

Г.М. ГОМОНАЙ, Ю.І. ГУТИЧ, О.І. ГОМОНАЙ

Інститут електронної фізики НАН України

(Вул. Університетська, 21, Ужгород 88017; e-mail: annagomonai@rambler.ru)

АБСОЛЮТНІ ПЕРЕРІЗИ s- І d-ІОНІЗАЦІЇ ІОНА In^+ ПРИ ЗІТКНЕННЯХ З ПОВІЛЬНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ

УДК 539.186

Спектроскопічним методом в умовах пучків іонів та повільних електронів, що перетинаються під кутом 90° , досліджено ефективні перерізи s- і d-іонізації іона In^+ . Описано методикку визначення абсолютних величин парціальних перерізів іонізації іонів електронним ударом. Визначено абсолютні перерізи s- і d-іонізації іона In^+ електронним ударом, які при енергії електронів 100 eV дорівнюють $2,1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ та $5,2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, відповідно. Отримані дані свідчать про важливу роль процесу збудження-автоіонізації, який дає суттєвий внесок у переріз іонізації іонів електронним ударом.

Ключові слова: індій, електрон-іонні зіткнення, іонізація зі збудженням, парціальні перерізи іонізації, збудження-автоіонізація.

1. Вступ

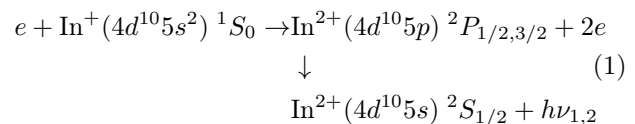
Іонізація електронним ударом є одним із найбільш фундаментальних атомних процесів зіткнень. Її значення для всіх видів плазми стимулювало експериментальні і теоретичні дослідження, які отримали новий імпульс у зв'язку з дослідженнями з керованого термоядерного синтезу. Перерізи іонізації визначають перебіг основних елементарних процесів у багатьох приладах, таких як магніто-гідродинамічні генератори, різноманітні газонаповнені та електровакуумні прилади, оптичні квантові генератори тощо. Дані про іонізацію іонів електронами знаходять застосування під час дослідження процесів у верхніх шарах атмосфери та при вивченні космічного простору.

Процес іонізації позитивних іонів електронним ударом на сьогодні досліджено для цілого ряду елементів [1, 2]. Інтенсивні дослідження протягом останніх десяти років не тільки забезпечили значну кількість атомних констант, а і відкрили нове фізичне розуміння механізмів іонізації [3]. У таких експериментах, як правило, використовується мас-спектрометричний метод дослідження, яким визначають повні перерізи іонізації іонів, зумовлені викиданням електронів як із зовнішніх, так і з внутрішніх оболонок. Однак, цей метод дослідження не дозволяє визначити безпосередньо переріз

іонізації кожної оболонки окремо (парціальні перерізи іонізації).

Суттєвим моментом при відриві електрона із внутрішніх підоболонок іона є утворення іонів різної зарядності у збуджених станах. У ряді випадків такі стани є стабільними по відношенню до автоіонізації, і розпадаються радіаційно. Тому, дослідження збудження спектральних ліній, які випромінюють при цьому, дає можливість визначити ефективні перерізи відриву електронів із відповідних оболонок, і тим самим оцінити парціальні перерізи іонізації. Отримати такі дані можна спектроскопічним методом при дослідженні процесу іонізації зі збудженням. Раніше нами були проведені дослідження s-іонізації іонів K^+ , Rb^+ і Cs^+ [4] та s- і d-іонізації іона Tl^+ [5, 6] електронним ударом.

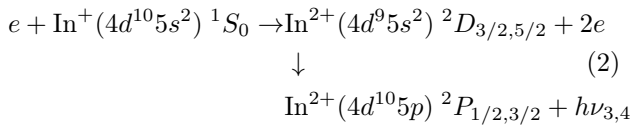
У даній роботі наведені результати визначення абсолютних перерізів s- і d-іонізації іона In^+ електронним ударом на основі експериментально виміряних емісійних перерізів збудження $4d^{10}5p \ ^2P_{1/2,3/2}$ рівнів іона In^{2+} у результаті процесу s-іонізації зі збудженням



($\lambda_1 = 174,9 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 162,6 \text{ нм}$)

© Г.М. ГОМОНАЙ, Ю.І. ГУТИЧ, О.І. ГОМОНАЙ, 2014

та $4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2,5/2}$ рівнів In^{2+} у результаті d -іонізації зі збудженням



($\lambda_3 = 153,3$ нм, $\lambda_4 = 185,0$ нм).

2. Експериментальна апаратура

Дослідження проводились в умовах перетину електронного та іонного пучків під кутом 90° зі спостереженням досліджуваного випромінювання у напрямку, перпендикулярному до площини перетину пучків. Основні вузли експериментальної установки детально описані в низці робіт [7–9], тому ми зупинимось тільки на тих аспектах техніки експерименту, які притаманні даним дослідженням.

Отримання стабільного за величиною та у часі пучка іонів індію є складним завданням, що зумовлено фізико-хімічними властивостями досліджуваного металу. Зокрема, потрібний тиск насичених парів (10^{-1} – 1 Па) атомів індію у джерелі досягається при температурах 900 – 1000 $^\circ\text{C}$, значно вищих за температуру плавлення (156 $^\circ\text{C}$), а при високих температурах середовище з парами металічного індію є хімічно-агресивним, що призводить до руйнування окремих елементів конструкції джерела іонів та до інтенсивного утворення його рідкої фази на керамічних ізоляторах. З врахуванням сказаного вище нами було розроблено та виготовлено джерело іонів [9], яке забезпечувало стабільний за величиною та у часі пучок позитивних однозарядних іонів індію в основному стані при енергії 800 еВ зі струмом $1,6 \cdot 10^{-6}$ А.

Іонний пучок перегинався з пучком електронів, сформованим трианодною електронною гарматою. В інтервалі енергій 20 – 120 еВ струм електронного пучка дорівнював $(2,0$ – $2,4) \cdot 10^{-4}$ А, а енергетична неоднорідність (моноенергетичність) електронів становила $1,5$ еВ. Точність калібрування енергетичної шкали дорівнювала $\pm 0,05$ еВ. Вакуум у камері зіткнень підтримувався на рівні $P \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Па.

Із камери зіткнень випромінювання потрапляло у вакуумний монохроматор, виготовлений за схемою Сейя–Наміока, обернена лінійна диспер-

сія якого становила $d\lambda/dl \sim 1,7$ нм/мм. Як детектор випромінювання використовувався “сонячно-сліпий” фотоелектронний помножувач ФЭУ-142, який охолоджувався водою. Величина відношення сигналу до фону дорівнювала $1/10$ – $1/20$. Середньоквадратична похибка відносних вимірів не перевищувала 20% .

3. Вимірювання енергетичних залежностей відносних емісійних перерізів іонізації зі збудженням електронним ударом

Дослідження електронного збудження спектральних переходів іона In^{2+} у результаті s - та d -іонізації іона In^+ електронним ударом включало вимірювання оптичних функцій електронного збудження $f(E)$ спектральних ліній з довжинами хвиль, відповідно, $174,9$ нм, $162,6$ нм та $153,3$ нм, $185,0$ нм. Для цього проводилося сканування енергії електронів E та вимірювання величини корисного сигналу досліджуваного процесу при кожній конкретній енергії протягом рівних проміжків часу. У кожній точці корисний сигнал нормувався на повний струм електронів. Зазначимо, що експериментально виміряна функція збудження $f_{\text{exp}}(E)$ відрізняється від істинної $f_{\text{real}}(E)$. Це пояснюється тим, що оскільки електрони у пучку мають деякий реальний розподіл за енергією $g(E)$, то функція $f_{\text{exp}}(E)$ в дійсності є згортокою двох функцій $g(E)$ та $f_{\text{real}}(E)$. Розходження між $f_{\text{exp}}(E)$ та $f_{\text{real}}(E)$ зменшується при використанні електронних пучків з високою моноенергетичністю. Однак, різні методи монохроматизації значно зменшують величину електронного струму, і тому можуть використовуватися лише при дослідженні найбільш інтенсивних спектральних переходів.

Виміряні нами функції електронного збудження переходів $4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2} \rightarrow 4d^{10} 5s^2 \ ^2S_{1/2}$ іона In^{2+} (1) та переходів $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2}$ іона In^{2+} (2) при зіткненнях повільних електронів з іонами In^+ та відповідні їм перерізи у відносних одиницях приведено у роботах [8, 10]. На рис. 1 наведено суми оптичних функцій збудження спектральних ліній $174,9$ нм і $162,6$ нм (крива 1) та $153,3$ нм і $185,0$ нм (крива 2), які відповідають перерізам s - та d -іонізації іона In^+ , відповідно. Як бачимо, на обох досліджуваних кривих спостерігається структура. Відомо, що оптичні функції збу-

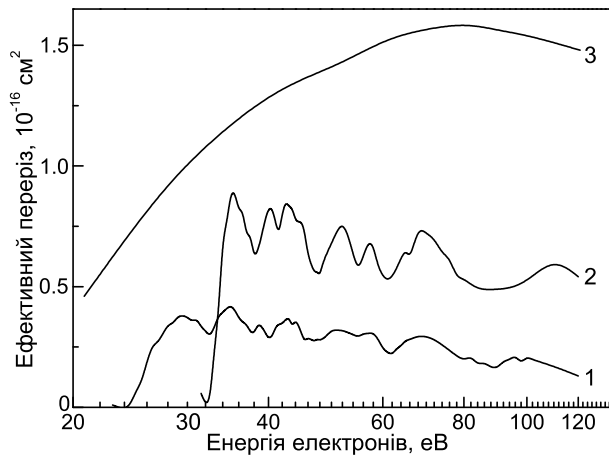


Рис. 1. Абсолютні перерізи *s*-іонізації (1), *d*-іонізації (2) та повної іонізації (3) [20] іона In^+ електронним ударом

дження несуть у собі інформацію як про прямий процес, так і про всі додаткові процеси, можливі при даній енергії електронів. Саме додаткові процеси проявляються на досліджуваних кривих у вигляді особливостей – максимумів та мінімумів. Аналіз отриманих результатів показав, що в області енергій цих особливостей розташовані автоіонізаційні стани індію (як атомарні, так і іонні) [11–14]. На нашу думку, природа максимумів та мінімумів на досліджуваних кривих пов’язана саме зі збудженням та наступним електронним розпадом (безпосередньо чи через каскадні переходи) автоіонізаційних станів на рівні $4d^{10}5p$ і $4d^95s^2$ конфігурацій іона In^{2+} (так званий процес збудження-автоіонізація).

4. Визначення абсолютних величин перерізів

Згідно з [15] ефективний переріз збудження досліджуваного оптичного переходу з довжиною хвилі λ при електрон-іонних зіткненнях можна визначити за формулою:

$$\sigma_\lambda = \frac{e^2 v_i v_e \Phi_\lambda}{I_i I_e (v_i^2 + v_e^2)^{1/2}} F, \quad (3)$$

де Φ_λ – кількість фотонів з довжиною хвилі λ , що випромінюються за одиницю часу з одиниці об’єму в результаті зіткнення електронів з іонами, I_i та I_e – густини струмів відповідно іонного та електронного пучків, v_i та v_e – середні швидкості

іонів та електронів у пучках, e – заряд електрона, F – коефіцієнт, який характеризує рівномірність розподілу густини струмів за перерізом пучків (формфактор). Цей коефіцієнт визначається за формулою

$$F = \frac{\int i(z) dz \int j(z) dz}{\int i(z) j(z) dz}, \quad (4)$$

де $i(z)$ та $j(z)$ – залежність відповідно електронного та іонного струмів від висоти пучків. При правильному виборі геометрії пучків, що перетинаються, формфактор F знаходиться у межах від 0,9 до 1.

Позначимо кількість зареєстрованих фотонів за одиницю часу (тобто корисний сигнал) як

$$C = \Phi_\lambda \eta, \quad (5)$$

де η – спектральна чутливість експериментальної апаратури, а відносну швидкість частинок у пучках (у площині xy) як

$$V = v_i v_e \sin \theta / (v_i^2 + v_e^2 - 2v_i v_e \cos \theta)^{1/2}. \quad (6)$$

Тоді, із врахуванням перетину пучків під прямим кутом ($\theta = 90^\circ$), вираз ефективного перерізу збудження спектральної лінії електронним ударом (3) набуває вигляду

$$\sigma_\lambda = \frac{C}{\eta} \frac{e^2}{I_i I_e} V F, \quad (7)$$

де C/η – швидкість утворення фотонів. Відзначимо, що всі величини, які входять у формулу (7), безпосередньо вимірюються в експерименті. Це є однією з переваг методу пучків, що перетинаються.

Найбільш складним завданням на практиці є визначення спектральної чутливості системи детектування η . Зазвичай, для її визначення проводять порівняння інтенсивності досліджуваного випромінювання з абсолютним стандартом. Однак, досліджувані нами спектральні лінії потрапляють у діапазон довжин хвиль 100–200 нм, тобто у ВУФ область спектра, для якої найбільш точним каліброваним джерелом є синхротронне випромінювання, можливість використання якого була відсутня. Альтернативною методикою визначення спектральної чутливості установки, яка добре зарекомендувала себе на практиці, є використання як

каліброване джерело випромінювання одного з залишкових газів, що збуджується електронним ударом. Суть її полягає в тому, що, як бачимо з формули (7), за незмінних умов вимірювань спектральна чутливість η_λ є функцією тільки ефективного перерізу збудження спектральної лінії σ . Таким чином, знаючи перерізи електронного збудження декількох спектральних ліній даного газу, можна визначити відносну спектральну чутливість системи детектування. У нашому випадку дискретні значення функції $\eta_\lambda = f(\lambda)$ визначалися із формули

$$\eta_{\lambda_i} = \frac{C_i \sigma_1}{C_1 \sigma_i} \eta_{\lambda_1}, \quad (8)$$

де η_{λ_i} та η_{λ_1} – значення чутливості для двох спектральних ліній з довжинами хвиль, відповідно, λ_i та λ_1 , C_i та C_1 – виміряні сигнали на цих довжинах хвиль, σ_i та σ_1 – відповідні їм ефективні перерізи збудження. Індексом 1 позначена спектральна лінія, для якої η_λ прийнято за одиницю, а i набуває стільки значень, скільки є ліній з відомими перерізами збудження.

У даній роботі відносна спектральна чутливість системи детектування випромінювання була визначена за перерізами збудження спектральних ліній водню та азоту електронним ударом. Для цього нами було проведено дослідження спектра електронного збудження залишкових газів в області довжин хвиль 100–200 нм при енергії електронів 100 еВ, струмі $4 \cdot 10^{-3}$ А та тиску в камері зіткнень $\sim 10^{-3}$ Па та 10^{-5} Па (рис. 2). Ідентифікація виміряних спектральних ліній здійснювалася виходячи з літературних даних [16]. Найбільш інтенсивною у дослідженому спектрі виявилася лінія атомарного водню $\lambda 121,6$ нм, яка спостерігається в обох випадках. Інші п'ять ліній були ідентифіковані як лінії атомарного азоту. Зазначимо, що при покращенні вакууму інтенсивність ліній зменшується на порядок, що приводить до зменшення фону. Тому дослідження енергетичних залежностей електронного збудження спектральних ліній іона In^{2+} проводилося при вакуумі не гірше 10^{-6} Па.

Визначену таким чином залежність відносної спектральної чутливості системи детектування випромінювання η_λ від довжини хвилі наведено на рис. 3.

На підставі визначених значень η_λ із формули (8) можна визначити ефективний переріз збуд-

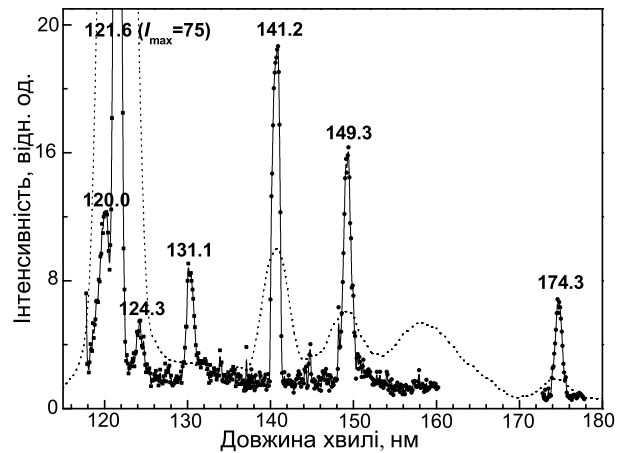


Рис. 2. Спектр випромінювання залишкового газу при енергії електронів 100 еВ, струмі $4 \cdot 10^{-3}$ А та тиску в камері зіткнень 10^{-5} Па (суцільна лінія) і 10^{-3} Па (штрихована лінія)

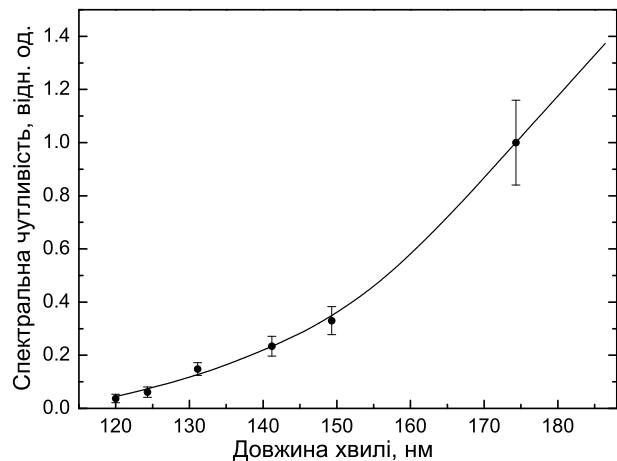


Рис. 3. Відносна спектральна чутливість системи детектування випромінювання

ження σ_i :

$$\sigma_i = \frac{\eta_{\lambda_1} C_i}{\eta_{\lambda_i} C_1} \sigma_1. \quad (9)$$

За лінію, позначену індексом 1, ми вибрали лінію на довжині хвилі $\lambda 158,6$ нм, що відповідає резонансному переходу $5s5p \ ^1P_1^o \rightarrow 5s^2 \ ^1S_0$ іона In^+ . Абсолютна величина ефективного перерізу збудження електронним ударом цієї лінії отримана нами шляхом нормування експериментальних даних при енергії 300 еВ на результати розрахунку, виконаного напіврелятивістським методом

спотворених хвиль за допомогою Лос-Аламос коду [17]. Визначена таким чином величина перерізу при енергії 300 еВ дорівнювала $3,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ (при 100 еВ $-5,0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$). Необхідно зауважити, що отримане значення виявилось у два рази більшим, ніж при нормуванні експериментальних даних на розрахунок, виконаний за напівемпіричною формулою Ван-Регемортера [18], як це було зроблено нами у більш ранній роботі [8]. На нашу думку, нормування на напіврелятивістський розрахунок є більш правильним. Це підтверджується також даними роботи [19], в якій розрахунки перерізів збудження іонів металів електронним ударом напіврелятивістським методом спотворених хвиль за допомогою Лос-Аламос коду добре узгоджуються як з експериментальними даними, так і з розрахунками, виконаними іншими методами, зокрема методом R-матриці.

Абсолютні величини $\sigma(E)$ перерізів *s*- та *d*-іонізації іона In^+ , отримані нами у даній роботі, наведено у таблиці. Похибка визначення абсолютних значень ефективних перерізів досліджуваних ліній іона In^{2+} не перевищувала 50% і, переважно, визначалася похибками відносних вимірів (20%), визначення відносної спектральної чутливості (16%) та точністю розрахунку (10%).

Отримані величини $\sigma(E)$ свідчать про досить велику ефективність ($\sim 10^{-17} \text{ см}^2$) як процесу *s*-іонізації (σ^s), так і процесу *d*-іонізації (σ^d) іонів In^+ електронним ударом, порівнянчу з повним перерізом іонізації іона In^+ , який досліджено мас-спектрометричним методом у роботі [20]. Порівняння величин отриманих перерізів *s*- (крива 1) і *d*-іонізації (крива 2) та повного перерізу іонізації іона In^+ (крива 3), наведених на рис. 1, вказує на те, що у процесі іонізації цього іона електронним ударом не менше 50% іонів In^{2+} утворюються у збуджених станах. Це може бути пояснено тим, що у досліджуваному процесі важливу роль

відіграють непрямі процеси, пов'язані з автоіонізаційними явищами, зокрема процес збудження-автоіонізація, який може давати вагомий внесок у прямий процес. Як відомо, відмінною рисою перерізу електронного збудження іонів є кінцеве (і переважно максимальне) значення у порозі збудження. Тому, збудження автоіонізаційних станів з їх наступною автоіонізацією може призводити до різкого скачка перерізу іонізації та змінювати його аж до порядку величини. З аналізу отриманих результатів випливає, що у досліджуваних процесах основну роль відіграють автоіонізаційні стани, утворені в результаті збудження електронів з субвалентної $4d^{10}$ оболонки, тобто роль міжелектронних кореляцій для таких багатоелектронних систем, як іон In^+ є значною.

5. Висновки

Досліджено енергетичні залежності ефективних перерізів збудження спектральних ліній ($\lambda 174,9 \text{ нм}$, $\lambda 162,6 \text{ нм}$ та $\lambda 153,3 \text{ нм}$, $\lambda 185,0 \text{ нм}$), що відповідають переходам $4d^{10}5p^2 P \rightarrow 4d^{10}5s^2 S$ та $4d^9 5s^2^2 D \rightarrow 4d^{10}5p^2 P$ іона In^{2+} , у результаті *s*- та *d*-іонізації іона In^+ електронним ударом.

На досліджуваних кривих виявлено структуру, яку пояснено внеском у прямий процес іонізації зі збудженням додаткового процесу – збудження та електронного розпаду автоіонізаційних станів (збудження-автоіонізація).

Визначено абсолютні ефективні перерізи *s*- і *d*-іонізації іона In^+ електронним ударом, які становлять 10^{-17} см^2 за порядком величини. Для цього було визначено відносну спектральну чутливість системи детектування випромінювання в області довжин хвиль 100–200 нм, а також ефективний переріз збудження електронним ударом резонансної лінії $\lambda 158,6 \text{ нм}$ ($5s5p^1 P_1 \rightarrow 5s^2^1 S_0$) іона In^+ шляхом нормування експериментальних даних при енергії 300 еВ на результати розрахунку, виконаного напіврелятивістським методом спотворених хвиль за допомогою Лос-Аламос коду.

Показано, що у процесі іонізації іона In^+ електронним ударом до 50% іонів In^{2+} утворюються у збуджених станах.

Абсолютні величини перерізів *s*- і *d*-іонізації іона In^+ електронним ударом ($\times 10^{-17} \text{ см}^2$)

№	Перехід	λ , нм	σ	σ^s	σ^d
1	$4d^{10}5p^2 P_{1/2} \rightarrow 4d^{10}5s^2 S_{1/2}$	174,9	0,7	2,1	
2	$4d^{10}5p^2 P_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5s^2 S_{1/2}$	162,6	1,4		
3	$4d^9 5s^2^2 D_{5/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2 P_{3/2}^o$	185,0	2,0		5,2
4	$4d^9 5s^2^2 D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2 P_{1/2}^o$	153,3	3,2		

1. M.E. Bannister, AIP Conference Proceedings **771**, 172 (2005).
2. S.D. Loch, J.M. Munoz Burgos, and C.P. Ballance *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **194**, 012021 (2009).

3. A. Müller, Zeitschrift für Physik D: Atoms, Molecules and Clusters **21**, S39 (1991).
4. А.И. Имре, А.И. Запесочный, А.Н. Гомонай, Е.Э. Контрош, УФЖ **31**, 1141 (1986).
5. А.Н. Гомонай, УФЖ **32**, 826 (1987).
6. Г.М. Гомонай, А.Й. Имре, УФЖ **31**, 170 (1996).
7. E.V. Ovcharenko, A.I. Imre, A.N. Gomonai, and Yu.I. Hutych, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **43**, 175206 (2010).
8. A. Gomonai, E. Ovcharenko, A. Imre, and Yu. Hutych, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **233**, 250 (2005).
9. А.Й. Имре, Г.М. Гомонай, Є.В. Овчаренко, Ю.І. Гутич, Пристрій для отримання пучка позитивних іонів металів з низькою пружністю насичених парів. Патент України на винахід № 85999 від 25.03.2009 р., бюл. № 6/2009.
10. K.S Bhatia, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **11**, 2421 (1978).
11. G. Duffy and P. Dunne, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34**, L173 (2001).
12. D. Kilbane, J-P. Mosnier, E.T. Kennedy, J.T. Costello, and P. van Kampen, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **39**, 773 (2006).
13. А.Н. Рябцев, С.С. Чурилов, Э.Я. Кононов, Опт. и спектр. **102** 396 (2007). А.Н. Ryabtsev; S.S. Churilov, E.Ya Kononov, Optics and Spectroscopy **102**, 354 (2007).
14. A.N. Gomonai, Yu.I. Hutych, and A.I. Gomonai, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **311**, 37 (2013).
15. M.F.A. Harrison, Br. J. Appl. Phys. **17**, 371 (1966).
16. M. Mumma and E. Ziff, The Journal of Chemical Physics **55**, 5582 (1971).
17. <http://aphysics2.lanl.gov/cgi-bin/ION/runlanl08d.pl>
18. H. Van Regemorter, Astrophys. J. **136**, 906 (1962).
19. L. Sharma, A. Surzhykov, R. Srivastava, and S. Fritzsche, Phys. Rev. A **83**, 062701 (2011).
20. E.W. Bell, N. Djurij, and G.H. Dunn, Phys. Rev. A **48**, 4286 (1993).

Одержано 02.10.2013

А.Н. Гомонай, Ю.И. Гутич, А.И. Гомонай

АБСОЛЮТНЫЕ СЕЧЕНИЯ s -
И d - ИОНИЗАЦИИ ИОНА In^+ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
С МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Резюме

Спектроскопическим методом в условиях пучков ионов и медленных электронов, пересекающихся под углом 90° , исследованы эффективные сечения s - и d -ионизации иона In^+ электронным ударом. Описана методика определения абсолютных величин парциальных сечений ионизации ионов электронным ударом. Определены абсолютные величины сечений s - и d -ионизации, которые при энергии электронов 100 эВ равны $2,1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ и $5,2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, соответственно. Полученные результаты свидетельствуют о важной роли процесса возбуждения-автоионизации, который дает существенный вклад в сечение ионизации ионов электронным ударом.

А.Н. Гомонай, Ю.И. Гутич, А.И. Гомонай

ABSOLUTE CROSS-SECTIONS
OF s - AND d -IONIZATIONS OF In^+ IONS AT THEIR
COLLISIONS WITH SLOW ELECTRONS

Summary

Effective cross-sections of s - and d -ionization of In^+ ions by electron impact have been studied using a spectroscopic technique, when the ion and slow-electron beams cross each other at the right angle. A method of determination of the partial cross-sections for the ion ionization by electron impact is described. The absolute values of s - and d -ionization cross-sections for In^+ ions were found to equal 2.1×10^{-17} and $5.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, respectively. The results obtained testify to the important role of the excitation-autoionization process that makes a substantial contribution to the electron-impact ionization cross-section of ions.