

**Ю.І. Федоренко,
Г.Е. Массальський,
І.І. Пающик,
І.О. Шматко**

Гносеологічний підхід до розробки нових методик проведення судових експертиз

Сучасний етап розвитку органів внутрішніх справ характеризується всеохоплюючим проникненням досягнень науки і техніки у всі аспекти їх діяльності. У зв'язку з цим суттєво актуалізуються питання розробки нових методів і систем, які покращують якість і скорочують час отримання об'єктивних результатів у такій важливій галузі діяльності правоохоронних органів, як експертна практика.

Однією з актуальних проблем криміналістики і експертної практики є судово-балістична експертиза, зокрема: ідентифікація нарізної вогнепальної зброї за стріляними кулями і гільзами (розв'язання питання про те, з якого екземпляра зброї їх вистріляно) відноситься до одного з найбільш складних і трудомістких видів криміналістичних експертиз. Безпосереднє порівняння слідів від каналу ствола зброї на кулях з каналом ствола, який перевіряється, і безпосереднє порівняння слідів від частин зброї на стріляних гільзах з відповідними деталями зброї неможливе. Тому ідентифікація зброї при судово-балістичній експертизі проводиться по визначенню ступеня збіжності трасологічних ознак куль і гільз, вистріляних з однієї і тієї ж зброї. Для визначення ступеня збіжності трасологічних ознак велике значення має повнота знімання достовірної інформації про рельєф поверхонь кулі і гільзи.

Федоренко Юрій Іванович — старший науковий співробітник лабораторії № 5 НДІ НАВСУ.

Массальський Генріх Едуардович — старший науковий співробітник.

Пающик Іван Іванович — старший науковий співробітник.

Шматко Ігор Олегович — кандидат фізико-математичних наук, головний науковий співробітник, підполковник міліції.

Ідентифікацію зброї за стріляними кулями і гільзами в судовій експертизі прийнято ділити на два види: ідентифікацію на групову ідентичність і на індивідуальну¹.

Задача ідентифікації на групову ідентичність зброї за стріляними кулями і гільзами полягає у встановленні виду, моделі, марки зброї, якій відповідають дані куля і(або) гільза, а на індивідуальну ідентичність – встановлення відповіді на питання: чи з даного екземпляра зброї вони вистріляні?

Далі в більшій мірі ми будемо розглядати тільки задачу ідентифікації на індивідуальну ідентичність.

У судовій балістиці методи ідентифікації зброї за стріляними кулями і гільзами поділяються на дві групи: методи порівняння слідів на кулях і гільзах, вилучених з місця події, зі слідами на експериментальних кулях і гільзах за первинними відображеннями і методи порівняння слідів за повторними відображеннями.

Методи першої групи засновані на порівняннях слідів на самих кулях і гільзах, а другої групи - на порівняннях копій, знятих з цих слідів.

До першої групи відносяться такі методи:

- ідентифікація зброї мікроскопічним методом, для чого використовують в основному оптичні (МБС-1, МБС-2, МБС-9, МБС-10 та ін.) і порівняльні (МИС-10, МС-51, МСК-1) мікроскопи;

- ідентифікація зброї шляхом механічної розгортки оболонок куль;

- порівняння гільз за допомогою бінокулярної лінзи.

Ідентифікація зброї шляхом механічної розгортки оболонок куль проводиться таким чином. Зрізається головний кінчик кулі, виплавляється сердечник кулі, потім робиться подовжній розріз по поверхні, що не має слідів. Розрізаній кулі додають форму пластинки. Отримані таким чином пластинки з досліджуваної і експериментальною кулями порівнюють під порівняльними мікроскопами (МИС-10, МС-51, МСК-1, Лейтца та ін.)

До другої групи відносяться такі методи:

- порівняння за допомогою копій, що отримують шляхом кочення кулі по коніюючому матеріалу (іноді при цьому користуються підігрітими кулями);

– порівняння за допомогою копій, що отримують шляхом нашарування матеріалу на поверхню кулі; матеріалом для нашарування є електроліт, що складається з сірчаноокислих солей металів; покриття поверхні кулі розчинами речовин, здатних утворювати плівку (ацетон, амілацетат, целулоїд, фуксин – як основний розчин і дихлоретан, плексиглас – як додатковий);

– порівняння за фотозйомками, зробленими різними способами (посегментної зйомки поверхні куль і гільз, фотозйомка при синхронному переміщенні перед щілиною кулі, що обертається навколо подовжньої осі і рухомої фотоплівки за допомогою установок РФ-4, "Розгортка" та ін.).

Усі ці методи мають переваги і недоліки. Так, методи прокочення кулі, крім того що вимагають значної навички в роботі, допускають помилки в отриманій інформації через те, що тонкий шар матеріалу, по якому прокочується куля, виявляється недостатнім для відображення всієї глибини рельєфу.

Метод порівняння за електролітичними копіями може привести до повного псування поверхні кулі через невдалий вибір електролізу.

При дослідженні копій, отриманих при тіньовому освітленні, найбільша складність виникає у визначенні валиків і борозенок, оскільки нерідко вони можуть бути зображені геометричними лініями.

Зображення, отримані за допомогою різного фотографування, часто бувають нечіткими внаслідок обертання кулі і змазаними саме в дрібних трасах, які є головними джерелами інформації при індивідуальній ідентифікації.

Методи ідентифікації із застосуванням порівняльних мікроскопів також допускають спотворення, коли сліди не дуже великі.

Усі відомі нам методи, що застосовуються у судовій балістиці, дають змогу вивчити лише двомірне зображення слідів. Аналіз і порівняння третього їх виміру (глибини) може здійснюватися при використанні цих методів непрямо і до того ж в нечастих випадках, наприклад, за інтенсивністю забарвлення заглиблень у разі отримання прозорих забарвлених відбитків.

Разом з тим, для повного і об'єктивного дослідження слідів на стріляних кулях і гільзах необхідно використовувати весь обсяг інформації, що міститься в цих слідах: не тільки параметри

трьохмірних характеристик слідів, але і складні комбінації численних однотипних елементів рельєфу динамічних слідів, стійкість цих елементів рельєфу впродовж довжини сліду та ін.

Перспективною є розробка прийомів і методів виявлення, фіксації і порівняльного дослідження слідів на стріляних кулях і гільзах, які, з одного боку, дозволили б зробити аналіз ознак трьохмірних зображень, а з іншого, – провести математичну обробку великого обсягу таких ознак в автоматичному режимі.

Перш ніж перейти до опису пропонованого методу, розглянемо ряд фізичних явищ, які, з нашої точки зору, можуть бути застосовані при ідентифікації нарізної зброї за стріляними кулями і гільзами.

Відомо, що бічну поверхню кулі як тіла обертання зручно описувати в циліндричних координатах як залежність відстані R між даною точкою поверхні і віссю обертання кулі від полярного кута φ і висоти z , тобто функцією $R(\varphi, z)$. Сліди на бічній поверхні, що утворюються при проходженні кулі через ствол зброї, призводять до локальних змін функції $R(\varphi, z)$. Щоб виявити ці зміни, метод, що застосовується, і засіб не повинні, передусім, реагувати на характеристики матеріалу сердечника кулі, розташованого під оболонкою, тобто повинні бути слабопроникаючими. Тому методи ідентифікації, які ґрунтуються на явищах електромагнітного і ультразвукового полів, не дають позитивних результатів.

Електромагнітне поле є сильнопроникаючим, крім того, зміна товщини діаманетика (латунь, томпак) не змінює магнітний потік.

Ультразвукове поле також є сильнопроникаючим² і, взагалі кажучи, вимагає контакту випромінювача-датчика з об'єктом контролю³. Велика кривизна поверхні кулі приводить до утворення в матеріалі кулі різних видів ультразвукових хвиль (подовжніх, поперечних, поверхневих, головних хвиль і т.д.), інтерференція яких надзвичайно утрудняє розшифровування свідчення датчика. А наявність невідповідностей у розмірах внутрішніх елементів кулі ще більш ускладнює задачу.

При застосуванні світлового поля, явище якого виникає при оптичних методах, довжина хвилі видимого світла приблизно 0,5 мкм, а взаємодія світла з речовиною відбувається в шарі,

який дорівнює довжині хвилі⁴, що і пояснює високу чутливість світла до стану поверхні. Однак це і утруднює значною мірою застосування оптичних методів для ідентифікації зброї. Одна з причин цього – залежність інтенсивності дифузно розсіяного світла від шорсткості поверхні. Друга – залежність інтенсивності відображеного світлового потоку від наявності (і складу) різних плівок на поверхні кулі. Через накладення процесів поглинання заломлення і відображення світла в таких плівках залежність внесків цих процесів у сумарний відображений потік від товщини і складу плівок приводить до надзвичайно складної обробки для відтворення вигляду функції $R(\varphi, z)$ ⁵.

Збільшення довжини хвилі світла – інфрачервона область – приводить до збільшення глибини проникнення світла в матеріал кулі, зменшення впливу шорсткості її поверхні. Однак тут виникають технічні складності створення направленного інфрачервоного випромінювання і його реєстрації (діапазон хвиль більший за 5 мкм).

Зменшення довжини хвилі (порівняно з видимою областю) – ультрафіолетова область – приводить до меншої величини глибини проникнення, більшому впливу шорсткості. З'являються і додаткові складності в розшифровці зареєстрованого відображеного потоку, які зумовлені резонансним поглинанням ультрафіолетового випромінювання молекулами повітря (склад його міняється), атомами речовини оболонки кулі і різних забруднень на них.

Подальше зменшення довжини хвилі – перехід в рентгенівську область шкали електромагнітних хвиль – приводить до збільшення глибини проникнення випромінювання в матеріал оболонки кулі, появи відбитих рентгенівських квантів від внутрішньої частини кулі, появи резонансних піків поглинання і флуоресценції, різних хімічних елементів матеріалу кулі^{6,7}. Усі ці процеси взаємодії випромінювання з речовиною не спростують знаходження зв'язку між числом зареєстрованих квантів і видом функції.

Аналіз поверхні за допомогою корпускулярного ядерного випромінювання (електронів, протонів, нейтронів, іонів і т.д.) знаходить все більше застосування в різних галузях промисловості.

У порівнянні з фотонами видимого світла, електрони мають велику проникаючу здатність, яку можна змінювати, змінюючи енергію електронів. За рахунок цього вдається уникнути впливу поверхневих забруднень на поверхні і впливи її шорсткості.

Роботи, присвячені застосуванню корпускулярного випромінювання для ідентифікації куль або визначенню функції типу $R(\varphi, z)$, що описують відбиваючу поверхню, поки не відомі.

Однак успішне застосування ефектів відбиття електронів для товщинометрії і аналізу поверхні дозволило застосувати даний метод для зняття рельєфу поверхні куль і гільз.

Найбільш повно взаємодія електронів з речовиною описується двічі диференціальним перетином взаємодії $\frac{\delta\sigma(\theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, E, E_0)}{\delta\Omega}$, яким є щільність імовірності, що дає

змогу зареєструвати електрон після його взаємодії з атомом речовини в одиничному тілесному куті Ω , орієнтованому під кутами θ^* і φ^* , з початковою енергією електрона до взаємодії E, E_0 . Цей перетин описує фізичний процес розсіювання електрона на екранованому кулонівському потенціалі ядра атома і процес втрат енергії при взаємодії з електронами атома. До цього часу не отримано аналітичного виразу для цього перетину, що можна пояснити так. Електрони є сильно взаємодіючими частками, тому виявилось, що з достатньою для практики точністю, процеси розсіювання і втрат енергії можна розглядати окремо: електрон рухається в речовині прямолінійно і безперервно втрачає енергію, а внаслідок деяких пружних взаємодій з атомом змінює напрямки руху.

Процес безперервних втрат енергії описується формулою Беті - Блоха⁸:

$$-\frac{d\bar{E}}{dx} = \frac{4\pi e^4 nZ}{mv^2} \ln \frac{1,16mv^2}{2i}, \quad (1)$$

де $-\frac{d\bar{E}}{dx}$ – середні втрати енергії на одиниці шляху;
 e – заряд електрона, n – число атомів речовини в 1 см^3 ; Z – заряд

ядра атомів середовища; m – маса спокою електрона; v – швидкість електрона; i – потенціал іонізації атома речовини;

Процес пружного розсіяння описується формулою Резерфорда з поправкою Мотта⁸:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = qM(E_0, Z, \theta), \quad (2)$$

$$q = \frac{Z^2 r_0^2 (1 - \beta^2)}{\beta^4 (1 - \cos\theta + Z\eta)}, \quad (3)$$

де $M(E_0, Z, \theta)$ – поправка Мотта для пружного розсіяння електрона з енергією E_0 на кут θ на атомі із зарядом ядра Z ; r_0 – класичний радіус електрона; $\beta = v/c$; c – швидкість світла у вакуумі.

Використовуючи (3.1) можна розрахувати середній кут $\langle\theta\rangle$ однократного розсіяння⁸:

$$\langle\theta\rangle = \frac{\int_0^\pi [(\theta \sin\theta) / (1 + 2\eta - \cos\theta)^2] d\Omega}{\int_0^\pi [\sin\theta / (1 + 2\eta - \cos\theta)^2] d\Omega}, \quad (4)$$

$$\text{де } \eta = 1,92 \cdot 10^{-5} Z^{2/3} \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \left[1 + \frac{1,774 \cdot 10^{-4} Z^2}{\beta^2} \right] \text{ врахо-}$$

ує екранування ядра атомними електронами.

Таким чином, для $0,05 \leq E_0 \leq 10$ MeV і $6 \leq Z \leq 92$ значення $\langle\theta\rangle$ змінюється від 9,8 до 13,3°.

Вираз (1) дозволяє розрахувати максимальний пробіг електронів L за моделлю безперервного заповільнення:

$$L = \int_{E_0}^0 dE / \left(-\frac{dE}{dx} \right). \quad (5)$$

Значення L показує товщину шара речовин, який проходять електрони, маючи майже нульову кінцеву енергію, при умові, що пружного розсіяння не відбувається.

Електрони $N(E, E_0, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, x)$, що пройшли шар речовини або відбилися від нього, їх енергетичний і просторовий розподіли є результатом багатьох зіткнень з атомами. У зв'язку з неповнотою знань про диференціальні характеристики взаємодії електронів з атомами, аналітично вдається знайти вид функції $N(E, E_0, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, x)$ тільки для деяких задач, які в більшості випадків мають академічний інтерес⁹. Тому основні результати отримані або експериментально, або розрахунками методом Монте-Карло. Для ідентифікації зброї пропонується застосувати ефекти зворотного розсіяння електронів.

Для опису зворотного розсіяння електронів від шарів речовини застосовують диференціальні і інтегральні характеристики. Останні отримати значно простіше, але вони значно менше інформаційно. Розрізняють біля десяти видів диференціальних коефіцієнтів зворотного розсіяння, тому далі будуть визначені тільки необхідні для подальшого рішення задачі.

Числовий диференціальний коефіцієнт зворотного розсіяння $\eta(Z, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, E_0, x)$ є відношення числа електронів з енергією від 0 до E_0 , що вийшли в одиничний тілесний кут в напрямі θ^*, φ^* з шару речовини із зарядом ядра Z товщиною x , до числа падаючих на цей шар під кутами θ, φ електронів з мононаправленого моноенергетичного пучка, E_0 – початкова енергія електронів. На практиці нижня межа реєстрації енергії електронів не нульова, а має деяке кінцеве значення $E_{\text{кор}}$, визначене умовами вимірювання і типом детектора.

Інтегральний коефіцієнт зворотного розсіяння $\eta(Z, \theta, \varphi, E_0, x)$ є відношення числа електронів з енергією від 0 до E_0 , що вийшли в задню напівпверхню з шара речовини із зарядом ядра Z товщиною x , до числа падаючих на цей шар під кутами θ, φ електронів з мононаправленого моноенергетичного пучка. Отже,

$$\eta(Z, \theta, \varphi, E_0, x) = \int_0^{2\pi} d\varphi^* \int_0^{\pi/2} \sin\theta^* d\theta^* \eta(Z, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, E_0, x). \quad (6)$$

Мононаправлений пучок є зручною ідеалізацією, і внаслідок експериментів отримують проінтегровані за кутами падіння θ, φ значення $\eta(Z, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, E_0, x)$ і $\eta(Z, \theta, \varphi, E_0, x)$. Створення мононаправлених детекторів на практиці є досить складною задачею, тому в експериментах по вивченню залежностей

ті $\eta(Z, \theta, \varphi, \theta^*, \varphi^*, E_0, x)$ отримують проінтегровані за кутами реєстрації значення числового диференційного коефіцієнта зворотного розсіяння.

На жаль, не всі автори робіт по дослідженню ефектів зворотного розсіяння електронів вводять у свої результати поправки на розглянуті відхилення від ідеалізації. Найбільш надійні, з цієї точки зору, експериментальні результати отримані А.М. Родіним. Для умов своїх експериментів він також проводив розрахунок методом Монте-Карло, що дозволило отримати найцінніший матеріал – з'ясувати вклади однократного, багаторазового розсіянь і дифузії у формування кутового розподілу відбитих електронів.

Аналіз параметрів електронних траєкторій, отриманих внаслідок розрахунку, показує, що у відбитому як від алюмінію, так і від урану потоку відсутні електрони, кут відхилення яких не перевищує 8° . Таким чином, електрон з енергією $E_0 \leq 1$ MeV, падаючий перпендикулярно до поверхні розсіювача, практично не може вилетіти в зворотному напрямку внаслідок розсіяння тільки на малі кути. Частка у відбитому потоці електронів, кути відхилення яких не перевищують 30° , складає вже помітну величину, особливо для Al при великих значеннях енергій E_0 .

Велику частину відбитого від Al потоку складають електрони, що вилітають назад внаслідок послідовних пружних зіткнень на кути, що не перевищують 90° . Незважаючи на велику кількість розіграних історій не було зафіксовано жодного електрона, який вийшов би в зворотному напрямі внаслідок пружного розсіяння лише з одним атомом розсіювача. Також мала імовірність виходу після декількох (2–4) актів пружного розсіяння.

Основну роль у процесі відбиття електронів від Al в області енергій 10 – 1000 KeV відіграє багаторазове розсіяння (50 %) і дифузія (35 %). Для Al дифузійна складова досить мала (більше 10-15 % в залежності від енергії), а основний внесок у відбитий потік вносить компонента багаторазового розсіяння (70 %).

Кутові розподіли відбитих моноенергетичних електронів при нормальному падінні показані на рис. 1, а при похилому на рис. 2. Видно, що кутові розподіли досить пологі. При похило-

му падінні добре виконується правило для максимуму розподілу: кут падіння дорівнює куту відбиття.

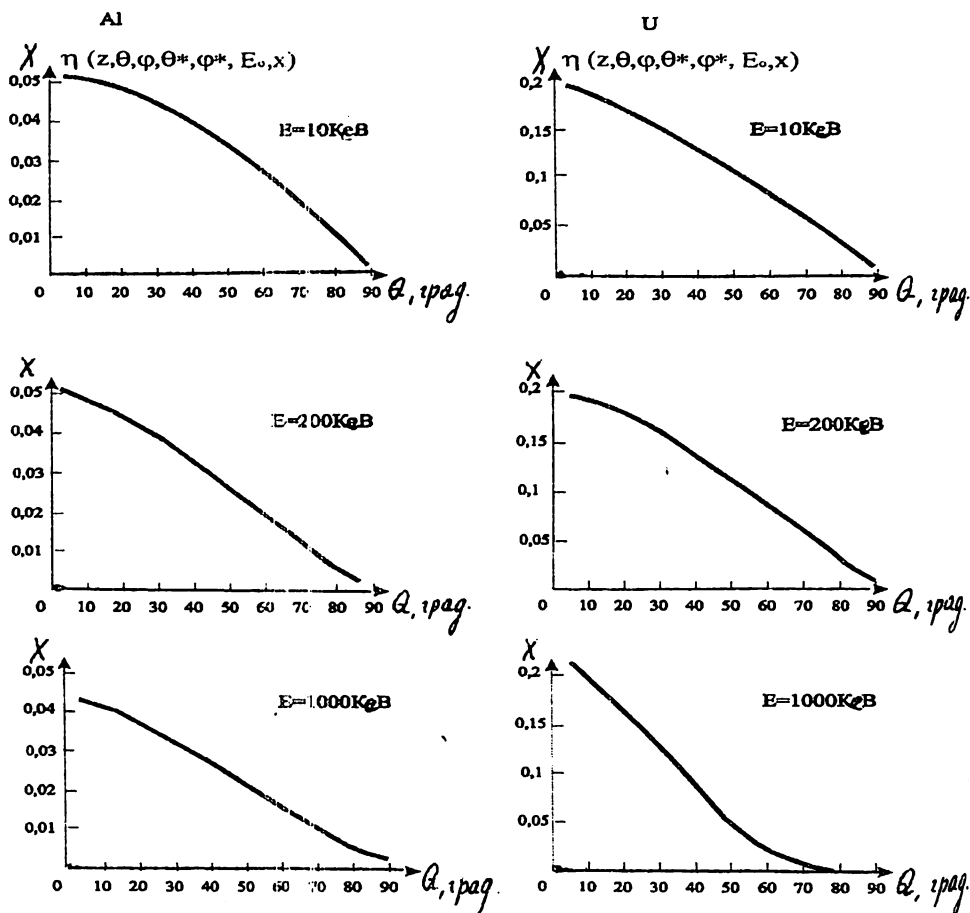


Рис. 1. Кутові розподіли відбитих електронів
($\theta=0$; $\varphi=\theta$; $\varphi=\theta$; $x > L$)

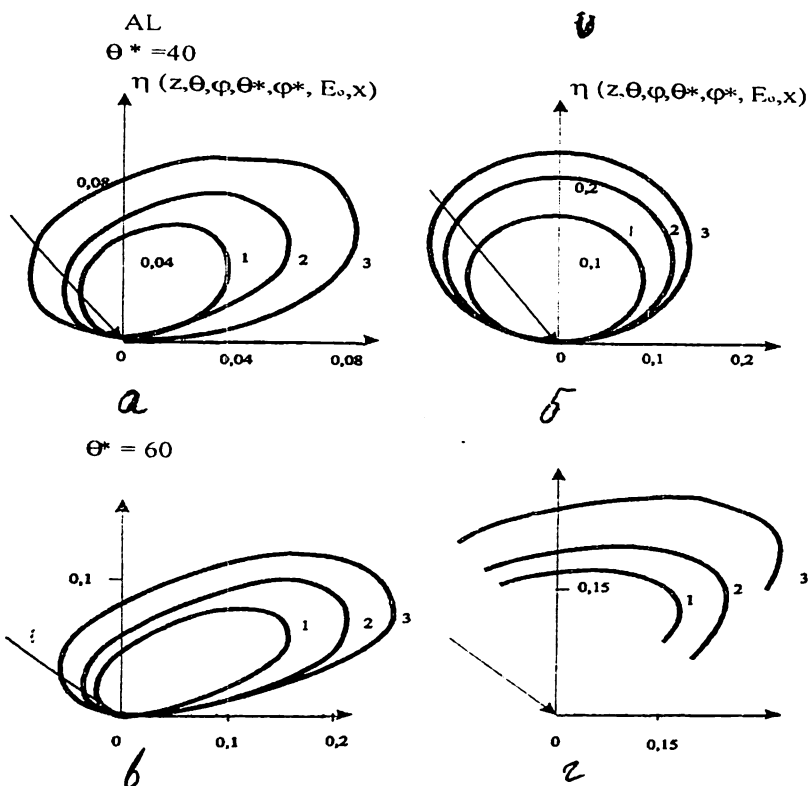


Рис. 2 Кутові розподіли відбитих електронів з різними енергіями залежно від товщини і матеріалу розсіювача при нахиленому падінні ($\varphi=0$; $\varphi^*=0$ і 180° ; $x > L$); а, б, в, г – діаграми розсіювача; 1 – $E=10$ KeV; 2 – $E=200$ KeV; 3 – $E=600$ KeV; 4 – $E=300$ KeV

Важливо знати, що форма кутового розподілу не залежить від початкової енергії електронів.

На рис. 3 показана залежність числового інтегрального коефіцієнта зворотного розсіювання від початкової енергії електронів при нормальному падінні. Видно, що при $E_0 \geq 100$ KeV значення $\eta(Z, \theta, \varphi, E_0, x)$ змінюється слабо.

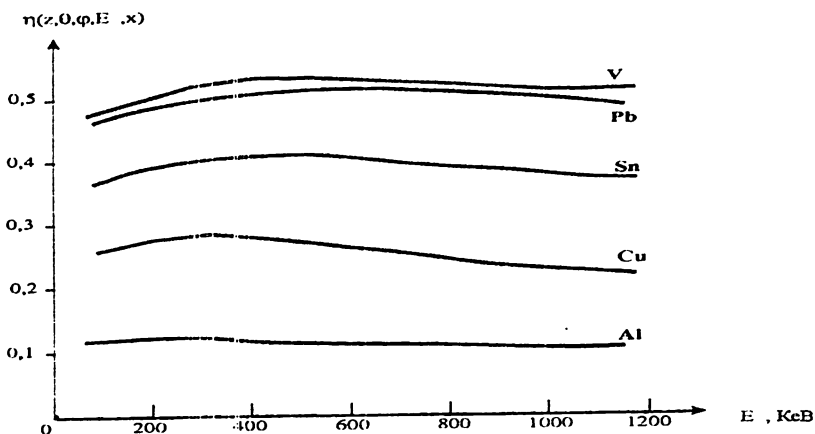


Рис. 3 Залежність числового інтегрального коефіцієнта відбиття від початкової енергії електронів

При похилому падінні величину числового інтегрального коефіцієнта зворотного розсіювання можна знайти по формулі

$$\eta = (Z, \theta, \varphi, E_0, x) \approx \frac{1}{(1 - \cos \theta)^p}, \quad (7)$$

де $p = \frac{9}{\sqrt{Z}}$.

На рис. 4 зображена залежність числового інтегрального коефіцієнта зворотного розсіювання від заряду ядра речовини мішені при нормальному падінні. В області середніх Z (F - Cu) його зміни на одиницю змінює $\eta(Z, \theta, \varphi, E_0, x)$ на $\sim 1,5-2\%$.

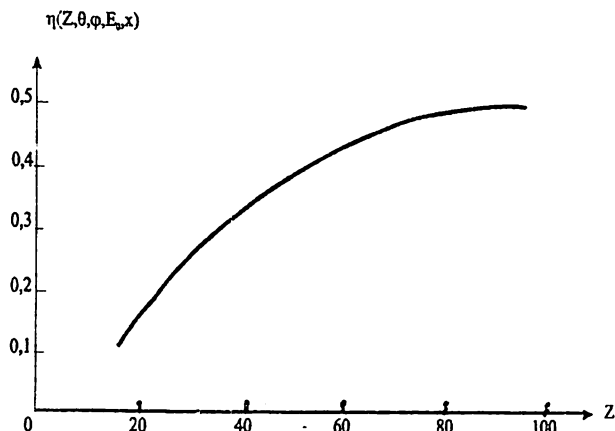


Рис. 4. Залежність числового інтегрального коефіцієнта зворотнього розсіювання від заряду речовин розсіювача
 $\varphi = \theta^\circ$; $\theta = \theta^\circ$; $x \gg L$

Приведені результати відносяться до випадку плоского розсіювача, вимірювання проводилися у вакуумі, товщина розсіювача була значно більше пробігу L . Розглянуто випадок відображення від циліндра і вплив повітря на вимірювання.

Швидкість зміни кутового розподілу електронів із зміною⁸ товщини повітря в декілька разів вище за швидкість втрат енергії, оскільки повітря є сильним розсіювачем. Це приводить до того, що кутові розподіли електронів (як тих, що пройшли через піддослідну речовину, так і відображених) досить швидко згладжуються повітрям і їх досить точно можна описати виразом типу $\cos\theta^*$. При похилому падінні пучок електронів на розсіювач та вплив повітря приводять до порушення правил "кут падіння рівний куту відображення" – максимум доводиться майже на нормаль до поверхні.

Розсіювання спричиняє поперечне перенесення часток, що, в свою чергу, приводить до майже повної "непрозорості" для електронів невеликих отворів в діафрагмах, коліматорах і т.д. Критичні значення діаметрів отворів залежать від енергії електронів і відстані від джерела (відбивача) до діафрагми⁸.

* $\eta(z, \theta, \varphi, e, x) \approx \cos \theta^*$.

Як відомо, потік зворотно розсіяних електронів формується за рахунок багаторазового розсіяння і дифузії. Зменшення товщини розсіювача приводить до зменшення числа актів взаємодії електронів з атомами, а значить і до зменшення числа відображених електронів. Зменшення товщини, починаючи зі значень, для яких виконується $x \gg L$, не приводить до зміни потоку зворотно розсіяних електронів принаймні до $x \leq \frac{L}{2}$ (насправді до

$x \leq \frac{L}{3}$ через відмінність, викликаним розсіянням між товщиною шара і пройденим електроном шляхом).

Подальше зменшення товщини спочатку приводить до зменшення внеску дифузійної компоненти відображеного потоку електронів. Потім відбуваються зміни і в компоненті багаторазового розсіяння.

Товщину мішені d_H , перевищення якої не приводить до зміни потоку відображених електронів, називають товщиною насичення або товщиною зворотної дифузії. Значення d_H визначається початковою енергією електронів, кутом θ їх падіння на розсіювач, речовиною розсіювача.

На рис. 5 показана залежність d_H від енергії електронів алюмінія у разі нормального падіння електронів на мішень, а на рис. 6 у разі ізотропного падіння пучка.

Кожна з компонент має свій кутовий розподіл - для дифузійно розсіюваних електронів воно близько до ізотропного, для багато разів розсіяних електронів більш довгастий. Це приводить до того, що при зміні товщини розсіювача, крім зміни числа відображених електронів, відбувається і зміна в їх розподілу по кутах виходу з розсіювача.

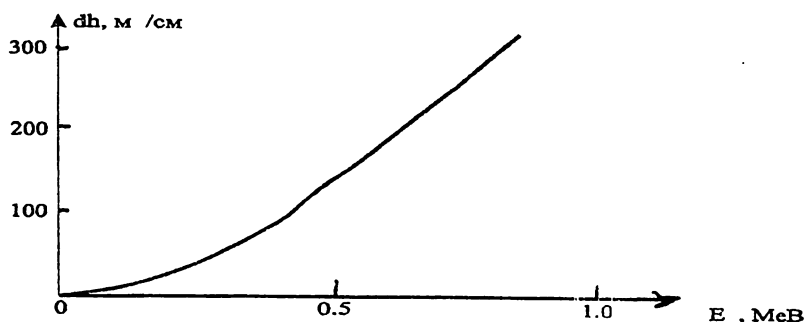


Рис. 5. Залежність глибини зворотної дифузії у алюмінії енергії електронів (Нормальне падіння пучка)

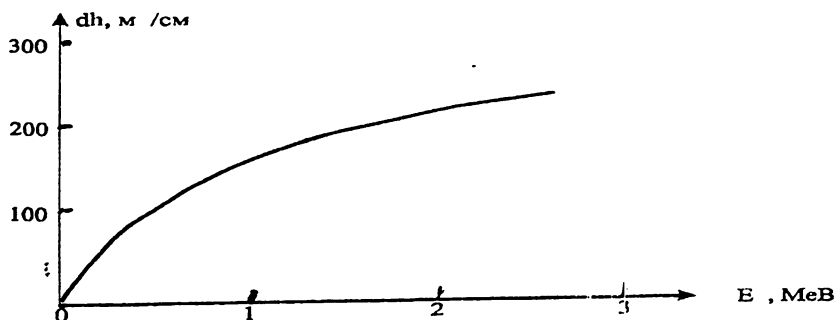


Рис. 6. Залежність глибини зворотної дифузії у алюмінії від енергії електронів (Ізотропне падіння пучка)

Ці зміни можна помітити тільки при вимірюванні у вакуумі. Розсіювання в шарі повітря між відбивачем і детектором практично приводить до інваріантності форми кутового розподілу відображених електронів від товщини розсіювача.

Практичне застосування явища відображення електронів засноване на залежності потоку відображених електронів від товщини розсіювача, від його щільності і заряду атомного ядра⁷. Відносно низька чутливість потоку відображених електронів до зміни товщини розсіювача, переваги над іншими методами (наприклад, на проходження) обмежило застосування явища відображення для вимірювання товщини листового матеріалу. Але це явище виявилось практично єдиним, що дозволяє провести

безконтактний неруйнуючий контроль товщини покриттів. Причому єдине обмеження на співвідношення покриття – основа: різниця в зарядах ядра не менше за 4^7 . Діапазон товщини покриття, що вимірюється, визначає початкову енергію електронів.

Зворотне розсіяння застосовувалося і для вимірювання товщини багат шарових покриттів, для контролю процентного змісту двохкомпонентних сплавів і сумішей, контролю пористості і щільності матеріалів, контролю структурних властивостей металевих матеріалів, контролю чистоти (шорсткості) поверхні. Є.В. Скачков, М.І. Рязанов, І.С. Тімін експериментально показали, що цей метод не можна застосувати для поверхонь з класом шорсткості більш п'яти-шести, що підтверджує зроблені якісні оцінки. Зворотне розсіяння електронів успішно використовувалося і для вимірювання малих висот.

Широке застосування в промисловості явища зворотного розсіяння електронів пояснюється крім самих фізичних можливостей цього явища, також і достатньою простотою технічного виконання. Є значне число радіоізотопних джерел електронів (бети-часток). Захист від цього вигляду випромінювання має невелику вагу, випускаються дешеві і надійні в роботі детектори електронів.

Слаба залежність диференціального і числового інтегрального коефіцієнтів зворотного розсіяння від початкової енергії електронів (принаймні при $E_0 \geq 0,1$ MeV) дозволяє не проводити їх усереднення по енергетичному спектру бети-часток джерела для отримання значень коефіцієнтів зворотного розсіяння бети-часток. Нерівномірний розподіл енергії бети-часток по спектру приводить до того, що електрони з енергією E_0 і бета-частки з максимальною енергією $E_m = E_0$ мають різну товщину насичення. Для бети-часток вона менше, і відповідає моноенергетичним електронам з E_0 рівною середньою енергією бети-спектра.

У таблиці приведені значення dN для джерел бети-часток і речовин розсіювача.

Речовина розсіювача	Джерела бета – часток				
	C - 14	Pm-147	Tl-204	RaD	Sr - 90+ Y- 90
Au,Pb, Pt,Ta, W					
Бронза, сталь, латунь, Cu, Ni, Fe	1,6	2,4	12,5	17,5	37,5
	4	6	37	62	125

У статті не розглянуто гальмове випромінювання, що виникає при гальмуванні електронів в полі ядра, що пояснюється, по-перше, малим перетином утвореним таким випромінюванням – один гальмовий квант приблизно на 1000 електронів, по-друге, малим їх виходом в зворотному руху електрона напрямі для енергій електронів менше за 2 МеВ. Все це приводить до малого вкладу гальмового випромінювання у фон в експериментах по зворотному розсіянню.

Для дослідження можливості ідентифікації зброї методом зворотного розсіяння електронів (бети-часток) виготовлений макет автоматизованого робочого місця експерта-баліста (АРМ “Корід”).

До складу технічних засобів автоматизованого робочого місця експерта-баліста входить:

- ПЕОМ типу IBM PC/AT 286/287 і вище;
- монітор SVGA;
- адаптер уводу виводу;
- скануючий пристрій отримання інформації (СП).

Структурна схема технічного складу АРМ зображена на рис. 7.

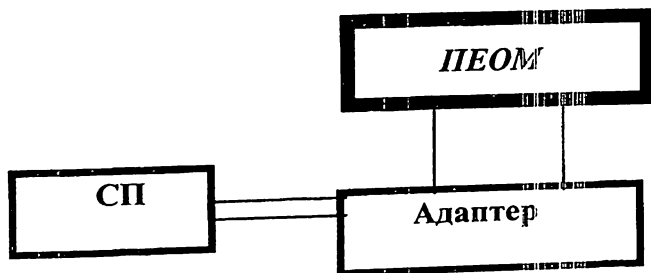


Рис. 7. Структурна схема АРМ експерта-баліста

Сигнали надходять із скануючого пристрою до адаптеру, де проводиться їх первинний підрахунок за відповідні проміжки часу, після чого в ПЕОМ здійснюється їх математична обробка, результати якої відображаються на екрані монітору.

¹ Див.: *Дворянский И.А., Устинов А.И.* Автоматические пистолеты и следы их на пулях и гильзах. – Т. 1,2. – М., ВНИИ МВД СССР, 1973. – 303 с.

² Див.: *Ультразвук.* Маленькая энциклопедия. – М.: Сов. энциклопедия, 1979.

³ Див.: *Неразрушающий контроль.* Кн.2. Акустические методы контроля. – М.: Высш. шк., 1991. – 240 с.

⁴ Див.: *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Физматгиз, 1973. – 340 с.

⁵ Див.: *Аненко М.И. Гвоздева Н.П.* Физическая оптика. – М.: Машиностроение, 1979 – 286 с.

⁶ Див.: *Смирнов Б.М.* Физика атома и иона. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 198 с.

⁷ Див.: *Румянцев С.В., Парнасов В.С.* Применение бета-толщинометров покрытия в промышленности. – М.: Атомиздат, 1980. – 256 с.

⁸ Див.: *Скачков Е.В.* Влияние геометрии измерения на эффективный коэффициент прохождения бета-частиц: Автореф. дис. – М., 1986. – 16 с.

⁹ Див.: *Рязанов М.И., Тилинин И.С.* Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 173 с.