмінію товщиною 50 мкм при енергії первинних електронів пучка 10 МеВ. Особливістю модифікованої системи є те що в порівнянні з іншими розглянутими дозволяє більш ширше вивчати явище ВЕЕ, а саме: вихід дельта-електронів, ВЕЕ з переднього боку плівки (крива С1) та зворотного (С2), та їх спільний вихід окремо(С1+С2). Фактично система дозволяє проводити сканування за енергією низькоенергетичні електрони в залежності з якого боку мішені(плівки) вони емітують, для цього на одному з колекторів подається потенціал затримки (близько 80 В), а на іншому – проводиться сканування в діапазоні потенціалів -80...+80 В , потім навпаки. Коли необхідно отримати інтегральну ВАХ (з

урахуванням ВЕЕ обох поверхонь досліджуваної плівки), то потенціал на С1 та С2 подається однаковий і в зазначеному діапазоні потенціалів вимірюється залежність С1 + С2, що показана на рис.15. До того ж слід зауважити, що такий підхід дозволяє перевірити, чи є вклад від фонових розсіяних електронів, оскільки сума експериментальних значень струмів С1 та С2 (в області насичення, що відповідає ~50 В на рис. 15) має дорівнювати загальному експериментальному виходу С1 + С2.

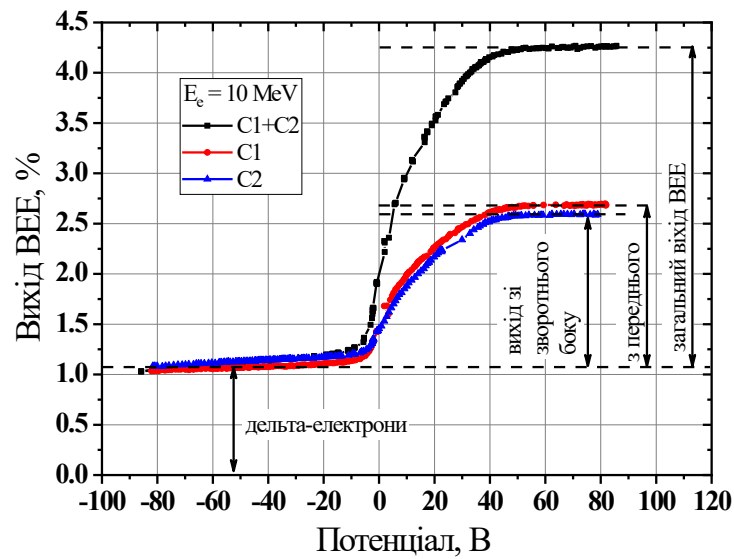


Рисунок 15 - Типові дані зі ВАХ для плівки з алюмінію 50 мкм, енергія первинного пучка електронів 10 МеВ.

ВИСНОВКИ

Таким чином, в роботі досліджено еволюцію систем вимірювання ВЕЕ при взаємодії первинних пучків електронів з твердим тілом (особливості процесів у товстій та тонких мішенях). Показано, що зі збільшення енергії первинного пучка відповідно змінюється конструкція вимірювальної системи та методичний підхід до проведення досліджень ВЕЕ.

Оскільки основним завданням було дослідження методики вимірювання ВЕЕ при взаємодії пучків електронів широкого діапазону енергій з метою визначення можливості отримання основних закономірностей ВЕЕ, то слід зауважити наступне.

1. Аналіз систем вимірювання показав про необхідність обов'язкового контролю температури дослідних зразків, щоб чітко виділяти в виходах ВЕЕ вклад нагріву та радіаційно-стимульованого впливу пучка первинних частинок.

2. Необхідним є виконання вимог до пучка прискорених частинок в експериментах для дослідження ВЕЕ не в залежності від діапазону енергій, а саме енергетичний розкид - оскільки спостерігається залежність виходу низько енергетичних електронів для енергії первинних близько 2000 еВ, поперечні розміри та кутове розходження – оскільки системи обмежені геометричними розмірами мішеней та колекторів, стабільність у часі – зберігання параметрів пучка протягом вимірювання, наприклад трьох ВАХ: $C1$, $C2$, та $C1+C2$.

3. Необхідність в розробці методики математичної обробки ВАХ ВЕЕ, отриманих методом затримуючого потенціалу, що дасть змогу більш глибоко дослідити процеси ВЕЕ та систематизувати експериментальні дані.

Запропоновані зауваження можуть бути розглянуті під час проведення дослідження в рамках підготовки магістерської кваліфікаційної роботи.

Автор висловлює щирю вдячність Директору Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики ННЦ ХФТІ професору Коваленку Г.Д. допомогу у

підготовці та обговорення проблематики дослідження, своєму науковому консультанту с.н.с. ІФВЕЯФ Карпусю С.Г. за надані матеріали для дослідження, постановку завдання, допомогу у формалізації основних положень дослідження, і звичайно силам оборони України, завдяки, яким є можливість проводити дослідження.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Кравченко Ю. С. Вакуумна та плазмова електроніка. Вакуумна електроніка. Навчальний посібник. ВНТУ, 2010, 66 с.
2. Дослідження вторинної емісії алюмінію та золота - [Електронний ресурс] – Режим доступу - <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
3. Schultz, Arvid A., and Martin A. Pomerantz. Secondary electron emission produced by relativistic primary electrons. *Physical Review* 130.6 (1963): 2135
4. S. Karpus, I. Shliahov, M. Liashchov, V. Borisenko, S. Kochetov, E. Tsiats'ko, O. Shopen. Application features of the electrostatic systems for measuring the secondary electron emission yield. XVI INTERNATIONAL WORKSHOP "PLASMA ELECTRONICS AND NEW METHODS OF ACCELERATION". NSC KIPT. Kharkiv. 2023
5. Blankenburg S. A., Cobb J. K., Muray J. J. Efficiency of secondary electron emission monitors for 70 MeV electrons // *Nuclear Instruments and Methods*. – 1966. – Т. 39. – №. 2. – С. 303-308.
6. Kovalenko, G. D., et al. Universal Experimental Facility Of IHEPNP NSC KIPT For Research Of High-Energy Electron Beam Interaction With Thin Amorphous And Single-Crystal Structures. *Voprosy Atomnoj Nauki i Tekhniki* (2022): №..., p. 23-28
7. I.A. Grishaev, G.D. Kovalenko, B.I. Shramenko Electronic emission from niobium single crystal, caused by ultrarelativistic electrons. *Pis'ma v ZhTF* (Letters to JTF), Vol. 5, №18,1979, p.1104-1107