

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ЕЛЕКТРОНІВ, ЩО ВИНИКАЄ ВНАСЛІДОК ІОНІЗАЦІЇ АТОМІВ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ α -ЧАСТИНОК ЧЕРЕЗ РЕЧОВИНУ

Л.П. СИДОРЕНКО,¹ В.Т. КУПРЯШКІН,¹ А.І. ФЕОКТИСТОВ,¹
Є.П. РОВЕНСЬКИХ²

¹Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680)

²Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, кафедра ядерної фізики
(Просп. Академіка Глушкова, 2, Київ 03022)

УДК 539.163
© 2010

Методом (αe)-збігів, при подачі гальмівної напруги U у каналі реєстрації електронів проведено дослідження енергетичного спектра електронів, що утворюються при іонізації атомів мішені α -частинками. У роботі використано джерело α -частинок ^{238}Pu і мішені у вигляді плівок різної товщини з напильником на них алюмінієм. Отриманий розподіл $N_c(eU)$ порівнювали з теоретичним, який випливає з розрахунків у припущенні опису його як переходу електрона із зв'язаного стану атома в область неперервного спектра при раптовому збуренні атома зарядом α -частинки. Показано, що спостережуваний розподіл швидких електронів, що утворюються при проходженні α -частинки через речовину, можна описати в наближенні квантово-механічного переходу системи (атома) з початкового нейтрального стану в кінцевий іонізований стан з викиданням електрона із зв'язаного стану в неперервний спектр при раптовому збуренні атома зарядом пролітаючої повз нього α -частинки (ефект струсу).

Пролітаючи повз електрон, частинка із зарядом $Z_p e$ у момент найбільшого зближення з ним r створює збурення $Z_p e^2/r$. Якщо швидкість V_p велика, то збурення діє протягом дуже короткого проміжку часу $\tau_p \sim \frac{r}{V_p}$, значно меншого, ніж період переходу $2\pi\omega_{fi}^{-1}$ зі стану i в стан f . Для зв'язаного електрона збурення є раптовим, що приводить до виходу його в неперервний спектр із кінетичною енергією $E = Ze^2/r - E_{зв}$, де $E_{зв}$ – енергія зв'язку електрона в атомі з урахуванням роботи виходу. На відміну від ефекту струсу, де збурення електрона походить від взаємодії з раптовим виникаючим нерухомим зарядом, у нашому випадку збурення створюється рухомою α -частинкою. Оскільки швидкість α -частинки велика, то час взаємодії малий, тому спочатку будемо розглядати появу збурення так, ніби струс походить від раптово виникаючого нерухомого заряду.

1. Вступ

Іонізація атомів при проходженні заряджених частинок через речовину, зазвичай, розглядається як кінетична електронна емісія (КЕЕ), при якій електрон набуває кінетичної енергії безпосередньо від падаючої частинки [1]. Основну увагу при цьому приділено втраті енергії зарядженою частинкою, а не процесу переходу зв'язаного електрона за межі атома [2, 3]. У представлений роботі навпаки – основну увагу приділено розгляду іонізації атома, зумовленої переходом електрона, що знаходиться поблизу поверхні мішені зі зв'язаного стану в область неперервного спектра.

2. Розподіл електронів іонізації за енергією під час струсу

Основні формули, що описують переходи під дією раптового збурення, викладено у книзі Ландау і Ліфшица [4]. Найбільш важливим положенням у цьому описі є вимога, щоб збурення відбувалося настільки швидко, що хвильова функція початкового стану квантово-механічної системи $\psi_i^{(0)}(q)$ “не встигала” змінитися за час дії збурення. Цей час має бути малим у порівнянні з періодом переходу $2\pi\omega_{fi}^{-1}$ зі стану

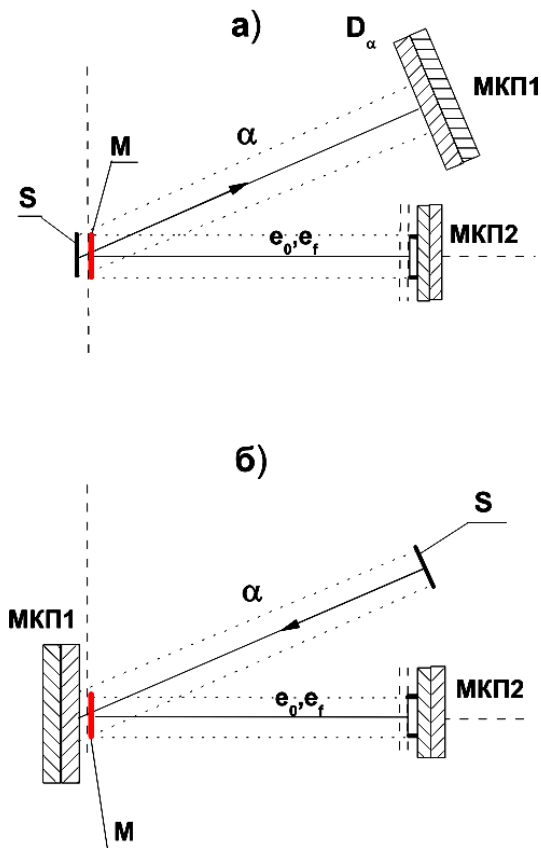


Рис. 1. Схема експерименту в геометрії на пропускання (а) і відбиття (б). S – джерело ^{238}Pu , M – мішень, МКП₁ – детектор α – частинок, МКП₂ – детектор електронів. Зовнішня сітка (1) заземлена, а на внутрішню сітку (2) подається затримуючий потенціал U

i в стан f та $\psi_i^{(0)}(q)$ – функція залишатися такою ж, як і до збурення.

Використовуючи ці уявлення, а так само зважаючи на щільність рівнів, яка виходить із розгляду фазового об'єму для електронів, здатних перейти у вакуум, формулу для розподілу електронів іонізації за енергією після переходу у вакуум можна записати у вигляді [5]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{a\sqrt{E}}{(E + E_{3B})^2}, \quad (1)$$

де $a = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}V}{\pi^2\hbar^3}$, m – маса атома, а V – об'єм, що займає один електрон у кінцевому стані. Інтегральний спектр електронів матиме вигляд

$$\int_0^{eU} \frac{dN}{dE} dE = a \left[\frac{1}{\sqrt{E_{3B}}} \arctg \sqrt{\frac{E}{E_{3B}}} - \frac{\sqrt{E}}{E + E_{3B}} \right] =$$

$$= aF(E), F(0) = 0. \quad (2)$$

Проте для порівняння значень експериментальних величин з теоретичними розрахунками формулу (2) потрібно перетворити до вигляду, що дозволяє провести таке порівняння. За формулою (2) визначається кількість швидких електронів іонізації e_f^i , зареєстрованих у діапазоні енергії від 0 до $E = eU$ при відповідній подачі затриманого потенціалу U на сітку, а експериментальна крива – скільки електронів залишилися після подачі затримуючого потенціалу, тобто у формулі (2) треба замінити межі інтегрування від 0 до $E = eU$ на $E = eU$ до E_{max} . Тоді (2) можна записати у вигляді

$$\int_{eU}^{E_{\text{max}}} \frac{dN}{dE} dE = a[F(E_{\text{max}}) - F(eU)]. \quad (3)$$

Узгодженням експериментальних і теоретичних розподілів (1)–(3) можна підтвердити правильність уявлень про раптове збудження електрона при описі іонізації атома. Раніше таке порівняння, проведене в роботі [5] для пояснення появи електронів близьконульової енергії в результаті ефекту струсу, показало добре узгодження.

3. Проведення експерименту

Дослідження енергетичного спектра електронів іонізації, що утворюються після проходження α -частинки через речовину, проводили методом (αe)-збігів при подачі гальмівної напруги (затримуючого потенціалу) в каналі реєстрації електронів. Вимірювали швидкість рахунку збігів N_c залежно від величини напруги на сітці, яка гальмує електрони.

Виміри енергетичного спектра електронів проводили у двох геометріях, представлених на рис. 1. У одній із них (експеримент на пропускання, рис. 1, а) джерело α -частинок S розташовували поблизу мішені M. При цьому α -частинки проходять крізь мішень, їх реєструють детектором, який складається з двох мікроканальних пластин (МКП₁) у вигляді шеврона розміром 16×24 мм². Електрони, що випускають з мішені при її бомбардуванні α -частинками, реєстрували другим детектором МКП₂ розміром 10×20 мм². Відстань між мішенню M і детектором МКП₁ становить 58 мм, а між МКП₂ і мішенню – 38 мм. У іншій геометрії вимірів (експеримент на відбиття, рис. 1, б) безпосередньо за мішенню розташовували детектор α -частинок МКП₁, а саме джерело S перенесли

на місце детектора МКП₁. Відзначимо, що в експериментах на пропускання і на відбиття досліджувані електрони вилітають з однієї і тієї ж поверхні мішені.

Джерелом α -частинок служив ^{238}Pu з набору ОСАИ, який являє собою підкладку з нержавіючої сталі діаметром 24 мм, на яку в центрі було нанесено радіоактивну пляму ^{238}Pu діаметром 12 мм [6]. Енергія α -частинок становить 5,5 МеВ. У ролі основи мішені використовували лавсанові плівки завтовшки 180 мкг/см² та 1760 мкг/см² з напиленими на них прозорими шарами алюмінію. На передній поверхні детектора електронів МКП₂ було укріплено дві сітки, відстань між якими становила 2 мм. На внутрішню сітку подавали затримуючий потенціал U , який змінювався у процесі вимірів, а зовнішню сітку використовували для збереження тілесного кута реєстрації електронів при зміні затримуючого потенціалу незмінним, і вона завжди була заземлена. Вся система знаходилася у вакуумній камері при тиску $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

На рис. 2 представлено фрагменти спектрів однієї з серій вимірювань у геометрії на пропускання і відбиття при різних значеннях затримуючого потенціалу U . Так, наприклад, на рис. 2,а представлено спектри часових ($e\alpha$)-збігів на пропускання і відбиття при $U = 0$ В. У кожному з них спостерігаємо два піки: зліва – від електронів близьконульової енергії e_0 і справа – від швидких електронів e_f . Перші з них з'являються у результаті взаємодії електронів поверхні з нерухомим зарядом, що раптово виникає поблизу поверхні при проходженні α -частинки крізь неї (ефект струсу e_0 -електронів з поверхні). Оскільки виникнення заряду у приповерхневому шарі в експериментах на пропускання і відбиття не залежить від напрямку руху α -частинки, пік електронів близьконульової енергії e_0 у обох спектрах має приблизно однакову інтенсивність. Максимум його енергетичного розподілу знаходиться приблизно на 0,5 еВ, півширина становить 1 еВ, а його інтенсивність спадає так швидко, що при енергії 20 еВ нею можна знехтувати. Кутовий розподіл e_0 -електронів витягнутий різко вперед і назад у напрямку, перпендикулярному до поверхні мішені. Опис виходу e_0 -електронів, що виникають при радіоактивному розпаді (як ефекту струсу) детально розглянуто в роботах [5, 7, 8].

Утворення другого піка пов'язане зі швидкими електронами e_f . При проходженні α -частинки через мішень вона взаємодіє зі зв'язаними електронами атома, що приводить до іонізації атома і вильоту швидких електронів, кутовий розподіл яких направлений вперед, у напрямку руху α -частинки [8]. У напрямку,

протилежному руху α -частинки, швидкі електрони, що утворюються при іонізації, не спостерігаються. Проте після вильоту електрона в оболонці атома утворюється вакансія, при заповненні якої відбувається виліт оже-електронів, які теж швидкі, але напрямок вильоту їх не залежить від напрямку руху α -частинки, тобто їх розподіл ізотропний. Ці результати було отримано при вивченні кутового розподілу електронів, що випускаються з поверхні мішені при бомбардуванні її α -частинками [8]. Відзначимо, що струшування e_0 -електронів з поверхні мішені відбувається лише після утворення заряду поблизу неї внаслідок вильоту оже-електронів.

Таким чином, піки швидких електронів e_f в експериментах на пропускання і відбиття істотно відрізняються один від одного за своєю природою. У експерименті на пропускання поява піка швидких електронів e_f пов'язана з електронами e_f^i , що виникають при іонізації атома та електронами Оже e_f^0 , тобто $e_f = e_f^i + e_f^0$, а в експериментах на відбиття – лише з електронами Оже, тобто $e_f = e_f^0$. Щоб визначити інтенсивність піка електронів іонізації e_f^i , потрібно від інтенсивності піка швидких електронів у спектрі на пропускання відняти їх інтенсивність у спектрі на відбиття.

У процесі виконання роботи було виміряно з різним кроком більш ніж 60 часових спектрів збігів в інтервалі енергії від 5 до 800 еВ. На рис. 2, b–f, як приклад, представлено часові спектри ($e\alpha$)-збігів, виміряні для інших значень затримуючого потенціалу $U = 24, 50, 100, 200, 800$ В. Як видно з рисунків, при подачі затримуючого потенціалу пік нульової енергії зникає, а інтенсивність піка швидких електронів спадає зі збільшенням величини затримуючого потенціалу. Для визначення інтенсивності піка у цих випадках чинимо аналогічно до описаного для рис. 2,а, тобто від інтенсивності піка у спектрі на пропускання віднімаємо інтенсивність піка у спектрі на відбиття.

4. Подання результатів вимірів

На рис. 3 для мішені з товщиною основи 1760 мкг/см² представлено залежності швидкості рахунку збігів α -частинок з електронами N_c від енергії, яка визначається величиною затримуючого потенціалу U на другій сітці. Вони отримані в експериментах на пропускання (верхня крива *a*) і відбиття (нижня крива *b*), на яких експериментальні точки для зручності спостереження сполучені лініями. Між цими кривими нанесено точки, що подають їх різницю в експериментах

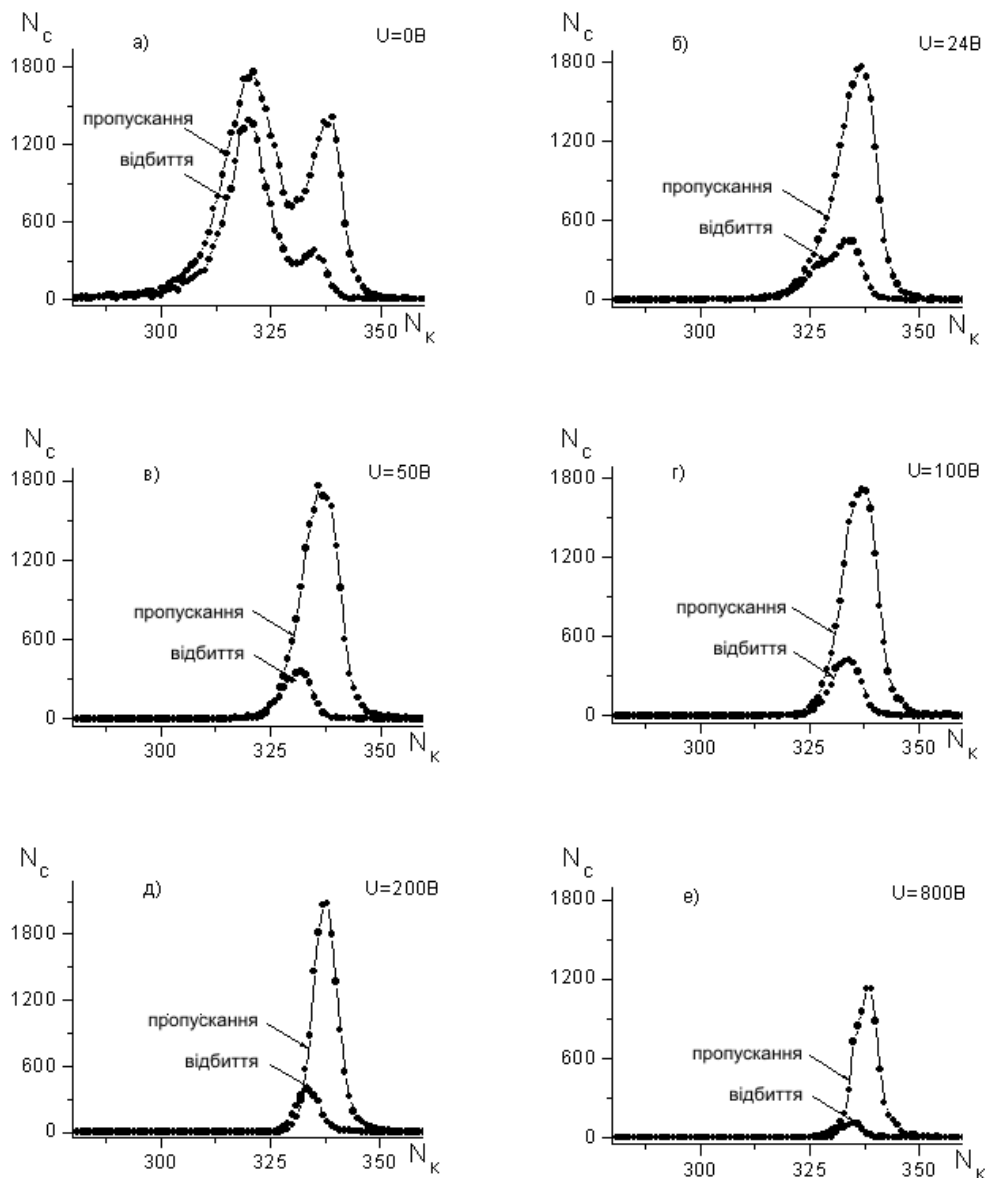


Рис. 2. Ділянки спектрів (α e)-збігів при різних значеннях затримуючого потенціалу $U = 0, 24, 50, 100, 200$ і 800 В, виміряні в геометрії на пропускання і відбиття

на пропускання і відбиття, тобто залежність рахунку збігів від енергії обрізання спектра, і вони теж сполучені такими лініями (крива *c*). Крива *d* відповідає теоретичному розподілу, розрахованому за формулою (3), що відповідає інтегральному спектру ($e\alpha$)-збігів для швидких електронів іонізації при струсі.

Виміри проводили в діапазоні енергій від 5 до 800 еВ. Електрони іонізації з енергією, меншою за 5 еВ, не розглядалися внаслідок побоювання їх змішування з електронами близьконульової енергії. Енергія галь-

мування 800 еВ включає діапазон енергій конвойних електронів, що виникають під час руху α -частинок ^{238}Pu з енергією 5,5 МеВ через речовину. Проте в геометрії на пропускання кут між детектором МКП₁, що реєструє α -частинки, і детектором електронів МКП₂, становить більше 30°. Відомо, що інтенсивність конвойних електронів різко падає зі збільшенням кута розльоту, і тому в нашому експерименті конвойні електрони не повинні помітно впливати на спостережувані нами залежності.

Кількість збігів N_c для кожної точки різницевого спектра пропорційна повному числу швидких електронів N_d , що утворюються при іонізації атома в діапазоні енергії від $E = eU$ до максимальної енергії E_{\max} , і може бути подана у вигляді

$$N_d = A[F(E_{\max}) - F(eU)]. \quad (4)$$

Коефіцієнт A в цій формулі визначається підгонкою теоретичної кривої (d) до експериментальної (c) методом найменших квадратів. Нам невідома максимальна енергія електронів іонізації при взаємодії α -частинки ^{238}Pu з алюмінієвою плівкою. Проте при великій енергії $F(E_{\max})$ змінюється дуже повільно. Так, якщо узяти $E_{\text{зв}} = 70$ еВ, що близька до енергії зв'язку електрона на L_2 - або L_3 -підоболонках атома алюмінію, то $E_{\max} \rightarrow \infty$, а $F(E_{\max}) \rightarrow 0,188$. Якби енергія E_{\max} була 5,5 МеВ, що відповідало передачі електрону атома всієї кінетичної енергії α -частинки, то $F(E_{\max}) = 0,187$. Проте це неможливо. Підгонкою за методом найменших квадратів ми вибрали значення енергії зв'язку $E_{\text{зв}} = 70$ еВ і $F(E_{\max}) = 0,170$, що відповідає максимальній енергії електронів іонізації $E_{\max} = 104$ еВ.

Як видно з рис. 3, спостерігається добре узгодження експериментальної кривої з теоретичною. Можна розглядати залежність, що вивчається, на вужчій ділянці прикладеної гальмівної напруги, наприклад, до 400 В замість 800 В. Тоді експериментальні і теоретичні значення для точок 200, 300 і 400 В зближуватимуться (приблизно на 1 відсоток), що може бути пов'язане зі зменшенням можливого впливу конвойних електронів, про що вже згадувалося вище. Треба зважати на те, що розбіжності між експериментальною і теоретичною кривою можуть залишитися внаслідок неврахування збігів α -частинок з рентгенівським випромінюванням, на яке не впливає напруга гальмування. Проте ефективність реєстрації рентгенівських променів мікроканальними пластинами дуже низька і не може істотно вплинути на енергетичний розподіл електронів.

Подібні виміри "на пропускання" та "відбиття" було проведено нами також і для мішені з товщиною основи 180 мкг/см^2 . Проте статистична точність вимірів була в 2 рази гірша, ніж для товстої мішені, а крок зміни eU був меншим. Проте отримані результати показали, що інтегральні спектри електронів подібні і добре узгоджуються між собою. Це можна пояснити тим, що іонізація атомів, що знаходяться у глибині мішені, слабо впливає на форму низькоенергетичної частини спектра, а розподіл електронів за енергією,

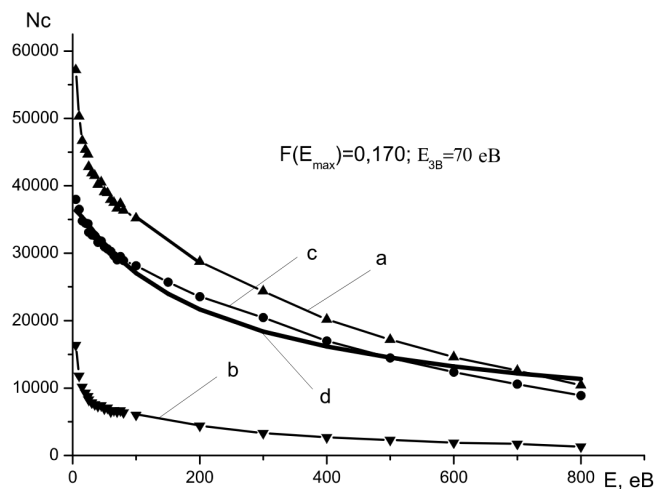


Рис. 3. Швидкість рахунку (αe)-збігів залежно від затримуючого потенціалу при різних геометріях експерименту: у геометрії на пропускання (a); у геометрії на відбиття (b); інтегральний енергетичний спектр електронів іонізації (c); інтегральний спектр розрахований за формулою (3) (d)

що вилітають із мішені, в основному визначається іонізацією атомів, що знаходяться поблизу поверхні.

5. Висновок

Таким чином, спостережуваний розподіл швидких електронів, що утворюються при проходженні α -частинки через речовину, можна описати в наближенні квантово-механічного переходу системи (атома) з початкового нейтрального стану в кінцевий іонізований стан з викиданням електрона зі зв'язаного стану в неперервний спектр при раптовому збуренні атома зарядом пролітаючої α -частинки (ефект струсу).

Проте, на відміну від звичайного струсу, який відбувається під дією раптово виникаючого нерухомого заряду [4], при прольоті зарядженої частинки через мішень ймовірність іонізації повинна описуватися формулою $W_{\text{exp}} \sim (Z_p e^2)^2 / V_p$, тобто ймовірність іонізації прямо пропорційна квадрату заряду частинки і обернено пропорційна її швидкості. Цю залежність спостерігали для β -частинок, протонів і α -частинок у роботах [9, 10], а також для важких іонів [11]. Формула правильна для заряджених частинок різного сорту і швидкостей. Так, наприклад, як було встановлено нами [12], іонізація атома для α -частинок при радіоактивному розпаді ^{232}U була приблизно в 40 разів більша, ніж для β -частинок, оскільки $V_\alpha \approx 0,1V_e$, а $Z_\alpha^2 = 4Z_e^2$.

Нами встановлено [9], що при наближенні швидкості β -частинок ($V_\beta \sim 2,7 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹) до швидкості світла ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹) характер залежності не змінюється, а величина ймовірності іонізації наближається до її мінімального значення. І навпаки, зі зменшенням швидкості зарядженої частинки її зустріч з електроном атома затягується, що приводить до збільшення ймовірності струсу. Для опису іонізації атома пролітаючою зарядженою частинкою у формулу для ймовірності струсу роботи [4] має бути введений множник $\frac{c}{V_p}$ і повинна виконуватись нерівність $\frac{r}{c} < \frac{r}{V_p} < 2\pi\omega_{fi}^{-1}$. Тоді формулу, яка визначає ймовірність вильоту електрона в інтервалі енергії від 0 до E_{\max} при проходженні через атом зарядженої частинки з урахуванням впливу її швидкості руху, можна записати в такому вигляді:

$$W = \text{const} \frac{c}{V_p} \left(\frac{Z_p e^2}{r} \right)^2 \left| \int \psi_i^{(0)} \psi_f^* dq \right|^2 aF(E_{\max}). \quad (5)$$

У цій формулі $\frac{c}{V_p} \left(\frac{Z_p e^2}{r} \right)^2$ визначає ймовірність збудження атома. Вона залежить від заряду частинки Z_p (електрон, α -частинка, багатозарядний іон та ін.) та її швидкості V_p . Звичайно в формулах для визначення ймовірності струсу цей множник не розглядається, оскільки вважається, що збудження вже відбулося [4]. Значення const визначається ймовірністю іонізації атома, коли частинка рухається зі швидкістю світла. Множник $\left| \int \psi_i^{(0)} \psi_f^* dq \right|^2$ визначає ймовірність переходу системи (атома) з початкового (незбудженого стану) у кінцевий стан з появою вакансії на місці викинутого електрона, а множник $aF(E_{\max})$ визначає ймовірність знайти своє місце в неперервному спектрі для викинутого електрона залежно від його енергії в діапазоні від 0 до E_{\max} .

1. D. Hasselkamp, Springer Tracts Modern Phys. **123**, 1 (1992).
2. Н. Бор, *Прохождение частиц через вещество* (Наука, Москва, 1950).
3. E.I. Sternglass, Phys. Rev. **108**, 251 (1957).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974).
5. О.І. Феоктистов, УФЖ **55**, 165 (2010).
6. Ю.И. Брегадзе, Э.К. Степанов, В.П. Ярина, *Прикладная метрология ионизирующих излучений* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).
7. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов и И.П. Шаповалова, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1446 (2003).

8. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов и И.П. Шаповалова, Изв. РАН. Сер. физ. **68**, 1208 (2004).
9. А.О. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко та ін., УФЖ **51**, 126 (2006).
10. А.О. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко та ін., УФЖ **53**, 853 (2008).
11. В.П. Ковалев, *Вторичные электроны* (Энергоатомиздат, Москва, 1987).
12. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов и др., Изв. РАН. Сер. физ. **63**, 153 (1999).

Одержано 12.10.09

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ИЗ-ЗА ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ α -ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Л.И. Сидоренко, В.Т. Купряшкин, А.И. Феоктистов, Е.П. Ровенских

Резюме

Методом (αe)-совпадений при подаче тормозящего напряжения U в канале регистрации электронов проведено исследование энергетического спектра электронов, образующихся при ионизации атомов мишени α -частицами. В работе использовались источник α -частиц ^{238}Pu и мишени в виде пленок разной толщины с напыленным на них алюминием. Полученное распределение $N_c(eU)$ сравнивалось с теоретическим, следующим из расчетов в предположении описания его как перехода электрона из связанного состояния атома в область непрерывного спектра при внезапном возмущении атома зарядом пролетающей α -частицы, и показало хорошее согласие. Таким образом, наблюдаемое распределение быстрых электронов, образующихся при прохождении α -частицы через вещество, может быть описано в приближении квантово-механического перехода системы (атома) из начального нейтрального состояния в конечное ионизированное состояние с выбросом электрона из связанного состояния в непрерывный спектр при внезапном возмущении электрона атома (эффект встряски).

ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS EMITTED DUE TO IONIZATION OF ATOMS BY α -PARTICLES PASSING THROUGH A SUBSTANCE

L.P. Sidorenko¹, V.T. Kupryashkin¹, A.I. Feoktistov¹, Ye.P. Rovenskikh²

¹Institute for Nuclear Research, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine (47, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine),

²Taras Shevchenko National University of Kyiv (11-a, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03187, Ukraine)

Summary

The energy spectrum of electrons generated due to the ionization of atoms of a target by α -particles is studied, by using

the (αe)-coincidence technique by applying the retarding voltage U in the electron registration channel. A ^{238}Pu alpha-source and targets representing films of different thicknesses with spray-coated aluminum were used. The obtained distribution $N_c(eU)$ is compared with the theoretical one calculated under the assumption that it is caused by the transition of an electron from the bound atomic state to the continuum due to a sudden perturbation of the atom by the α -particle charge. It is shown that

the observed distribution of fast electrons generated due to the passage of the α -particle through a substance can be described in the approximation of a quantum-mechanical transition of the system (atom) from the initial neutral state to the final ionized one accompanied by the ejection of the electron from the bound state to the continuum due to a sudden perturbation of the atom by the charge of an α -particle passing near it (shake-off effect).