

ДОСЛІДЖЕННЯ ІОНІЗАЦІЇ АТОМУ АРГОНУ ЕЛЕКТРОННИМ УДАРОМ ПО ВИПРОМІНЮВАННЮ У ВУФ ОБЛАСТІ СПЕКТРУ

В.-Ф.З.Пап

Ужгородський державний університет, 88000, Ужгород, вул.Волошина, 54

Експериментально досліджені ефективні перерізи збудження спектральних ліній з станів $3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2}$ ArII і $3s^1 3p^5 \ ^1P_1$ ArIII від порогу до 400eV. Обговорюється механізм утворення s- і sp-вакансії у зовнішній електронній оболонці аргону, вплив Оже-розпаду вищерозташованих автоіонізаційних рівнів та можливість одержання відповідних парціальних ефективних перерізів іонізації.

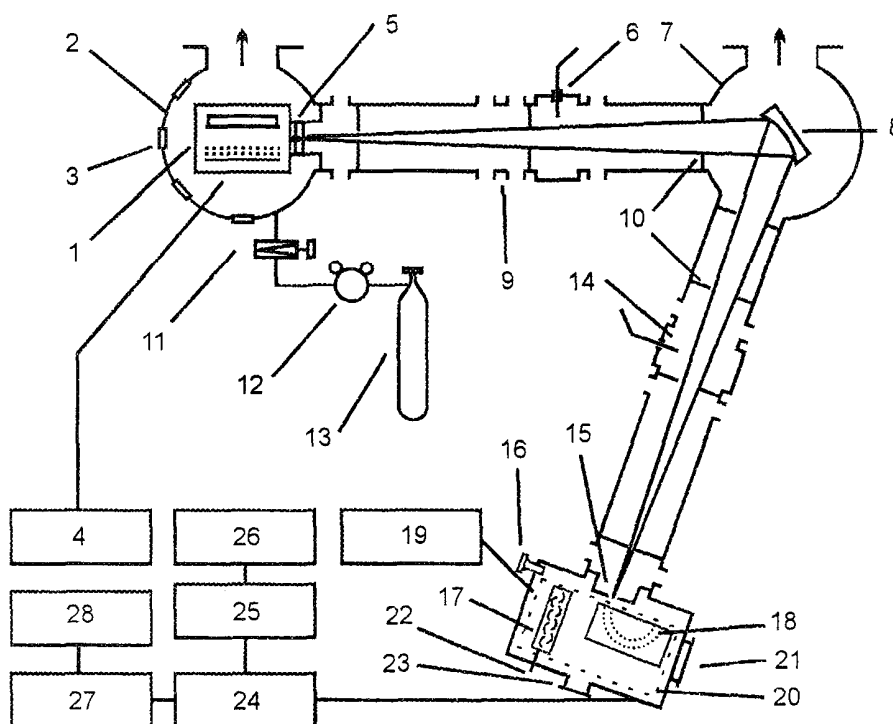
Дослідженню іонізації атомів інертних газів електронним ударом присвячено чимало експериментальних робіт, наприклад [1-9], що виконані, в основному, електричним методом. Однак, при зіткненні атому з електронами збуджується велика кількість станів, які належать одно- і двозарядним іонам, пов'язані з відривом (або збудженням) електронів з різних (в тому числі з внутрішніх) оболонок і розпадаються радіаційно. Оптичні функції збудження відповідних ліній є найбільш точним джерелом інформації про вклад даної підоболонки в утворення іонів різної кратності, фізику взаємовпливу підоболонки при електрон-атомних зіткненнях тощо. Випромінювання для вказаних вище типів переходів, лежить у вакуумно ультрафіолетовій (ВУФ) області спектру і, через експериментальні труднощі, результати відомих досліджень є не повними, носять окремий, розрізнений характер. Тому, важко провести кількісний аналіз ймовірності і механізму протікання різних процесів іонізації. Для вирішення цієї проблеми потрібні надійні дані по ефективним перерізам збудження основних радіаційних переходів, що одержані при однакових умовах експерименту. Нами

створена установка і виконані широкі, систематичні дослідження ефективних перерізів збудження основних спектральних ліній одно- і двозарядних іонів неону, аргону, криптону і ксенону. В даній роботі приведені результати для процесів відриву одного 3s і одночасного видалення з атому 3s- і 3p-електронів при зіткненні атому аргону з електроном.

ВУФ спектри випромінювання інертних газів, збуджених електронним ударом, складаються із великої кількості атомарних та іонних ліній. Тому, для їх досліджень, необхідна експериментальна установка з високими спектральними характеристиками і можливістю реєстрації слабкого свічення. Головною частиною нашої установки (див. мал.1) є камера зіткнень з електронною гарматою. На відміну від джерел електронів, що використовували автори інших робіт, з метою одержання відносно великого об'єму зіткнень, нами розроблена чотирьох електродна електронна гармата з активною частиною катоду $3 \cdot 20 \text{мм}^2$. Камера відкачувалась надвисоково-вакуумним агрегатом до тиску $p \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{Па}$, а робочий тиск інертних газів в області зіткнень електронів з атомами, складав $p \leq 8 \cdot 10^{-3} \text{Па}$.

Такі умови дозволили збільшити корисний сигнал для реєстрації випромінювання і, одночасно, зберегти високу чистоту експерименту. Випромінювання, що виникало в результаті зіткнень електронів з атомами, аналізувалось у діапазоні спектру $\lambda\lambda$ 35...300нм вакуумно-ультрафіолето

вим монохроматором, зібраним по схемі Сейя-Наміока. В ній використовувались решітки з 1200штр/мм і максимумом концентрації світла в області $\lambda\lambda$ 70...190нм і $\lambda\lambda$ 120...300нм.



Мал.1.Схема експериментальної установки:

1-електронна гармата, 2-камера зіткнень, 3,23-віконця, 4-джерела живлення електронної гармати, 5,15-вхідна і вихідна щілини, 6-вакуумний вентиль, 7-камера вакуумного монохроматора, 8-дифракційна ґратка, 9-сильфон, 10-світлові діафрагми, 11-гольчатий натікач, 12-редуктор, 13-балон з інертним газом, 14-вакуумна заслінка, 16-мікрогвинт регулювання ширини вхідної щілини. 17,18-ФЕП і КВЕП-4, 19-електроживлення ФЕП і КВЕП-4, 20-рухома платформа, 21-регулювальний гвинт, 22-електричний ввід ФЕП, 24-попередній підсилювач, 25-вимірювач швидкості лічби (ВШЛ), 26-електронний автоматичний потенціометр, 27-ширококутний підсилювач, 28-реверсивний програмний лічильник.

Обернена величина дисперсії складала 0,7нм. Камера зіткнень і монохроматор відкачувались диференційовано. Світловий потік, пройшовши через

монохроматор, реєструвався фотоелектричними детекторами, що були розміщені в окремому блоці і відкачувались автономно до тиску

$p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Па. Детектором в області $\lambda < 140$ нм був каналовий вторинний електронний помножувач (КВЕП), а при $\lambda > 140$ нм – фотоелектронний помножувач (ФЕП) з LiF віконцем.

Реєструюча апаратура для вимірювання функцій збудження працювала у режимі лічби окремих фотоелектронів. При запису спектрів випромінювання сигнал реєструвався широкосмуговим підсилювачем, вимірювачем швидкості лічби і електронним автоматичним потенціометром (ЕППВ).

Для визначення величин ефективних перерізів збудження спектральних ліній чутливість спектрофотометричної установки була прокалібрована в абсолютних одиницях з використанням надійно відомих із теоретичних і експериментальних досліджень ефективних перерізів відповідних ліній.

Величина інтенсивності випромінювання J_{jk} з частотою ν_{jk} із об'єму $V = L \cdot S$, за умовою однократності зіткнень електронів з атомами

$$J_{jk} = N_0 \frac{i}{e} Q_{jk} h \nu_{jk} L, \quad (1)$$

де N_0 —концентрація атомів в основному незбудженому стані, Q_{jk} —ефективний переріз збудження лінії на частоті ν_{jk} , а S , L —висота та площа перерізу об'єму зіткнення відповідно.

Для одержання Q_{jk} необхідно експериментально визначити абсолютне значення інтенсивності J_{jk} , концентрацію атомів N_0 , струм i та L .

При фотоелектричній реєстрації J_{jk} з фотострумом I_{jk}^{Φ} пов'язаний співвідношенням

$$k(\lambda_{jk}) = \frac{I_{jk}^{\Phi}}{J_{jk}}, \quad (2)$$

де $k(\lambda_{jk})$ — коефіцієнт чутливості апаратури на довжині хвилі λ_{jk} . Із (1) і (2) одержуємо

$$k(\lambda_{jk}) = \frac{e I_{jk}^{\Phi} \lambda_{jk}}{hc L N_0 i Q_{jk}}. \quad (3)$$

Використавши (3), експериментальні дані I_{jk}^{Φ} та відомі ефективні перерізи Q_{jk} для ліній λ_{jk} можна побудувати графік спектральної залежності чутливості установки у заданій області довжин хвиль. Невідома величина ефективного перерізу Q_{mn}^x досліджуваної спектральної лінії λ_{mn}^x знаходиться згідно формули

$$Q_{mn}^x = \frac{e}{hcL} \frac{I_{mn}^{\Phi x} \lambda_{mn}^x}{k(\lambda_{mn}^x) N_0^x i^x}. \quad (4)$$

Ефективні перерізи збудження спектральних ліній для калібровки чутливості експериментальної установки запозичені з робіт [10-12].

Вимірювання функцій збудження проводилися в межах енергій від порогу збудження спектральних ліній до 450 еВ. Енергетична неоднорідність 90% електронів не перевищувала 1-1,5 еВ. Відносна похибка вимірювань складала 2-3%, а абсолютні величини ефективних перерізів визначені з похибкою $\pm 25-30\%$, що перш за все обумовлено неточністю даних [10-12], прийнятих за еталонні. Контрольні експерименти показали відсутність помітного самопоглинання випромінювання в області зіткнень.

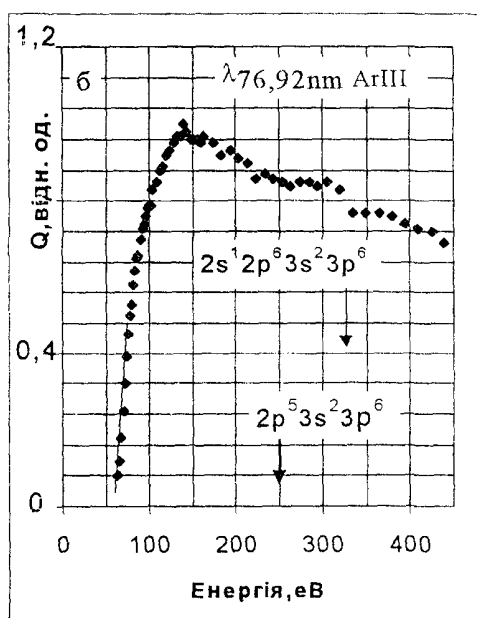
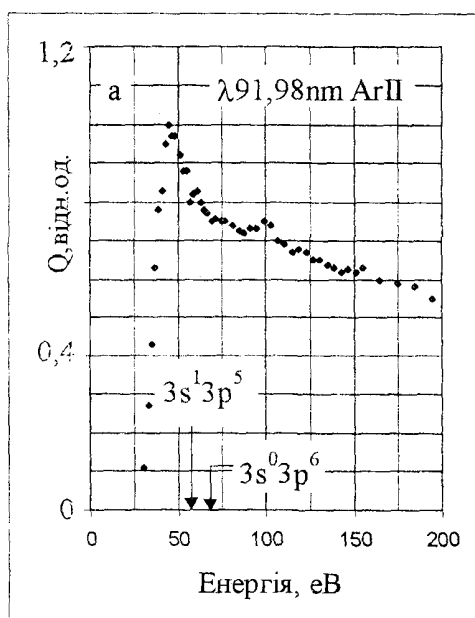
На мал.2а приведена функція збудження спектральної лінії $\lambda 91,98$ нм ArII ($3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2} \rightarrow 3p^5 \ ^2P_{3/2}$), яка є джерелом інформації про парціальний ефективний переріз однократної іонізації атому аргону електронним ударом, викликаної відривом $3s$ -електрону. Її дослідженню присвячено декілька робіт [13-18], але навіть відповідні енергетичні залежності ефективності збудження є подібними тільки в загальних рисах—спостерігаються два максимуми. Різниця значень абсолютних величин перерізу, одержаних різними авторами в деяких випадках перевищує 100%.

Форма кривої мал.2а знаходиться в задовільній узгодженості з результатами [10,12,14]. В заселенні верхнього $3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2}$ стану роль можуть грати— Оже-

розпад автоіонізаційних рівнів і радіаційні каскадні переходи.

Перший максимум на кривій 2а при 48-50eВ, ймовірно, пояснюється збудженням автоіонізаційних станів типу $3s^1 3p^5 n l n' l'$, які розташовані у вказаній області енергій налітаючих електронів і розпадаються на $3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2}$ рівень. Радіаційне каскадне заселення спостерігається з рівнів $3p^4 4p'$ ($\lambda 154,74\text{nm}$; $\lambda 156,02\text{nm}$; $\lambda 157,5\text{nm}$) і $3p^4 4p$ ($\lambda 194,1\text{nm}$; $\lambda 197,3\text{nm}$; $\lambda 214,3\text{nm}$). Вивчення ефективних перерізів

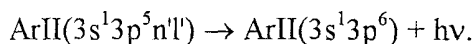
відповідних спектральних ліній показало, що каскадний вклад є порівняно малим і становить $<10\%$. Як показано в теоретичних розрахунках[10], на збудження $3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2}$ ArII рівня не сильно впливає і конфігураційна взаємодія з $3s^2 3p^4 3'd' \ ^2S_{1/2}$ і $3s^2 3p^4 3'd' \ ^2S_{1/2}$ ArII та іншими рівнями типу $3s^2 3p^4 n' l'$. Тому, ймовірно, що безпосередньо відрив 3s-електрону (s-іонізацію) описує максимум при 80–100eВ.



Мал.2. Функції збудження спектральних ліній одно-і двократних іонів аргону:

а— $\lambda 91,98\text{nm}$ з рівня $3s^1 3p^6 \ ^2S_{1/2}$ ArII; б— $\lambda 76,92\text{nm}$ з рівня $3s^1 3s^5 \ ^1P_1$ ArIII.

Однак, остається відкритим питання впливу збудження з наступним каскадним радіаційним переходом іонних автоіонізаційних рівнів, наприклад

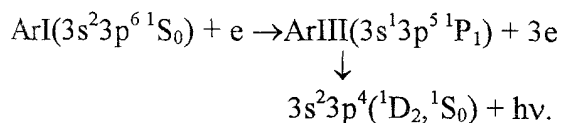


Як показано в теоретичних розрахунках[18], такі переходи існують, хоча Оже-розпад $\text{ArII}(3s^1 3p^5 n l')$ станів є більш імовірним, ніж радіаційний.

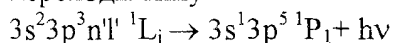
Абсолютна величина ефективного перерізу збудження $\lambda 91,98\text{nm}$ ArII при енергії налітаючих електронів 100eВ складає $6,8 \cdot 10^{-18} \text{cm}^2$.

Двократна іонізація атому аргону протікає як при відриві зовнішніх 3p-електронів, так і більш внутрішніх, наприклад, двох 3s-, одного 3s- і одного 3p-електрона і т.д. Іонізовані таким чином атоми знаходяться у нестабільному стані і їх розпад проходить лише шляхом

радіаційних переходів. У даній роботі досліджена іонізація аргону при одночасному відриву 3s- і 3p- електрону

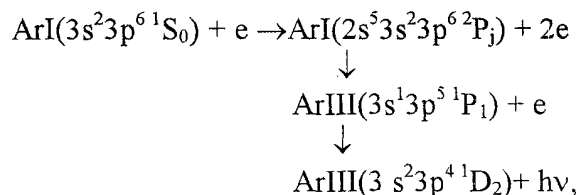


На мал.26 приведена функція збудження для лінії $\lambda 76,92\text{nm}$ ArIII ($3s^1 3p^5 {}^1P_1 \rightarrow 3s^2 3p^4 {}^1D_2$). Вона, при відсутності додаткових процесів заселення верхнього $3s^1 3p^5 {}^1P_1$ рівня, має описувати енергетичну залежність ймовірності одночасного видалення 3s-і 3p-електронів при зіткненні аргону з електроном. На основі спектроскопічних даних по розташуванню енергетичних рівнів, результатів експериментів та теоретичних розрахунків по фотоіонізації і атому аргону ми допускаємо, що у заселенні рівня $3s^1 3p^5 {}^1P_1$ можуть грати роль радіаційні каскадні переходи і розпад високо розташованих автоіонізаційних станів. Спектроскопічно дозволені переходи типу



експериментально не спостерігались, вони є, напевно, слабо інтенсивними і не грають суттєву роль у додатковому заселенні вказаного вище стану. Однак, вклад переходу з випромінюванням фотону — $3s^0 3p^6 {}^1S_0 \rightarrow 3s^1 3p^5 {}^1P_1 + h\nu$ в заселенні рівня $3s^1 3p^5 {}^1P_1$ може бути помітним, так як $3s^0 3p^6 {}^1S_0$ безумовно збуджується при зіткненні атому з електроном (такі результати існують для криптону і ксенону) і вказаний перехід є єдиним шляхом її розпаду. Але, на жаль, кількісно обговорити роль даного процесу неможливо у зв'язку з відсутністю достатніх експериментальних даних.

Атомні автоіонізаційні стани $3s^1 3p^5 n'l'n''l'''$ і $3s^2 3p^4 n'l'n''l'''$, через їх енергетичне розташування, не можуть заселяти $3s^1 3p^5 {}^1P_1$, а рівні, що пов'язані з збудженням трьох і більше електронів невідомі. Їх збудження слід вважати малоімовірним. Вплив на заселеність $3s^1 3p^5 {}^1P_1$ можуть мати стани $3s^0 3p^6 n'l'n''l''' \text{ArI}$ і $3s^0 3p^6 n'l' \text{ArII}$ а також ті, що пов'язані з збудженням або вилученням 2p-електрону $2p^5 3s^2 3p^6 n'l' \text{ArI}$ та $2p^5 3s^2 3p^6 \text{ArII}$. Підтвердженням останнього є спостереження на функції збудження лінії $\lambda 76,92\text{nm}$ ArIII максимуму в області енергій $\sim 250\text{eV}$, який може виникнути внаслідок процесу



а також збудження атомарного рівня $2p^5 3s^2 3p^6 n'l' \text{ArI}$ із наступним Оже-переходом $\text{ArI}(2s^5 3s^2 3p^6 n'l') \rightarrow \text{ArIII}(3s^1 3p^5 {}^1P_1) + 2e$.

Детальний аналіз механізму двократної іонізації атому аргону шляхом вилучення одного 3s-і одного 3p-електрону потребує знання експериментальних даних по ефективним перерізам збудження автоіонізаційних станів та ймовірностям Оже-переходів по різних каналах.

Ефективність іонізації через стан $\text{ArIII}(3s^1 3p^5 {}^1P_1)$ є відносно високою. При енергії налітаючих електронів $E=100\text{eV}$ вона досягає величини $1,5 \cdot 10^{-19} \text{cm}^2$.

1. E.Krishnakumar, S.K.Srivastava, J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys., 21(1988), 1055-82.

2. R.C.Wetzel, F.A.Baiocchi, T.R.Hayes, R.C.Freund, Phys. Rev.A, 35(1987), 559-77.

3. H.B.Lebius, J.binder, H.R.Koslocski, K.Wieseman, B.A.Huber, J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys., 22(1989), 83-97.
4. D.Rapp, P.Englander-Golden, J,Chem. Phys., 43(1965), 1464-1479.
5. B.L.Schram, A.J.H.Boerboom, J.Kistemaker, Physica, 32(1966), 185-196.
6. B.L.Schram, H.R.Mustafa, J.Schutten, F.J.Dr Heer, Physica, 32(1966), 734-740.
7. D.Mathur, C.Badrinathan, Int.J. Mass. Spectrom. Ion. Processes, 57(1984), 167-17.
8. D.Mathur, C.Badrinathan, Int.J. Mass. Spectrom. Ion. Processes, 68(1985), 9-14.
9. J.P.Ziesel, J.Chem., Phys., 64(1965), 695-701.
10. B.F.Luyken, F.J.de Heer, R.C.Baas, Physica, 61(1972), N2, 200-219.
11. K.H.Tan, J.W.M.Conkey, J.Phys.B:At. Mol. Phys., 7(1974) N6, 183-186.
12. J.M.Ajello, G.K.James, B.Franklin, S.Howell, J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys, 23(1990), 4355-4376.
13. A.F.J. van Raan, Physica 65(1973), 566.
14. K.-H.Tan, F.G.Donaldson, J.W.McConkey, Can. J. Phys., 52(1974), 786.
15. J.E.Mental, H.D.Morgan, Phys.Rev.A 14(1976),954.
16. M.Eckhardt, H.H.Schartner,, Z.Phys., A312(1983), 321.
17. G.P.Li, T.Takayanagi, K.Wakiya, H.Suzuki, T.Ajiro, S.Yagi, S.S.Kano, H.Takuma, Phys. Rev.A, 38(1988), 1240.
18. G.B.Armen, F.P.Larkins, J. Phys. B:At. Mol. Opt. Phys, 24(1991), 741-759.

STUDY OF ARGON ATOM IONIZATION BY ELECTRON IMPACT USING RADIATION IN THE VUV SPECTRUM RANGE

V.-F. Papp

Uzhgorod State University, 88000, Voloshina str., 54

Effective excitation cross-section of spectral lines from $3s^13p^6 2S_{1/2}$ ArII and $3s^13p^6 1P_1$ ArIII states at an energy from threshold up to 400eV were studied experimentally. The mechanism of s- and sp-vacancies formation in the external shell of argon, the influence of Auger decay on the above autoionization levels and the possibility to receive the partial effective ionization cross-sections are discussed.