

ПРОЦЕС НАДПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ НА МЕТАСТАБІЛЬНИХ АТОМАХ ТАЛІЮ

Р. О. Федорко, В. І. Марушка, І. І. Шафраньош

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул.Волошина, 54

В умовах електронного й атомного пучків, що перетинаються, досліджувався процес надпружного розсіяння електронів на метастабільних атомах талію. Знайдена абсолютна величина перерізу надпружного процесу, яка при енергії електронів 0.4 еВ досягає значення $8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. На отриманій енергетичній залежності перерізу надпружного процесу виявлена структура, котра пов'язується з утворенням негативних іонів в процесі електрон-атомних зіткнень.

ВСТУП

Процеси непружних взаємодій електронів із збудженими атомами *Tl* на даний час залишаються маловивченими. Так, в роботі [1] досліджувалося збудження атома *Tl* з метастабільного $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ стану. Вивчення процесу надпружного розсіяння електронів, який відноситься до непружних зіткнень другого роду, знаходиться на початковому етапі.

У цьому повідомленні викладено постановку наших досліджень з надпружного розсіяння електронів на метастабільному $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ стані атома *Tl* в області енергій налітаючих електронів 0.3÷3.0 еВ та отримані результати.

ЕКСПЕРИМЕНТ

Дослідження проводилися в умовах електронного й атомного пучків, що перетинаються під прямим кутом. Схема експерименту приведена на рис. 1.

В якості джерела електронного пучка використовувалася п'ятиелектродна гармата. Дана гармата дозволяла формувати пучки електронів малих енергій (починаючи з 0.3 еВ) і з енергетичною неоднорідністю $\Delta E_{1/2} \approx 0.3 \text{ еВ}$ (на половині висоти розподілу).

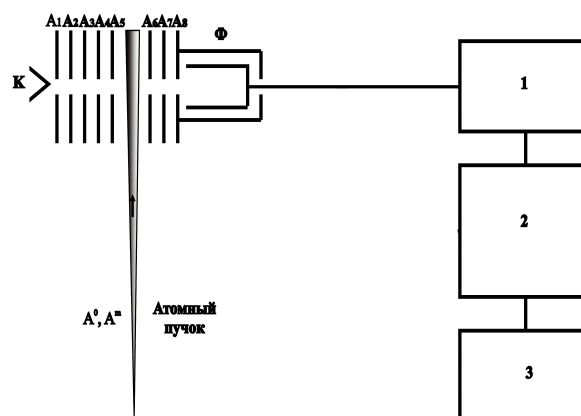


Рис. 1. Схема експериментальної установки: К – катод; А₁-А₅ – електроди електронної гармати; А₆-А₈ – електроди енергоаналізатора електронів; Φ – циліндр Фарадея; А⁰, А^м – атоми в основному і в метастабільному станах відповідно; 1 – цифроаналоговий перетворювач; 2 – підсилювач напруг; 3 – автоматизована система реєстрації розсіяних електронів.

Сила струму пучка електронів при прискорюючому потенціалі в 3 В на електроді А₅ досягала 2 μА. Калібрування енергетичної шкали електронів здійснювалося по енергетичному положенню резонансу утворення негативних іонів SF₆⁻, положення якого визначало нуль шкали (див. рис. 2). З цією метою камера зіткнень наповнювалася газом SF₆.

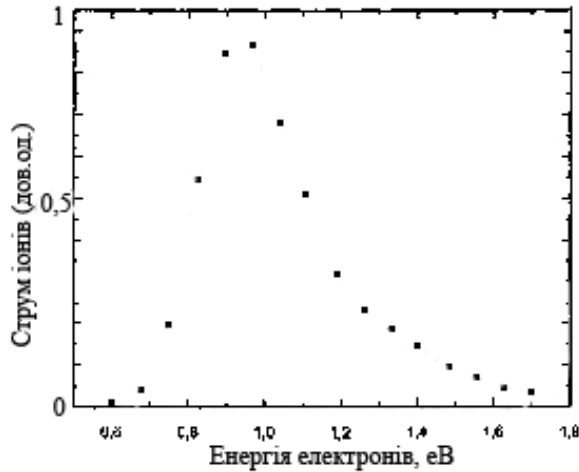


Рис. 2. Залежність струму негативних іонів SF_6^- від енергії електронів.

Для одержання пучка метастабільних атомів Tl був використаний розрядний спосіб збудження. Його суть полягає в тому, що отриманий термічним ефузійним способом пучок атомів Tl , що знаходяться в основному стані, проходить через розрядну камеру, де під дією електронів розряду атоми конвертуються у збуджені стани. Короткоживучі збуджені стани радіаційно розпадаються на місці їх утворення, а сформований колімуючими щілинами і очищений електричним полем конденсатора пучок атомів Tl , який містив атоми в основному і в метастабільному стані, проходив у область взаємодії з пучком електронів. Повніше методику отримання пучка метастабільних атомів описано в роботі [2].

В умовах проведених досліджень параметри атомного пучка в області взаємодії його з пучком електронів були наступними: концентрація атомів Tl у метастабільному $6s^26p^2P_{3/2}$ та в основному $6s^26p^2P_{1/2}$ складала відповідно $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ та $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, кут розходження атомного пучка становив $\sim 8.7 \cdot 10^{-2}$ рад.

Аналіз енергій розсіяних електронів здійснювався енергоаналізатором гальмінового типу [3], який представляв собою систему з трьох плоских електродів з круглими діафрагмами та циліндром Фарадея. Глибокий циліндр Фарадея служив

детектором електронів і розміщувався всередині охоронного електрода циліндричної форми. Потенціали крайніх електродів аналізатора задавалися однаковими і дорівнювали прискорюючому потенціалу V_e , а на середній електрод подавався гальмівний (затримуючий) від'ємного значення потенціал V_r . Роздільність аналізатора при енергії 2 eV досягала величини $5 \cdot 10^{-2}$.

Система реєстрації електронів, які пройшли аналізатор, працювала в аналоговому режимі і складалася з електрометра типу В7-30, двокоординатного ("X-Y") самописця, системи розгортки енергії первинних електронів та системи обробки даних експерименту.

Джерела пучків електронів та атомів, аналізатор енергії електронів були закріплені на зйомному збірному фланці, який поміщався всередині камери зіткнень, зробленої з нержавіючої сталі. Підготовка до вимірювань включала в себе тривале прогрівання й очищення в умовах високого вакууму поверхонь електродів гармати та аналізатора електронів. Робочий вакуум створювали вакуумною системою помпування, яка мала форвакуумну, масляну та магніто-розрядну помпи. Дослідження проводилися при вакуумі $6.5 \cdot 10^{-6}$ Па.

МЕТОДИКА

Процедура експериментальних вимірів проходила наступним чином. На вихідний електрод A_5 гармати та паралельно на вхід „X” двокоординатного самописця подавався лінійно зростаючий потенціал V_e , а на вхід „Y” – сигнал з електрометричного підсилювача. При цьому до середнього електрода аналізатора A_7 прикладали затримуючий від'ємний потенціал V_r , близький по величині до потенціалу катоду. Наявність гальмівного поля передбачає проходження через середній електрод лише тих розсіяних електронів, кінетична енергія повздовжнього руху яких E_n за-

довольняє умові: $E_n > eV_r$, де e – заряд електрона. Враховуючи, що $E_n = (eV_e + eV^m) \cos^2 \alpha$, де V^m – потенціал збудження метастабільного рівня атома, а α – апертурний кут для розсіяних електронів, одержимо умову проходження електронів через аналізатор:

$$(eV_e + eV^m) \cos^2 \alpha > eV_r. \quad (1)$$

Таким чином, кутова апертюра аналізатора визначається вже не тільки його геометрією, але й величинами прискорюючого й затримуючого потенціалів.

Запропонований методичний підхід дав можливість знайти енергетичну залежність ефективного перерізу $\sigma^s(E)$ надпружного розсіяння електронів на метастабільних атомах Tl , яка визначалася як відношення струму надпружно розсіяних електронів до струму первинного пучка електронів в залежності від величини прискорюючого потенціалу.

Процедура визначення абсолютної величини перерізу надпружного розсіяння електронів σ^s здійснювалася наступним чином. В основу розрахунку σ^s покладено її взаємозв'язок із струмом надпружно розсіяних електронів i^s на основі співвідношення:

$$i^s = i_e N^m \sigma^s l, \quad (2)$$

де i^s – струм надпружно розсіяних електронів у діапазоні кутів $\pm \alpha$; i_e – струм первинного електронного пучка; N^m – концентрація метастабільних атомів; l – шлях електронного пучка в атомному пучку.

Для нашого випадку цей вираз доповниться коефіцієнтом пропускання аналізатора k , який зумовлений неоднаковими умовами проходження через нього первинних та надпружно розсіяних електронів, і запишеться у вигляді:

$$\sigma^s = \frac{i^s}{i_e} \frac{1}{N^m k l}. \quad (3)$$

Під σ^s слід розуміти частину інтегрального перерізу надпружного розсіяння електронів в діапазоні кутів розсіяння

$\pm \alpha$, межі якого визначаються кутовим розділенням аналізатора, про що вже сказано вище.

У виразі (3) найбільш складним завданням представлялося визначення величини N^m . Пошук альтернативного шляху виявив можливість визначення σ^s шляхом його нормування на переріз іонізації метастабільних атомів Tl електронним ударом σ_i^m у відповідності з виразом:

$$\sigma^s = \frac{i^s}{i_e^m} \frac{i_e^m}{i_e} \frac{\sigma_i^m}{k}, \quad (4)$$

де i_i^m – струм утворених додатних іонів; i_e^m – струм первинного пучка електронів у вимірах із визначення перерізу іонізації метастабільних атомів; σ_i^m – значення перерізу іонізації атомів Tl з метастабільного стану.

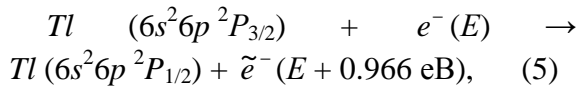
Калібровочний вираз (4) слідує з того, що для однакових експериментальних умов струм утворених додатних іонів i_i^m в процесі іонізації метастабільних атомів дорівнює $i_i^m = i_e^m N^m \sigma_i^m l$.

Величини струмів i^s , i_i^m , i_e та i_e^m вимірювалися безпосередньо електронметром В7-30. Графічні залежності струмів $i^s(V_e)$ та $i_e(V_e)$ записувалися на "X-Y" самописці. Величина k в даному експерименті змінювалася в межах $0.7 \div 0.8$. Значення для σ_i^m бралось з роботи [4].

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Атом Tl дає унікальну можливість для експериментального дослідження непружних процесів їх взаємодій з електронами. Терм основного стану атома Tl дублетний, і його компоненти – $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ та $6s^2 6p^2 P_{1/2}$. Більш глибоким є стан $6s^2 6p^2 P_{1/2}$, в якому і знаходиться атом Tl у природних умовах. Інший – $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ стан є метастабільним і має енергетичне положення 0.966 еВ. В результаті перебігу процесу надпружного розсіяння електро-

нів атоми з метастабільного стану переходять у глибший стан відповідно до реакції:



де $e^-(E)$ – налітаючий електрон з енергією E ; $\tilde{e}^-(E + E^m)$ – розсіяний електрон з енергією $E + E^m$.

У проведених дослідженнях вперше визначено енергетичну залежність $\sigma^s(E)$ ефективного перерізу надпружного розсіяння електронів на метастабільних атомах Tl та його абсолютну величину σ^s . Результат експериментів наведений на рис. 3, де по осі абсцис відкладено енергію налітаючих електронів у одиницях еВ, а по осі ординат – значення перерізу у відносних одиницях. Абсолютна величина перерізу σ^s була визначена для енергії налітаючих електронів 0.4 еВ і досягає значення $8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Відносні похибки при визначенні $\sigma^s(E)$ та σ^s не перевищували відповідно 8% і 60%.

Аналіз рис. 3 показав, що в перерізі розсіяння чітко проглядається структура при енергіях 0.4 еВ та 0.55 еВ. Ця структура представлена у вигляді вузьких резонансів, що накладаються один на одного. Наявність такої структури однозначно вказує на складний механізм перебігу процесу надпружного розсіяння електронів. На нашу думку, суть такого механізму полягає в наступному.

При зіткненні електрона з метастабільним атомом Tl відбувається процес захоплення налітаючого електрона, в результаті чого утворюється якісно нова квантова система – негативний іон Tl^- . Число квантових станів такої системи внаслідок короткодючого атомного потенціалу є скінченим. При цьому найбільш ймовірним слід очікувати утворення енергетичних станів, розташованих найнижче, і, у відповідності до [5-7], слід вважати, що відбувається утворення електронних конфі-

гурацій $6s^2 6p^2$, $6s^2 6p 6d$, $6s^2 6p 7s$, $6s^2 6p 7p$ та $6s^2 6p 5f$ станів Tl^- . У роботі [8] в наближенні LS -зв'язку для цих та інших конфігурацій були знайдені відповідні рівні енергій, які приведені на рис. 4.

Виявлені структурні особливості на кривій $\sigma^s(E)$ (див. рис. 3) із врахуванням енергії метастабільного стану $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ проявляються при енергіях 1.36 еВ та 1.52 еВ.

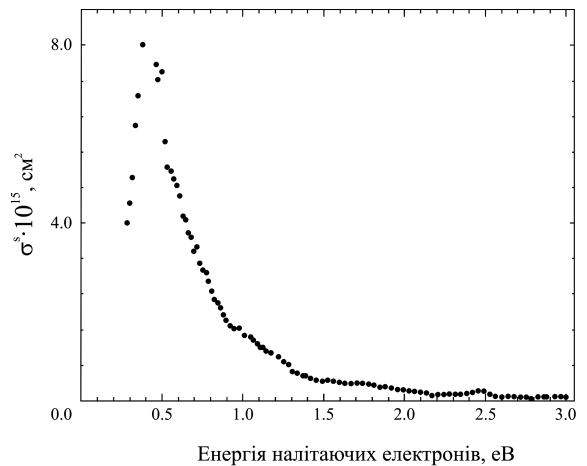


Рис. 3. Енергетична залежність ефективного перерізу надпружного розсіяння електронів на метастабільному $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ стані атома Tl .

Враховуючи дані розрахунків [8] (див. рис. 4) і співставляючи їх з енергетичним розташуванням структурних особливостей в перерізі надпружного розсіяння $\sigma^s(E)$, логічно можна дійти до наступного.

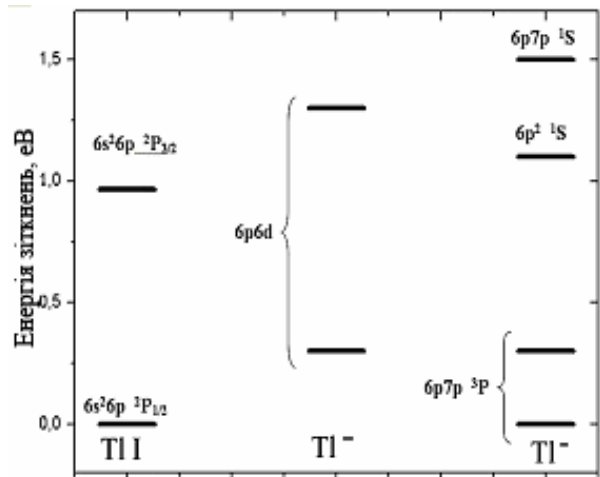


Рис. 4. Діаграма енергетичного положення станів негативного іону Tl^-

Структурна особливість при енергії 0.4 eV близька до енергетичного положення станів $6s^2 6p 6d$ (≈ 1.3 eV), а особливість при енергії 0.55 eV практично співпадає з енергією стану $6s^2 6p 7p \ ^1S$ (1.5 eV).

ВИСНОВКИ

Процес надпружного розсіяння електронів на метастабільних атомах Tl досліджений вперше. Знайдена абсолютна величина перерізу надпружного розсіяння, яка становить $8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (при енергії 0.4 eV), що свідчить про високу ефективність перебігу процесу. В перерізі розсіяння виявлена резонансна структура, яка добре корелює із відомими енергетичними положеннями станів негативного іону талію.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шафраньош И.И., Сегурская Т.А. Алексахин И.С. Особенности возбуждения атома таллия электронами из метастабильного $6^2P_{3/2}$ -состояния // Опт. и спектр. 1990. Т.68. №2. С. 262.

2. Shafranyosh I.I., Margitich M.O. Electron-impact ionization of the metastable $Mg (...2p^6 3s 3p^3 P_{0,2})$ atoms // Z. Phys. D. 1996. V.37. №2. P. 97.
3. Möllenstedt G. Die Elektrostatische Linse als hochauflösender Geschwindigkeit-analysator // Optik. 1949. V. 5. №8. P. 499.
4. Марушка В.І. Федорко Р.О., Маргітич М.О., Шафраньош І.І. Іонізація метастабільних атомів талію // Наук. вісн. Ужгородського ун-ту, сер. Фіз. 2007. №20. С. 50.
5. Мессі Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 755 с.
6. Buckman S.J., Clark C.W. Atomic negative-ion resonances // Rev. Mod. Phys. 1994. V.66. №2. P. 539.
7. Andersen T. Atomic negative ions: structure, dynamics and collisions // Phys. Rep. 2004. V. 394. №4-5. P. 157.
8. Bartschat K., Scott N.S. Resonances in the low-energy scattering of electrons by atomic thallium // J. Phys. B. 1984. V. 17. №18. P. 3787.

PROCESS OF ELECTRONS SUPERELASTIC DIFFUSION ON METASTABLE THALLIUM ATOMS

R.O.Fedorko, V.I.Marushka, I.I.Shafranyosh

54 Voloshyn str., Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod

In conditions of intercrossing electronic and atomic beams, the process of super-elastic electrons' diffusion was investigated on the metastable thallium atoms. The absolute value of the super-elastic process section is found; it reaches $8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ at the energy of 0.4 eV. On the obtained energetic dependence of the super-elastic process section, the structure, connected with formation of negative ions in the process of electron-atomic collisions, is found out.