

М. В. Макарець¹, Є. О. Петренко¹, В. М. Пугач²

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

НАКОПИЧЕННЯ ЗАРЯДУ НА СЕНСОРАХ МЕТАЛЕВОГО СТРИП-ДЕТЕКТОРА ПІД ДІЄЮ ІОННОГО ПУЧКА: ЕКСПЕРИМЕНТ І МОДЕЛЮВАННЯ

Проведено моделювання методом Монте-Карло руху електронів усередині алюмінієвої плівки товщиною кілька десятків мікрометрів, яка є чутливим елементом стрип-детектора. Вважалося, що вторинні електрони генеруються іонами міді Cu^{++} з енергією 5 - 25 кеВ. Для іонів урахували пружні зіткнення з атомами мішені, іонізацію атомних рівнів та захоплення електронів, а для вторинних електронів – пружні зіткнення з атомами мішені, іонізацію атомних рівнів, генерацію плазмонів та фононів. Отримано залежність накопиченого заряду на сенсорах від енергії іонів, яка узгоджується з експериментальними даними.

Ключові слова: іонні пучки, тонкі плівки, вторинна електронна емісія, металевий стрип-детектор, моделювання.

Вступ

Металеві стрип-детектори вже близько 10 років використовуються для детектування та контролю параметрів пучка швидких частинок [1 - 3]. Їх вирізняє ціла низка переваг, зокрема надзвичайно висока радіаційна стійкість, компактність, висока позиційна точність, простота використання. Разом із цим для їхнього вдосконалення та покращання характеристик необхідно більш детально вивчити фізичні явища, що відбуваються в металевому сенсорі детектора при проходженні швидкої зарядженої частинки. У цьому напрямку є широке коло процесів для детального вивчення та моделювання, зокрема: 1) взаємодія швидких багатозарядних іонів з металевією плівкою; 2) генерація та еволюція рою вторинних електронів; 3) вплив підкладки та зовнішніх електричних полів на вихід електронів з плівки та накопичення заряду на ній; 4) вплив структури поверхні плівки на вихід електронів. У даній роботі основна увага приділена моделюванню генерації та еволюції вторинних електронів усередині металевією плівки та накопиченню на ній заряду.

Оскільки електронні пучки лежать в основі електронної мікроскопії, Оже-спектроскопії та багатьох інших методик, то моделювання їхньої еволюції у твердому тілі проводилося досить давно [4 - 11]. Для нерелятивістських електронів у розрахунках бралися до уваги бінарні зіткнення з атомами мішені та взаємодія з виродженим електронним газом. Пружна електрон-атомна взаємодія розраховувалася в наближенні Борна або Мотта [12], або Вентцеля - Крамерса - Брілюена [13] залежно від енергії електронів та необхідної точності розрахунків. Автори завжди

враховували екранування, обмінну, а іноді й кореляційну взаємодію. Значно ширше коло наближень для непружної взаємодії. Розрізняють зіткнення із електронами внутрішніх і зовнішніх оболонки, а для їхніх перерізів використовують різні наближення. Найбільш поширеними є модель [14, 15] та діелектрична модель, у якій залежність діелектричної проникності від хвильового вектора наближується в рамках моделі [16].

Модель

Швидкий іон, рухаючись через плівку стрип-детектора, зазнає зіткнень різного типу з її атомами та електронами. Далі буде показано, що при енергії іона в межах 5 - 25 кеВ пружне розсіяння на атомах мішені, їхнє збудження та іонізація, а також захоплення іоном електронів мають близькі перерізи. Швидкі електрони, створені при іонізації атомів, у свою чергу, запускають іншу низку зіткнень, які також можуть привести до появи наступних поколінь електронів і т. д. У розвитку таких каскадів визначальну роль відіграють імовірності зіткнень та їхні порогові енергії, тому далі буде розглянуто лише ті з них, які мають найбільші перерізи у вказаному вище діапазоні енергій.

Пружні зіткнення іонів з атомами плівки детектора розглядали в рамках класичної моделі парних зіткнень, справедливої, коли траєкторія іона в межах сфери з радіусом не більшим $a/2$ навколо атома наближено виходить на асимптоти (a – середня міжатомна відстань). У роботі вважалося, що ця умова виконується, якщо мінімальне зближення іона та атома у зіткненні $b \leq b_{\max} \equiv a/2$. Тоді сумарний переріз таких роз-

сіянь іона з початковою енергією E у л-системі (л – лабораторна), у яких він пружно передає атому плівки енергію від деякої $T > 0$ до максимальної γE , згідно із [17] дорівнює

$$\sigma_E(E, T) = \pi p^2 = \pi b^2 (1 - V(b)/E_c), \quad (1)$$

де $\gamma = 4\mu/(1+\mu)^2$; $\mu = M_1/M_2$; M – маса; індекси 1 і 2 позначають іон і атом; $p \leq b$ – прицільна відстань; b – розв’язок рівняння

$$\arccos \left[\frac{T}{\gamma E} \right]^{\frac{1}{2}} = \int_0^1 ds \left[1 - s^2 + \frac{V(b) - V(b/s)}{E_c - V(b)} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

$E_c = E/(1+\mu)$ – енергія іона в ц-системі (ц – центр мас); $V(r)$ – потенціал іон-атомної взаємодії; ліва частина формули (2) – кут розсіяння χ у ц-системі.

Класичний повний переріз розсіяння для вільних атомів $\sigma_E(E) \equiv \sigma_E(E, T \rightarrow 0) \rightarrow \infty$ [17], а у середовищі для парних зіткнень – $\sigma_E(E) \leq a^2$. Тому розвинуті різні моделі, що обмежують $\sigma_E(E)$ [18]. У роботі з цією метою задали мінімальну втрату енергії T_{\min} , тобто $\sigma_E(E) \equiv \sigma_E(E, T_{\min})$, а з умови $\sigma_E(E) \leq a^2$ вважали енергію іона $E_{bin} \gg T_{\min}/\gamma$, вище якої вважали зіткнення парними. Тобто парне пружне розсіяння відбувається лише тоді, коли енергія іона $E \geq E_{bin}$, а її втрата $T \geq T_{\min}$. Решту зіткнень ігнорували. Також вважали, що на момент пружного зіткнення іон уже захопив електрони і став атомом, а тому використали потенціал [18] атом-атомної взаємодії. Розрахунки для атома міді у алюмінії ($a \approx 2,55 \text{ \AA}$) показали, що при $T_{\min} = 1 \text{ eV}$ і $b_{\max} = 1,3$ та $1,0 \text{ \AA}$ енергії $E_{bin} \approx 5$ та 50 keV відповідно; а при $T_{\min} = 5 \text{ eV}$ і тих же b_{\max} вони зменшуються до $E_{bin} \approx 0,7$ і 10 keV . Звідси видно, що E_{bin} значно чутливіша до зміни b_{\max} , ніж до T_{\min} , тому результати класичної моделі парних зіткнень можна вважати надійними при енергії іонів міді в алюмінієвій плівці, вищій за десятки кілоелектрон-вольт, а для нижчих енергій їх потрібно розглядати як оцінку.

Для ймовірності розсіянь іона, у яких він втратив енергію від T_{\min} до T , справедливо

$$p_E(E, T) = 1 - \sigma_E(E, T)/\sigma_E(E), \quad (3)$$

тому із рівняння $p_E(E, T) = R$, де $R \in [0, 1]$ – рівномірно розподілене випадкове число, шукали T , а потім кути розсіяння в ц- і л-системах χ і $\theta = \pi - 2\chi$. Азимутальний кут у всіх типах зіткнень вважали випадковим, рівномірно розподіленим від 0 до 2π .

Іонізацію n -ї оболонки атома плівки із повною і кінетичною енергіями U_n і K_n відповідно та заселеністю n_n розглядали в рамках моделі [19, 20], яка справедлива у випадку кулонівської взаємодії іона з електронами атома. Тобто вважали, що у цих зіткненнях іон ще не захопив електрони. Тоді диференціальний і повний перерізи іонізації (індекс n опускаємо) визначається як

$$\frac{d\sigma_I}{dT}(E, T) = \frac{\sigma_0 n Z_1^2 \tilde{\kappa}}{\tau^3 R y (1 + \tilde{\kappa})^{\frac{3}{2}}} \left[1 - \left(\frac{\tau}{\tau_m} \right)^\beta \right] \times \left[\frac{\tau}{\kappa} \frac{1}{1 + \tilde{\kappa}} + \frac{4}{3} \ln \left(e + \tilde{\kappa}^{-\frac{1}{2}} \right) \right], \quad (4)$$

$$\sigma_I(E) = \frac{\sigma_0}{u^2} \begin{cases} \frac{32}{15} \frac{x^4}{\eta^3}, & \text{при } x \leq x_0, \\ \frac{\alpha^{3/2}}{x^2} \delta(1 - \beta^y) \left(\alpha \eta + \frac{2}{3} \delta \ln(e + x) \right), & \end{cases} \quad (5)$$

де $\sigma_0 = 4\pi a_0^2 Z_1^2 n$; a_0 – радіус Бора; Z_1 – заряд іона в одиницях заряду електрона; $u = U_n/Ry$; Ry – Ридберг; $x = \sqrt{mE/U_n}$; $m = m_e/M_1$; m_e – маса електрона; $\alpha = x^2 \eta / (1 + x^2 \eta)$, $\eta = U_n/K_n \approx 1$; $\delta = 1 - \beta$; $\beta = \sqrt{\eta}/4x(1 + x\sqrt{\eta})$; $e \approx 2,718$; x_0 – точка перетину низько- та високоенергетичних гілок у виразі (5). Тепер імовірність іонізацій атома, у яких іон втратив енергію від $\tau_i Ry$ до T

$$p_I(E, T) = \sigma_I(E, T)/\sigma_I(E), \quad (6)$$

де $\sigma_I(E, T)$ – інтеграл від виразу (4) у вказаних межах. Із виразу (6) шукали T аналогічно до виразу (3). При пошуку кутів розсіяння іона, електрона та іонізованого атома плівки врахували дані [21], згідно з якими останній має енергію не вище сотні електрон-вольт при вказаних вище енергіях іонів. У [19] його рух також не враховано, а із законів збереження впливає, що тоді кут розсіяння іона $\theta \approx 0$, електрона $\theta_s \approx \pi/2$, а його енергія $E_s = T - U$.

Захоплення електронів іоном, згідно з [19], не змінює його енергію і напрямок руху, тому розраховували лише повний переріз

$$\sigma_c(E) = \frac{2\sigma_0 Z_1^2 u_1 \tilde{\eta}}{u_2^3 (1 + \tilde{\eta})^{3/2} \left((1 + \tilde{\eta})^2 - (u_1/u_2)^2 \right)}, \quad (7)$$

де $\tilde{\eta} = 1/\tilde{\kappa}$; $u_{1,2} = U_{1,2}/Ry$ – енергії зв'язку електрона в іоні після та в атомі плівки до захоплення. Кінетична енергія іона зростає на $U_2 - U_1 > 0$ після захоплення електрона. Якщо ж $U_2 < U_1$, то вираз (7) стає сингулярним при $E \approx (U_1 - U_2)/m$, оскільки $K \approx U_2$. У цьому випадку повний переріз вираховується за детальним балансом [22] і кінетична енергія зменшується на $U_1 - U_2 > 0$.

Іонізація іона також практично не змінює його напрямок руху, тому враховуємо лише повний переріз [23, 24]

$$\sigma_s = \frac{\sigma_0}{E} \int_{U_i}^{\infty} dT \int_{q_{min}}^{\infty} \frac{dq}{q^3} |F_p(q)|^2 |F_t(q)|^2, \quad (8)$$

де q – передача імпульсу; $q_{min} = T/v$; v – швидкість іона; $F_{p,t}$ – формфактори частинки та атому мішені, рівні відповідно $F_p = \langle T | e^{iqr} | 0 \rangle$ і $F_t/Z_t = 1 - (1 - (q/2\xi)^2)^{-1}$; ξ – стала екранування електронами оболонки (для 4s-стану міді $\xi = 5,84$). Втрата енергії іоном після зіткнення складається з енергії зв'язку електрона на n -оболонці в іоні та кінетичної енергії вільного електрона. Кінетична енергія електрона сягає від 0 до 5 еВ. Тому вважаємо, що атом не змінює свого напрямку руху, а електрон рухається в перпендикулярному напрямку.

Пружне розсіяння електронів на атомах розраховували в рамках квантової моделі парних зіткнень [12]. Тоді диференціальний переріз $d\sigma_e(E, \Omega)$ записується як

$$\frac{d\sigma_e(\varepsilon, \Omega)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (9)$$

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) e^{i\delta_l} \sin \delta_l,$$

де ε – енергія електрона в л-системі (в Ry); $k^2 = 2E$ – його хвильовий вектор (в a_0^{-1}); θ – кут розсіяння в л-системі; δ_l – фазові зсуви.

Останні залежать від енергії електрона й визначаються асимптотичною поведінкою хви-

льової функції на нескінченності, тобто $\delta_l \equiv \delta_l(r)_{r \rightarrow \infty}$. Їх шукали з відповідних рівнянь Шредингера, які згідно з [17] звели до диференціальних рівнянь першого порядку

$$\delta'_l(r) = -\frac{\pi r}{2k^2} V\left(\frac{r}{k}\right) \times \left[J_{l+1/2}(r) \cos \delta_l(r) - N_{l+1/2}(r) \sin \delta_l(r) \right]^2, \quad (10)$$

де $J_{l+1/2}(x)$ та $N_{l+1/2}(x)$ – функції Бесселя першого і другого роду відповідно. Початкові умови $\delta_l(0) = 0$, $l = 0, 1, 2, \dots$, а відстань, до якої проводили інтегрування у виразі (5), брали рівною половині міжатомної. Для деяких енергій і кутів розсіяння для досягнення заданої точності необхідно було враховувати сотні доданків у виразі (4).

Повний переріз пружного розсіяння є інтегралом виразу (3) по всіх кутах, що дає [12]

$$\sigma_e(E) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \quad (11)$$

а ймовірність розсіяння в інтервал кутів, менших заданого θ , задавали, як

$$p_{el}(E, \theta) = \frac{2\pi}{\sigma_e(E)} \int_0^{\theta} \frac{d\sigma_e(E, \Omega)}{d\Omega} \sin \theta' d\theta'. \quad (12)$$

Далі з рівняння $p_e(E, \theta) = R \in [0, 1]$, де R – рівномірно розподілене випадкове число, чисельно знаходили кут розсіяння θ , а азимутальний кут розігрували аналогічно розсіянню іона.

Розрахунки повного перерізу пружного розсіяння для кількох різних потенціалів обміну та кореляції показали, що він може відрізнитися у два-три рази при низьких енергіях. При цих енергіях повний переріз розсіяння електрона на атомі можна якісно наблизити виразом $\sigma_e \approx 4\pi a^2$, отриманим у моделі жорстких сфер [12], де a – радіус сфери. Із отриманих результатів випливає, що $a \approx 1 \div 1,3 \text{ \AA}$ залежно від потенціалу взаємодії, що не виходить суттєво за межі прийнятої моделі бінарних зіткнень.

Для розрахунку диференційного та повного перерізів іонізації атомних рівнів при зіткненні з електронами використали напівемпіричну модель [14, 15] із диференціальним перерізом

$$\frac{d\sigma_i^{KR}}{dT}(E, T) = \frac{4\pi a_0^2}{Ry} \frac{n_i}{u_i^2(\varepsilon + u_i + \kappa_i)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{u_i}{\tau} \right)^2 + \frac{u_i^2}{(\varepsilon - \tau + u_i)^2} - \frac{u_i}{\varepsilon + u_i} \times \left(\frac{u_i}{\tau} + \frac{u_i}{\varepsilon - \tau + u_i} \right) + \frac{u_i^2}{n_i \tau} \ln \left(\frac{\varepsilon}{u_i} \right) \frac{df_i(\tau)}{d\tau} \right], \quad (13)$$

де n_i – заселеність i -го енергетичного рівня атома; $\varepsilon = E / Ry$ – енергія електрона, що налітає; $\tau = T / Ry$ – втрати енергії; $u_i = U_i / Ry$; $K_i = K_i / Ry$ – повна та кінетична енергії електрона на i -му рівні відповідно; $e = 2,71828$; $f_i'(\tau)$ – похідна по енергії від сили осцилятора електронного переходу із i -го рівня атома в неперервний спектр.

Для опису розсіяння на фононах брали оператор взаємодії заряджених частинок із повздовжніми акустичними фононами в представленні чисел заповнення

$$F_\alpha(q) a_{k+q}^+ a_k (b_{q\alpha} - b_{-q\alpha}^+), \quad (14)$$

де $F_\alpha(q) = -i \frac{2}{3} E_F \sqrt{\frac{\hbar |q|}{2Mc_\alpha}}$; c_s – швидкість довго-

хвильових акустичних фононів гілки s ; M – сумарна маса атомів, які входять до елементарної комірки.

В якості хвильових функцій фононів Φ брали хвильові функції гармонічного осцилятора, які згідно з [25] нормовані на одиничну густину потоку та на об'єм елементарної комірки. Хвильова функція частинки Ψ – це плоска хвиля, нормована на δ -функцію [25].

Використовуючи формулу Борна отримали диференціальний переріз

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{m^2 v^2}{4\pi^2 \hbar^4} (F_\alpha(q))^2 = \frac{4}{9} \frac{m^2 v^2}{4\pi^2 \hbar^4} E_F^2 \frac{\hbar |q|}{2Mc_\alpha} = \\ &= A \sqrt{k^2 + k2kk' \cos\theta}, \end{aligned} \quad (15)$$

де k і k' – хвильові вектори частинки до і після взаємодії з фононом відповідно; $k - k' = q$ із закону збереження імпульсу; v – об'єм елементарної комірки.

Імовірність втрати енергії T розігрували таким самим чином, як і в попередніх випадках. Кут розсіяння θ дуже малий, тому ним нехтували. Для розрахунку повного перерізу генерації плазмонів та вибивання електрона із зони провідності використовували модель [16], згідно з якою

$$\sigma = \frac{a_0^2}{2n_c E} \int_{W=0}^{W=E/2} \int_{\frac{1}{2}(E-W)}^{Q=(E-W)/2} \Im \left(\frac{-1}{\varepsilon(Q, W)} \right) \frac{dQ}{Q}, \quad (16)$$

де $\Im(-\varepsilon^{-1}(Q, W))$ – уявна частина оберненої діелектричної проникності, для розрахунку якої використали експериментальну криву $\Im(-\varepsilon^{-1}(W))$, аналітично продовжену на вісь Q ; W – енергія створеного плазмону; Q – енергія електрона, вибитого із зони провідності. При моделюванні розігрували два випадкових числа $0 \leq p_2 \leq p \leq 1$ для кожної із змінних інтегрування та використовували підхід розігрування втрати енергії, схожий із попередніми випадками.

Результати та обговорення

Для моделювання експерименту в роботі використали модель Монте-Карло, в якій середню довжину вільного пробігу частинки вираховували за формулою

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{tot} n}, \quad (17)$$

де n – концентрація атомів в мішені, а σ_{tot} – сума перерізів усіх процесів. Після того як частинка пройшла відстань, розподілену за законом $e^{-l/\lambda}/\lambda$, вона розсіюється за одним із вищеписаних процесів. Процес, за яким розсіюється частинка в заданому стані, розігрувався з умови, що ймовірність i -го процесу дорівнює σ_i / σ_{tot} .

Було проведено моделювання, в якому на алюмінієву плівку товщиною декілька десятків мікрометрів падав пучок іонів міді Cu^{++} .

На рис. 1 первинний пучок іонів потрапляє на плівку детектора зверху.

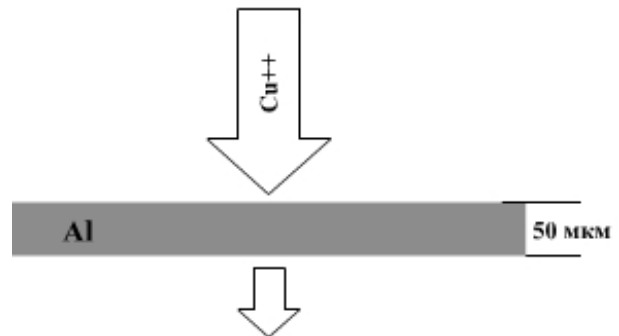


Рис. 1. Падіння іонів міді на алюмінієву плівку.

У програмі під час руху всередині плівки іон міді утворював вторинні електрони, які у свою чергу утворювали третинні і т.д., тому на виході

з півки поряд з позитивно зарядженими іонами міді спостерігалися вторинні електрони. Також електрони вилітали і у зворотному напрямку. На рис. 2 зображено залежність кількості заряду, накопиченого детектором. Кількість заряду вираховувалась як

$$Q = Q_{ion} - Q_{fel} - Q_{bel}, \quad (18)$$

де Q_{ion} – повний заряд іонів, що застрягли всередині півки; Q_{fel} – заряд, винесений електронами, що вилетіли в напрямку руху первинного пучка іонів; Q_{bel} – заряд, який винесли з собою електрони, що вилетіли у зворотному напрямку.

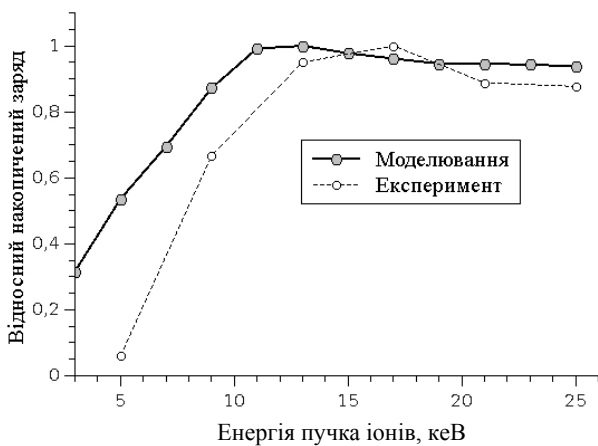


Рис. 2. Залежність накопиченого заряду на алюмінієвій півці товщиною 50 нм від енергії падаючих іонів Cu^{++} .

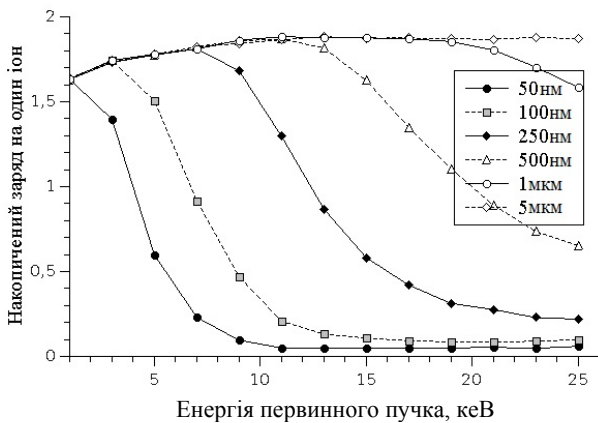


Рис. 3. Залежність накопиченого заряду на алюмінієвій півці від енергії падаючих іонів Cu^{++} і товщини півки.

Оскільки на експерименті товщина півки сенсора відома тільки приблизно, то проводили розрахунки для півок різної товщини й підбрали таку її товщину, щоб результати розрахунку та експерименту були максимально близькими. Як буде показано нижче, при товщині півки,

більшій за 1 мкм, кількість створених вторинних електронів перестає залежати від товщини. На рис. 3 наведено порівняння розрахунків для різної товщини півок.

Далі розрахували кути, під якими вилітають вторинні електрони з півки. На рис. 4 видно, що більшість вторинних електронів вилітає під кутом, близьким до 45 град.

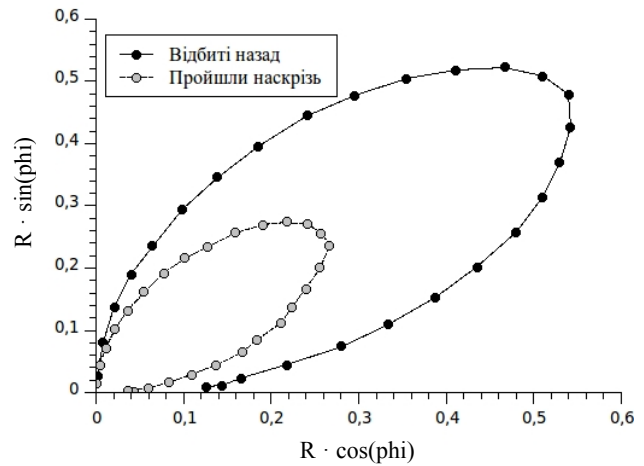


Рис. 4. Кутовий розподіл електронів. Та ж сама півка, що й на рис. 2.

Моделювання показало, що заряд Q , утворений вторинними електронами, пропорційний кількості зіткнень частинки всередині півки. Це число зростає разом із товщиною півки, та із зменшенням довжини вільного пробігу. Вторинні електрони вилітають тільки з тонкого шару біля поверхні, тому їхня кількість набуває насичення із збільшенням товщини півки при сталій енергії частинок, що налітають, як це видно з рис. 5, а.

Хоча енергія іонів, розглянутих у роботі, і недостатня для іонізації атомів мішені, проте вторинні електрони утворюються в процесах вторинної іонізації пучка іонів. Переріз цього процесу $\sigma_s \sim 1/E^2$, тому довжина вільного пробігу (17) між утвореннями вторинних електронів пропорційна квадрату енергії частинки. Це підтверджує рис. 5, б, з якого видно, що співвідношення $QE^2 \sim d$ лінійне для малих товщини сенсора, при збільшенні товщини мішені лінійність порушується – спочатку спадає, а після 1 мкм виходить на стаціонарний рівень (див. рис. 5, а).

Отримані якісні залежності дають змогу зробити оцінку однієї із трьох величин (створений заряд, енергія первинного пучка, товщина мішені) по заданих значеннях двох інших.

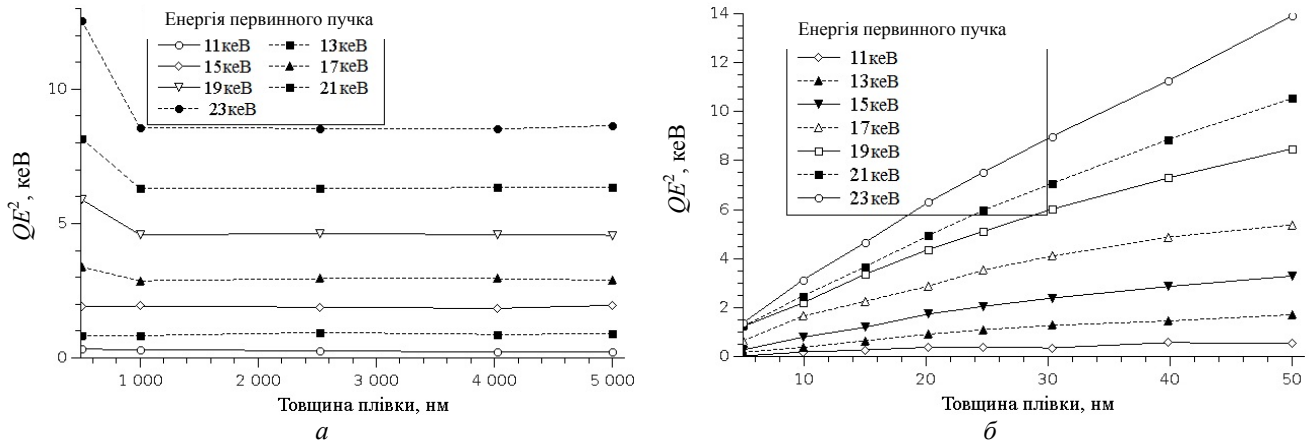


Рис. 5. Співвідношення $QE^2 \sim d$, де Q – заряд, створений вторинними електронами, які емітовані з поверхні плівки.

Висновки

Моделювання руху іонів та електронів у плівці стрип-детектора з урахуванням лише домінуючих процесів їхнього пружного розсіювання та іонізації дає залежність накопиченого на плівці заряду від енергії іонів, що збігається з експериментальною. Спираючись на це, можна оцінити інші їхні характеристики, зокрема

спектр вторинних електронів, кутовий розподіл емітованих частинок із поверхні мішені, розподіл “зупинених” електронів по глибині та залежність кількості вторинних електронів від енергії. Запропонована модель справедлива для енергій, де довжина хвилі де Бройля електронів більша за міжатомну відстань і не враховує релятивістські ефекти.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Pugatch V. et al. Micro-strip metal foil detectors for the beam profile monitoring // Proc. of the DIPAC 2005. - Lyon, France, 2005. - P. 18 - 20.
2. Pugatch V., Mykhailenko O. Micro-strip metal detector for the beam profile monitoring // Nucl. Instr. Meth. - 2007. - Vol. A 581. - P. 531 - 534.
3. Pugatch V. et al. Metal and Hybrid TimePix detectors imaging beams of particles // Nucl. Instr. Meth. - 2011. Vol. A 650. - P. 194 - 197.
4. Martinez J.D., Mayol R., Salvat F. Monte Carlo simulation of kilovolt electron transport in solids // J. Appl. Phys. - 1980. - Vol. 67, No. 6. - P. 2955 - 2964.
5. Ding Z.J., Shimizu R., Goto K. Background formation in the low-energy region in Auger electron spectroscopy // J. Appl. Phys. - 1994. - Vol. 76 (2). - P. 1187 - 1195.
6. Ding Z.J., Tang X.D., Shimizu R. Monte Carlo study of secondary electron emission // J. Appl. Phys. - 2001. - Vol. 89, No. 1. - P. 718 - 726.
7. Ding Z.J., Tang X.D., Li H.M. Monte Carlo calculation of the energy distribution of backscattered electrons // Int. J. Mod. Phys. B. - 2002. - Vol. 16, No. 28 & 29. - P. 4405 - 4412.
8. Yasuda M., Yamauchi S., Kawata H., Murata K. Quantitative electron microprobe analysis of aluminum, copper, and gold thin films on silicon substrates // J. Appl. Phys. - 2002. - Vol. 92, No. 6. - P. 3404 - 3409.
9. Ding Z.J., Salma K., Zhang Z.M. Energy distribution of backscattered electrons from heavy metals // [J]. Acta Metallurgica Sinica. - 2005. - Vol. 18(3). - P. 345 - 350.
10. Salvat F., Fernández-Varea J.M. Overview of physical interaction models for photon and electron transport used in Monte Carlo codes // Metrologia. - 2009. - Vol. 46. - P. 112 - 138.
11. Mao S.F., Ding Z.J. A Monte Carlo simulation study on the image resolution in scanning electron microscopy // Surface and Interface Analysis. - 2010. - Vol. 42, No. 6 - 7. - P. 443 - 1377.
12. Мотт Н., Мессу Г. Теория атомных столкновений // М.: Мир, 1969. - 756 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. - М.: Наука, 1973. - 208 с.
14. Kim Y.-K., Rudd M.E. Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization // Phys. Rev. - 1994. - Vol. A50. - No. 5. - P. 3954 - 3967.
15. Hwanga W., Kim Y.-K., Rudd M.E. New model for electron-impact ionization cross sections of molecules // J. Chem. Phys. - 1996. - Vol. 104, No. 8. - P. 2956 - 2966.
16. Penn D.R. Electron mean-free-paths calculation using a model dielectric function // Phys. Rev. - 1987. - Vol. B35, No. 2. - P. 482 - 486.
17. Макарець М.В., Сторчака С.Н. Новий метод розрахунку розподілу імплантованих іонів. 1. Алгоритм та семиінваріанти // Укр. фіз. журн. - 2001. - Т. 46, № 4. - С. 486 - 494.
18. Ziegler J.F., Biersack, Littmark U. The Stopping and Ranges of Ions in Solids. Vol. 1. - N.Y.: Pergamon

- Press, 1985. - 321 p.
19. *Gryzinski M.* Classical Theory of Atomic Collisions I Theory of Inelastic Collisions // *Phys. Rev.* - 1965. - Vol. A138, No. 2. - P. 336 - 358.
20. *Kaganovich I.D., Startsev E., Davidson R.C.* Scaling and formulary of cross sections for ion-atom impact ionization // *New Journal of Physics.* - 2006. - Vol. 8, No. 278. - P. 1 - 45.
21. *Федоренко Н.В.* Ионизация при столкновениях ионов с атомами // *УФН.* - 1959. - Т. 68, № 3. - С. 481 - 511.
22. *Garcia J.D., Gerjuoy E., Welker Jean E.* // *Phys. Rev.* - 1968. - Vol. 165. - P. 72.
23. *Атомные и молекулярные процессы* / Под ред. Д. Бейтс. - М.: Мир, 1964.
24. *Briggs J.S., Taulbjerg K.* Structure and Collisions of Ions and Atoms // *Topics Curr. Phys.* Vol. 5. - Berlin: Springer, 1978.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. - М.: Наука, 1989. - 593 с.

М. В. Макарец, Е. О. Петренко, В. М. Пугач

НАКОПЛЕНИЕ ЗАРЯДА НА СЕНСОРАХ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТРИП-ДЕТЕКТОРА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО ПУЧКА: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Выполнено моделирование методом Монте-Карло движения электронов внутри алюминиевой пленки толщиной несколько десятков микрометров, которая является чувствительным элементом стрип-детектора. Считалось, что вторичные электроны генерируются ионами меди Cu^{++} с энергией 5 - 25 кэВ. Для ионов учитывали упругие столкновения с атомами мишени, ионизацию атомных уровней и захват электронов, а для вторичных – упругие столкновения с атомами мишени, ионизацию атомных уровней, генерацию плазмонов и фононов. Получена зависимость накопленного заряда на сенсорах от энергии ионов, которая согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: ионные пучки, тонкие пленки, вторичная электронная эмиссия, металлический стрип-детектор, моделирование;

M. V. Makarets, E. O. Petrenko, V. M. Pugatch

CHARGE ACCUMULATION ON METAL STRIP-DETECTOR SENSORS UNDER ION BEAM IRRADIATION: EXPERIMENT AND MODELING

This paper presents the Monte-Carlo simulation of charged particles motion in aluminum film of several tens micrometers thickness, which is a sensor part of a strip-detector. It was considered that secondary electrons are generated by copper ions Cu^{++} with energy 5 - 25 keV. An elastic collisions with target atoms, atomic levels ionization and electron capture have been taken into account for the ions, and for the secondary electrons – elastic collisions with target atoms, atomic levels ionization, plasmons and phonons generation. The derived dependence of the charge accumulated by sensor on ion beam energy is matching experimental data.

Keywords: ion beams, thin films, secondary electron emission, metal strip-detector, modeling.

Надійшла 12.04.2012

Received 12.04.2012