

РЕФЕРАТ

Бондаренко В.А. Особенности реализации проектов государственно - частного партнерства в индустрии туризма. / Владислава Бондаренко // Вестник. – К.: НТУ. – 2012. – Вып. 26.

В статье установлены причины и предложены принципы распределения рисков.

Объект исследования – риски в проектах государственно - частного партнерства.

Цель работы - необходимо определить принципы распределения рисков и объективные причины рисков в отношениях государственно - частных партнерств.

Метод исследования – аналитический метод.

Результаты и их новизна - определены конкретные причины распределения рисков между участниками проекта и сформулированы принципы.

Степень внедрения — исследования носят теоретический характер и могут применяться в проектах по управлению рисками.

Рекомендации по использованию результатов работы — результаты работы могут быть использованы в разработке проектов на основе государственно - частных партнерских отношений.

Промышленность приложения — туристической индустрии;

Значение работы и выводы – проблема распределения рисков в проектах государственно - частного партнерства одна из самых сложных и малоизученных, и эффективное управление рисками позволяет уменьшить потери не только в ходе осуществления проектов, а также на стадии планирования проекта.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ИНДУСТРИЯ ТУРИЗМА, ГОСУДАРСТВЕННО — ЧАСТНОЕ ПАРТНЕРСТВО, РИСКИ, РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РИСКОВ.

УДК 538.97Ф405

ОСОБЛИВОСТІ ІОНІЗАЦІЇ М-ПІДОБОЛОНОК АТОМІВ РЬ ПРИ ЕЛЕКТРОННОМУ УДАРІ

Боровий М.О., доктор фізико-математичних наук

Іщенко Р.М., кандидат фізико-математичних наук

Ісаєнко Г.Л., кандидат фізико-математичних наук

Постановка проблеми.

Інтегральний переріз іонізації (ІП) внутрішньої електронної оболонки атому при електронному бомбардуванні характеризує взаємодію електронної підсистеми атому з іонізуючим електроном і широко використовується у практичних розрахунках інтенсивності рентгенівського характеристичного випромінювання та іонізаційних втрат енергії електронного пучка. Однак, при дослідженні таких величин для L_i -підоболонки істотно зростають експериментальні складнощі, пов'язані з необхідністю коректного урахування міжоболонкової міграції вакансій, і тому відомі лише поодинокі експерименти з визначення абсолютних значень ІП L_1 -, L_2 - та L_3 -підоболонки [1-3]. У випадку ж M_i -підоболонки ($i=1-5$) можна говорити про фактичну відсутність експериментальних досліджень абсолютних значень ІП при електронному ударі.

Аналіз літературних джерел.

Відомі квантовомеханічні *ab initio* розрахунки ІП, наприклад, методами збіжного сильного зв'язку чи матриці функціоналу густини (R-матриці) при різних енергіях налітаючих електронів $1 < \epsilon < \infty$ ($\epsilon = E_0/E_i$ – перевищення енергії налітаючого електрона (E_0) над потенціалом іонізації (E_i) відповідної оболонки чи підоболонки) обмежуються лише легкими елементами $Z < 10$ [4], тоді як в області великих енергій $\epsilon \gg 1$ для розрахунку ІП внутрішніх електронних оболонок атомів з різним Z широко використовується теорія збурень, зокрема, перше борнівське наближення (як плоскохвильове, так і спотворених плоских хвиль) [5]. Привабливість плоскохвильового наближення полягає в тому, що воно дає досить простий аналітичний вираз для визначення ІП (формула Бете [6] та її модифікації [7,8]), основними параметрами якого є кількість електронів (n_i) у i -оболонці (підоболонці) та перевищення ϵ . Однак, така модель справедлива лише при великих перевищеннях $\epsilon \gg 1$ (як правило, достатньо $\epsilon > 4$ [9]). Тому для використання формули Бете при проміжних та, особливо, біляпорогових енергіях налітаючого електрона до формули вводять корегуючі функції, що забезпечують узгодження розрахунків з відомими експериментальними значеннями ІП в області $\epsilon < 4$, зберігаючи Бете-асимптотику при $\epsilon \gg 1$. Така напівемпірична модифікація формули Бете для К-

оболонки успішно реалізована в ряду робіт, зокрема, [10-12]. Щодо L_1 -, L_2 - та L_3 -підоболонок, то нами було запропоновано метод визначення корекцій до напівемпіричної формули Бете [10], який базується на експериментальному визначенні відносних ІІІ $\sigma(L_2)/\sigma(L_1)$ та $\sigma(L_3)/\sigma(L_1)$ (де $\sigma(L_1)$, $\sigma(L_2)$, $\sigma(L_3)$ – ІІІ L_1 -, L_2 -, L_3 -підоболонок відповідно) за відносними інтенсивностями $L\beta_1$, $L\beta_{2,15}$ та $L\beta_3$ -ліній рентгенівського емісійного $L\beta$ -спектру [13]. Застосування такого підходу для атомів W дозволило визначити корегуючі параметри в напівемпіричній формулі Бете, використання яких забезпечує коректне обчислення ІІІ L_1 -, L_2 - та L_3 -підоболонок в області проміжних та біляпорогових енергій бомбардуючих електронів $1 < \varepsilon < 4$. Наступним кроком виглядає доцільним подальше застосування такого рентгеноспектрального методу для дослідження ІІІ M_i -підоболонок важких елементів $Z > 80$, які експериментально фактично не визначалися.

Мета роботи.

У представленій роботі ставилося завдання експериментально дослідити особливості іонізації M_i -підоболонок атомів Pb при електронному ударі в широкому діапазоні енергій бомбардуючих електронів $E_0 = 5-30$ кеВ за відносною інтенсивністю ліній рентгенівського емісійного $M\alpha$ -спектру.

Основна частина.

Рентгенівські емісійні $M\alpha$ -спектри Pb при електронному збудженні у діапазоні прискорюючих напруг $U = 5-30$ кВ було отримано на модернізованому приладі ЕММА-2 за допомогою брегівського спектрометра з вигнутим за Іоганом монокристалом кварцу ($10\bar{1}1$) в першому порядку відбивання. Спектри реєструвалися у режимі щокрокового сканування ($\Delta E = 0,1-0,5$ еВ) з часом накопичення у точці 1-50 с, залежно від прискорюючої напруги та спектральної ділянки. При обробці спектрів вводилися корекції, які враховували кутову залежність коефіцієнта відбивання кристала-аналізатора та дисперсію спектрометра при переході від шкали кутів до шкали енергій. При інтерпретації результатів, отриманих за умов електронного бомбардування товстої мішені Pb, враховувалося зменшення енергії електронів пучка при заглибленні у речовину зразка шляхом використання ефективної енергії електронів E_{eff} , яка є моноенергетичним еквівалентом іонізуючої дії електронів пучка у процесі зменшення їх енергії від $E_0 = eU$ (e -заряд електрона) до E_i [14]. Необхідно відзначити, що при одній і тій же енергії E_0 в силу відмінності потенціалів іонізації M_i -підоболонок ($E(M_1) = 3,851$ кеВ, $E(M_2) = 3,554$ кеВ, $E(M_3) = 3,066$ кеВ, $E(M_4) = 2,586$ кеВ, $E(M_5) = 2,484$ кеВ [15]) значення ефективної енергії для кожної з M_i -підоболонок $E_{eff}(M_i)$ дещо відрізняються одне від одного, особливо при наближенні до порогу.

Інтенсивність рентгенівських емісійних $M\alpha$ -ліній безпосередньо визначається перерізами іонізації M_i -підоболонок. Зокрема, відносна інтенсивність $M\alpha_{1,2}$ -дублету, який випромінюється при радіаційних переходах $M_5-N_{6,7}$, дорівнює:

$$I(M\alpha_{1,2}) = \sigma_5 \frac{\Gamma_\alpha^R}{\Gamma_{M_5}}, \quad (1)$$

де σ_5 – переріз іонізації M_5 -підоболонки, Γ_α^R – парціальна ширина M_5 -рівня, що відповідає радіаційному переходу $M_5-N_{6,7}$, Γ_{M_5} – повна ширина M_5 -рівня. Однак у випадку, якщо енергія електрону, що налітає, достатня для іонізації більш глибоких M_i -підоболонок, створення M_5 -вакансії може відбуватися і внаслідок процесів двократної іонізації, пов'язаних з переходами Костера-Кроніга (КК) типу M_i-M_5N і M_i-M_5X ($X=O,P$). Оскільки результатом КК-переходів та їхніх каскадів є стани з однієї чи декількома додатковими вакансіями в N,O,P-оболонках, то радіаційний розпад M_5 -вакансії у присутності N,O,P-вакансій призводить до випромінювання сателітних ліній, що формують разом з відповідною діаграмною лінією повний, досить складний спектральний $M\alpha$ -контур. В недавніх роботах [16,17] ми запропонували модель M-емісії, яка враховує основні канали генерації та міграції вакансій в M_i -підоболонках і дозволяє обчислювати відносну інтенсивність $M\alpha_{1,2}$ -ліній разом з M_5X -сателітами, що за енергетичним положенням накладаються на $M\alpha_{1,2}$ -лінії – $I(M\alpha_{1,2} + M_5X)$, та відносну інтенсивність M_5N -сателітів, які експериментально відокремлюються від групи ліній $M\alpha_{1,2}$ та M_5X – $I(M_5N)$. Такі відносні інтенсивності дорівнюють:

$$I(M\alpha_{1,2} + M_5X) = \frac{\Gamma_\alpha^R}{\Gamma_{M_5}} \times \left\{ \sigma_5 \left(1 + P_{M_5}^{(X)} \right) + \sum_{i=1}^4 \sigma_i G_{M_i} \right\}, \quad (2)$$

$$I(M_5N) = \frac{a\Gamma_\alpha^R}{\Gamma_{M_5} + \Gamma_{N_{6,7}}} \left\{ \sigma_5 P_{M_5}^{(N)} + \sum_{i=1}^4 \sigma_i F_{M_i} \right\}, \quad (3)$$

де σ_i - переріз іонізації M_i -підоболонки електронним ударом, $P_{M_5}^{(X)}$, $P_{M_5}^{(N)}$ - ймовірності викиду електрона відповідно з O, P- та N-оболонки при утворенні вакансії у M_5 -підоболонці в результаті процесу shake-off (SO), G_{M_i} , F_{M_i} - коефіцієнти міграції вакансій між M_i -підоболонками за рахунок усіх можливих радіаційних та КК-переходів, а також SO-процесів двократної іонізації [17]. Коректність цієї моделі була експериментально доведена при дослідженні відношення інтенсивностей $\eta = I(M_5N)/I(M\alpha_{1,2} + M_5X)$ за умов фотонного збудження $M\alpha$ -спектру Au характеристичним $K\alpha_{1,2}$ та $K\beta_{1,3}$ випроміненням Cu та Sr. Експериментально відношення інтенсивностей η визначалося в роботах [16,17] як відношення площин фігур, що обмежуються контурами груп ($M\alpha_{1,2} + M_5X$)-ліній та M_5N -сателітів.

Як видно з наведених формул, відносна інтенсивність кожної з груп ліній, що можуть бути експериментально відокремленими одна від одної, залежить від ІІІ усіх п'яти M_i -підоболонки. Цей факт, на жаль, унеможливує безпосереднє експериментальне визначення відносних перерізів σ_5/σ_1 , σ_4/σ_1 тощо, як це було виконано для L_1 -, L_2 - та L_3 -підоболонки W в нашій роботі [13]. В той же час, експериментальне визначення відношення η при різних енергіях бомбардуючих електронів дозволяє опосередковано з'ясувати, яка з моделей обрахування ІІІ M_i -підоболонки найкраще узгоджується з експериментом, а також визначити корегуючі коефіцієнти в напівемпіричній формулі Бете [10]. Для цього необхідно обчислити величини $\sigma_i(E_0)$ за різними наближеннями, розрахувати з їх використанням залежності $\eta(E_0)$ та визначити, за якою з моделей визначення ІІІ σ_i досягається найкраще узгодження відношення інтенсивностей η з експериментом. В свою чергу, варіювання корегуючих параметрів у напівемпіричній формулі Бете [10], при якому б мінімізувалася розбіжність між обчисленими та експериментальними значеннями відношення $\eta(E_0)$, дозволяє визначити ці величини для випадку іонізації M_i -підоболонки.

Відношення інтенсивностей η обчислювалося з використанням формул (2) та (3), в яких σ_i розраховувалися в таких наближеннях:

1) плоскохвильове наближення – модифікована формула Бете [7]:

$$\sigma_i = a_i n_i \left(\frac{I}{E_i^2 \varepsilon} \right) \cdot \ln \left[\frac{4\varepsilon}{k_1 + k_2 \cdot \exp(I - \varepsilon)} \right], \quad (4)$$

де a_i – параметр Бете, $k_1 = 1,65$; $k_2 = 2,35$;

2) класичне імпульсне наближення (формула Гризинські) [18]:

$$\sigma_i = n_i \left(\frac{\sigma_0}{E_i^2 \varepsilon} \right) \cdot \left[\frac{\varepsilon - I}{\varepsilon + I} \right]^{3/2} \cdot \left[1 + \frac{2}{3} \left[1 - \frac{I}{2\varepsilon} \right] \times \ln \left[2,7 + (\varepsilon - I)^{1/2} \right] \right], \quad (5)$$

де $\sigma_0 = 6,56 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$;

3) напівемпірична формула Бете [10]:

$$\sigma_i = n_i \pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{E_i} \right)^{C(\varepsilon)} \cdot D(\varepsilon), \quad (6)$$

де

$$D(\varepsilon) = \left(a + \frac{b}{\varepsilon} + \frac{c}{\varepsilon^2} \right) \cdot \frac{\ln(\varepsilon)}{\varepsilon}, \quad C(\varepsilon) = \left(d + \frac{e}{\varepsilon} + \frac{f}{\varepsilon^2} \right),$$

a_0 – перший борівський радіус, $Ry = 13,61 \text{ еВ}$. Константи a, b, c, d, e, f є параметрами, які встановлюються шляхом узгодження розрахованих значень ІІІ з відповідними експериментальними величинами. При обчисленнях для кожної прискорюючої напруги U використовувалися відповідні

значення ефективних енергій $E_{\text{eff}}(M_i)$, а вже саме за ними розраховувалися перерізи σ_i . Обчислення ІПІ за формулою (6) виконувалися з корегуючими параметрами a, b, c, d, e, f як для К-оболонки [10], так і для L-оболонки [13]; значення таких параметрів наведено в табл. 1.

На рис. 1 представлено експериментальні значення відносної інтенсивності η та залежності величини η від енергії електронів пучка E_0 при обчисленні ІПІ в наближеннях 1) – 3). Крива 1 відповідає значенням ІПІ в наближенні 1); 2 – в наближенні 2); 3 – в наближенні 3) з корегуючими параметрами для К-оболонки; 4 – також в наближенні 3), але з корегуючими параметрами для L-оболонки. Як видно, в області енергій $E_0 > 10$ кеВ ($\varepsilon > 3-4$) розбіжність між експериментальними значеннями η та обчисленими в класичному імпульсному наближенні (5), а також за напівемпіричною формулою (6) з параметрами для К- і для L-оболонки практично не виходить за межі похибки експерименту.

Таблиця 1. – Корегуючі параметри в напівемпіричній формулі Бете

Оболонка	a	b	c	d	e	f
К [10]	3.125	- 4.172	1.877	2.031	- 0.316	0.155
L [13]	2.979	- 4.422	1.527	2.033	- 0.309	0.161
М (дана робота)	2.886	- 4.645	1.503	2.040	- 0.196	0.253

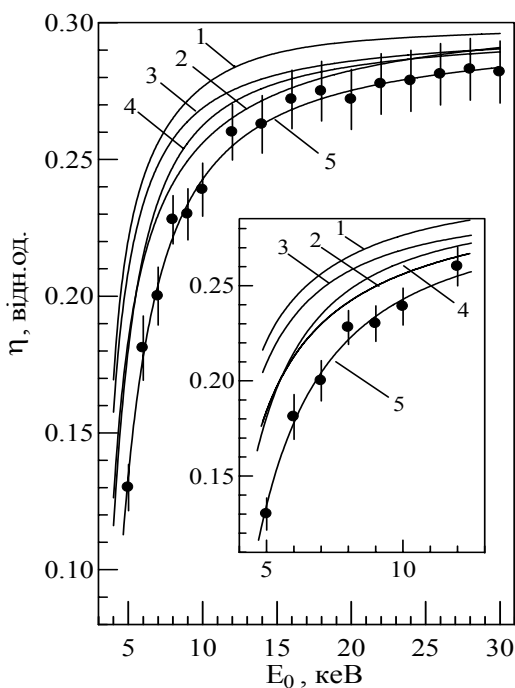


Рисунок 1. – Відношення інтенсивностей η при різних енергіях налітаючих електронів

У той же час, в усій цій області перевищень ε розрахунки в плоскохвильовому наближенні за формулою (4) систематично перевищують експериментальні значення η на 7–15%. Значні відмінності між результатами обчислень за формулами (4)–(6) та експериментом виявляються в біляпороговій області $\varepsilon < 3-4$. Зокрема, при $E_0=5-7$ кеВ значення η , розраховані в плоскохвильовому наближенні (4) та за формулою (6) з корегуючими параметрами для К-оболонки стають близькими, але відрізняються від експериментальних значень на 25–65%. Щодо класичного імпульсного наближення, то в цій області енергій величини η , розраховані за формулою (5), дещо краще відповідають експериментальним значенням, але все ж перевищують їх на 15–40%. При цьому результати обчислення за формулою (6) з корегуючими параметрами для L-оболонки практично співпадають з розрахунками (5). Отже, в біляпороговій області енергій $E_0=5-7$ кеВ жодна з моделей 1) – 3) (остання – з корегуючими параметрами для К- та L-оболонки) не забезпечує

достатньої точності обчислення III M_T -підоболонок. Виходячи з цього, було виконано варіювання параметрів a, b, c, d, e, f при якому забезпечувався мінімум суми квадратів нев'язок:

$$\sum_i^N [\eta_{exp}(E_{0i}) - \eta_{calc}(E_{0i})]^2 = \min, \quad (7)$$

де E_{0i} – значення енергій, при яких експериментально визначалося відношення інтенсивностей η . Кількість експериментальних точок $N=16$. Мінімізація виконувалася методом градієнтного спуску. Отримані значення корегуючих параметрів наведено в табл. 1 (останній рядок). З їх використанням також розраховувалося відношення η (крива 5). Зрозуміло, що в цьому випадку досягається краще узгодження залежності $\eta(E_0)$ з експериментом, а ніж в усіх попередніх. Звертає на себе увагу та обставина, що при варіюванні параметрів величини a, b, c, d змінюються мало у порівнянні з їх значеннями для L-оболонки, тоді як величини e, f , що визначають функцію $C(\varepsilon)$, зазнають значних змін. В подальшому ця особливість може спрощувати процедуру варіювання, обмежуючи її підбором саме параметрів e, f .

Висновки.

Експериментально з'ясовано, що в діапазоні енергій налітаючих електронів $E_0=5-30$ кеВ плоскохвильове наближення не забезпечує задовільного опису процесу іонізації M_T -підоболонок атомів Pb. У той же час, в області енергій $E_0 > 10$ кеВ використання класичного імпульсного наближення (формула Гризинські) та напівемпіричної формули Бете з корегуючими параметрами для K- та L-оболонок дозволяє обчислювати III M_T -підоболонок з достатньою точністю. У біляпороговій області енергій $E_0=5-7$ кеВ жодна з наведених моделей не є коректною, хоча розрахунки в класичному імпульсному наближенні надають результати дещо ближчі до експериментальних значень відношень інтенсивностей η , а ніж усі інші. Визначено значення корегуючих параметрів у напівемпіричній формулі Бете, за яких забезпечується найкраща збіжність розрахованих та експериментальних значень відношення інтенсивностей M_5N -сателітів до інтенсивності групи $M\alpha_{1,2}$ - та M_5X -ліній атомів Pb.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Tang C. Measurements of germanium K-shell ionization cross sections and tin L-shell X-ray production cross sections by electron impact / C. Tang, Z. An, Z. Luo // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, № 12. – P. 6739–6743.
2. Campos C.S. Measurements of L-shell X-ray production cross sections of W, Pt, and Au by 10–30 keV electrons / C.S. Campos, M.A. Vasconcellos, X. Llovet // Phys. Rev. A. – 2002. – V. 66. – P.012719 (9).
3. Bray I. Close-coupling approach to electron-impact ionization of helium / I. Bray, D.V. Fursa, A.T. Stelbovics // Phys. Rev. A. – 2001. – V. 63, № 4. – 040702(4).
4. Christopher F. J. Fully relativistic distorted-wave cross sections for electron impact ionization from the 2s, 2p_{1/2}, and 2p_{3/2} subshells / F.J. Christopher, S.H. Douglas, H.L. Zhang // Atom. Data Nucl. Data Tabl. – 1999. – V. 72, № 2. – P. 217–238.
5. Bethe H. Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter / H. Bethe // Ann. Phys. – 1930. – V. 5. – P. 325–336.
6. Worthington C.R. The Intensity of Emission of Characteristic X-Radiation / C.R. Worthington, S.G. Tomlin // Proc. Phys. Soc. A. – 1956. – V. 69, № 401. – P. 120–124.
7. Kim Y.H. Ionization of boron, aluminum, gallium, and indium by electron impact / Y.H. Kim, P.M. Stone // Phys. Rev. A. – 2001. – V. 64. – P. 052707(11).
8. Iriarte D.J. Electron impact ionization cross-sections for atoms and ions: a semiempirical study of trends and regularities / D.J. Iriarte, H.O. Di Rocco // II. Nuovo Cimento. – 1998. – V. 20D, № 6. – P. 731–748.
9. Mc Guire E.J. Scaled electron ionization cross sections in the Born approximation / E.J. Mc Guire // Phys. Rev. A. – 1977. – V. 16, № 1. – P. 73–79.
10. Hombourger C. An empirical expression for K-shell ionization cross section by electron impact / C. Hombourger // J. Phys. B. – 1998. – V. 31, № 12. – P. 3693–3702.
11. Bernshtam V.A. Empirical formula for cross section of direct electron-impact ionization of ions / V.A. Bernshtam, Yu.V. Ralchenko, Y. Maron // J. Phys. B. – 2000. – V. 33, № 14. – P. 5025–5032.

12. Haque A.K. Empirical model for the electron-impact K-shell ionization cross sections / A.K. Haque, M.A. Uddin, A.K. Basak // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – P. 012708(7).
13. Borovoy M.O. Integral cross sections of ionization of L-subshells of tungsten atoms under electron bombardment near energetic threshold / M.O. Borovoy, R.M. Ishchenko, V.I. Shyyanovkyi // *Ukr. Journ. Phys.* – 2004. – V. 49, № 1. – P. 21–25.
14. Шияновский В.И. Встряска и прямые соударения в атомах при фотоионизации, β -распаде и ионизации электронным ударом / В.И. Шияновский // *ЖЭТФ.* – 1989. – Т. 95, № 2. – С. 467–474.
15. Блохин М.А. Рентгеноспектральный справочник / М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. – М.: Наука, 1982. – 373 с.
16. Боровий М.О. Модель рентгенівської М-емісії для атомів Au / М.О. Боровий, Р.М. Іщенко // *Вісник Національного транспортного університету.* – 2011. – № 24. – Частина 2. – С. 342–345.
17. Borovoy M.O. Cascade model of X-ray M emission for the atoms of heavy metals / M.O. Borovoy, R.M. Ishchenko // *Functional Materials.* – 2012. – V.19, № 1. – P. 102–108.
18. Gryzinski M. Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions / M. Gryzinski // *Phys. Rev. A.* – 1965. – V. 138. – P. 336–345.

РЕФЕРАТ

Боровий М.О. Особливості іонізації М- підоболонки атомів Pb при електронному ударі / Микола Олександрович Боровий, Руслан Миколайович Іщенко, Галина Леонідівна Ісаєнко // *Вісник НТУ, ТАУ.* – К.: НТУ. – 2012. – Вип. 26.

Робота присвячена дослідженню інтегральних перерізів іонізації М- підоболонки атомів Pb при електронному ударі та з'ясуванню, яка з теоретичних моделей найбільш коректно описує процес іонізації М- підоболонки важких металів при первинній іонізації атома електронами.

Об'єкт дослідження – інтегральні перерізи іонізації М- підоболонки Pb при електронному ударі.

Мета роботи – експериментально дослідити особливості іонізації М- підоболонки атомів Pb при електронному ударі в широкому діапазоні енергій бомбардуючих електронів за відносною інтенсивністю ліній рентгенівського емісійного $M\alpha$ - спектру.

Метод дослідження – рентгенівська емісійна $M\alpha$ - спектроскопія при використанні модернізованого приладу ЕММА-2.

Інтегральні перерізи іонізації М-підоболонки Pb обчислювалися у плоскохвильовому наближенні (модифікована формула Бете), класичному імпульсному наближенні (формула Гризинські) та за напівемпіричною формулою Бете. Встановлено, що в області енергій $E_0 > 10$ кеВ для обчислення перерізів іонізації М-підоболонки Pb є коректним застосування класичного імпульсного наближення та напівемпіричної формули Бете з корегуючими параметрами для К- та L-оболонки. Визначено значення корегуючих параметрів у напівемпіричній формулі Бете, які рекомендовано для обчислення перерізів іонізації М-підоболонки атомів важких металів ($Z > 80$).

Результати статті можуть бути використані при розв'язку задач кількісного рентгеноспектрального аналізу важких металів, теорії зіткнень електронів з атомами твердого тіла.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕЛЕКТРОННА М- ПІДОБОЛОНКА, ІНТЕГРАЛЬНИЙ ПЕРЕРІЗ ІОНІЗАЦІЇ, РЕНТГЕНІВСЬКИЙ ЕМІСІЙНИЙ $M\alpha$ - СПЕКТР, ФОРМУЛА БЕТЕ.

ABSTRACT

Borovoy M.O. Features of M- subshells ionization of Pb atoms under electron impact / Mikola Borovoy, Ruslan Ishchenko, Galyna Isaienko // *Visnyk NTU.* – K.: NTU. – 2012. – Vol. 26.

This paper is devoted to the investigation of integral ionization cross sections of Pb M- subshells by electron impact and figuring out which of the theoretical models of the most correctly describes the process of M- subshells ionization of heavy metals by the primary electrons ionization.

Object of investigation – integral ionization cross sections of Pb M- subshells by electron impact.

Purpose – experimentally investigate the features of the M- subshells ionization of Pb atoms by electron impact in a wide range of incident electron energy for the relative intensity of the X-ray emission $M\alpha$ - spectrum.

Investigation method – X-ray emission $M\alpha$ - spectroscopy using the upgraded device EMMA-2.

The integral ionization cross sections of Pb M-subshells were calculated in plane-wave approximation (modified Bethe formula), classical momentum approximation (Gryzinski formula), and under the semiempirical Bethe formula. It is found, that classical momentum approximation and semiempirical Bethe formula with adjusting parameters for K- and L-shells are correct for calculation of M-subshells ionization cross sections at energies $E_0 > 10$ keV. Values of adjusting parameters in the semiempirical Bethe formula

which are recommended for calculations of heavy metals ($Z > 80$) M-subshells ionization cross sections are certain.

The results of paper can be used to solve problems of quantitative X-ray analysis of heavy metals, the theory of electron collisions with atoms of the solid.

KEY WORDS: ELECTRON M- SUBSHELL, INTEGRAL IONIZATION CROSS SECTION, X-RAY EMISSION $M\alpha$ - SPECTRUM, BETHE FORMULA.

РЕФЕРАТ

Боровой Н.А. Особенности ионизации M- подоболочек атомов Pb электронным ударом / Николай Александрович Боровой, Руслан Николаевич Ищенко, Галина Леонидовна Исаенко // Вестник НТУ, ТАУ. – К.: НТУ. – 2012. – Вып. 26.

Работа посвящена исследованию интегральных сечений ионизации M- подоболочек атомов Pb электронным ударом и выяснению, какая из теоретических моделей наиболее корректно описывает процесс ионизации M- подоболочек тяжелых металлов при первичной ионизации атома электронами.

Объект исследования – интегральные сечения ионизации M- подоболочек Pb электронным ударом.

Цель работы – экспериментально исследовать особенности ионизации M- подоболочек атомов Pb электронным ударом в широком диапазоне энергий бомбардирующих электронов за относительной интенсивностью линий рентгеновского эмиссионного $M\alpha$ - спектра.

Метод исследования – рентгеновская эмиссионная $M\alpha$ - спектроскопия при использовании модернизированного прибора ЭММА-2.

Интегральные сечения ионизации M- подоболочек Pb вычислялись в плосковолновом приближении (модифицированная формула Бете), классическом импульсном приближении (формула Грызински) и с помощью полуэмпирической формулы Бете. Установлено, что в области энергий $E_0 > 10$ кэВ для вычисления сечений ионизации M- подоболочек Pb является корректным использование классического импульсного приближения и полуэмпирической формулы Бете с корректирующими параметрами для K- и L-оболочек. Определены значения корректирующих параметров полуэмпирической формулы Бете, которые рекомендованы для вычисления сечений ионизации M- подоболочек атомов тяжелых металлов ($Z > 80$).

Результаты статьи могут быть использованы при решении задач количественного рентгеноспектрального анализа тяжелых металлов, теории столкновений электронов с атомами твердого тела.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЭЛЕКТРОННАЯ M- ПОДОБОЛОЧКА, ИНТЕГРАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ, РЕНТГЕНОВСКИЙ ЭМИССИОННЫЙ $M\alpha$ - СПЕКТР, ФОРМУЛА БЕТЕ.

УДК 517.5

ДЕЯКІ ВЛАСТИВОСТІ ФРАКТАЛІВ НЬЮТОНА

Брязкало Т. А.

Назаренко М.О., доцент

Постановка задачі. Ще донедавна математики концентрували свою увагу на множинах і функціях, для яких можна було використовувати методи класичних обчислень. Функції, які не були достатньо гладкими або регулярними, часто ігнорувалися як «патологічні» і не варті того, щоб їх вивчали. Першопочаток науці про фрактали дав математик Мандельброт Б.Б. [1]. Одним з перших описав динамічні фрактали в 1918 році французький математик Гастон Жюліа у своїй роботі у декілька сотень сторінок. Але в ній не було ніяких малюнків. Сучасний прогрес зробив те, що не могло бути зображеним в ті часи. З вітчизняних науковців в наш час Любич М.Ю. [2] написав працю про динаміку раціональних перетворень, де було розглянуто ітераційний процес Ньютона. Останнім часом відношення до негладких функцій було змінено, бо вони забезпечують значно краще описання багатьох природних явищ, ніж ті, що дають об'єкти класичні математичні методи. Морозов А.Д. [3] акцентував увагу на фракталах, що виникають в дискретних нелінійних динамічних системах. Також фрактальними множинами в наш час займаються такі фахівці як Турбін А.Ф. та Працевитий Н.В. [4]. Дана робота присвячена актуальній проблемі сучасної теорії фракталів – теорії візуалізації та класифікації фракталів Ньютона. Ітераційний процес Ньютона є одним із основних чисельних