

ЗБУДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕХОДУ $5p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 5s5p \ ^3P^o_1$ ІОНА In^+ ПРИ ЕЛЕКТРОН-ІОННИХ ЗІТКНЕННЯХ

Є.В.Овчаренко

Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська 21, Ужгород, 88017
e-mail: dep@mail.uzhgorod.ua

Спектроскопічним методом в умовах електронного і іонного пучків, що перетинаються під прямим кутом, досліджено функцію збудження спектральної лінії $\lambda=160.6$ нм ($5p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 5s5p \ ^3P^o_1$) іона In^+ в енергетичному інтервалі $10 \div 30$ еВ. На функції збудження виявлено чітко виражені структурні особливості, які обумовлені процесом захоплення налітаючого електрона іоном, утворення короткоживучих автоіонізаційних станів з наступним їх розпадом в електронному і радіаційному каналах. Встановлено, що допороговий максимум пов'язаний з радіаційними переходами між $5p^2 \ (^3P_2)nl$ та $5s5p \ (^3P^o_1)nl$ автоіонізаційними станами атома індію в процесі діелектронної рекомбінації. Структурні особливості за порогом збудження обумовлені сумарним внеском резонансних процесів, які домінують над прямим процесом.

Вступ

Зростання інтересу до досліджень елементарних процесів зіткнень електронів зі складними багатоелектронними іонами металів значною мірою обумовлене необхідністю отримання фундаментальних даних про механізми їх взаємодії, а також про вплив на них резонансних, динамічних, поляризаційних та кореляційних ефектів. Важливість таких досліджень диктується необхідністю отримання точних атомних констант (ефективних перерізів збудження, ймовірностей радіаційного та електронного розпаду, їх співвідношення) та їх використання у різних галузях науки і техніки. Зокрема, у розв'язанні проблем енергетичних втрат у плазмі, при діагностиці лабораторної плазми, інтерпретації спектроскопічних даних і моделюванні процесів, що відбуваються в астрофізичних об'єктах, а також детальному аналізу кінетики процесів у лазерах на парах металів.

Іон In^+ є багатоелектронною атомною системою із заповненою $5s^2$ валентною

оболонкою. Тому, для цього іона, окрім збудження одного s-електрона, можливе одночасне збудження двох s-електронів. Це призводить до появи, поряд із звичайними рівнями іона, ще й додаткових, так званих зміщених, рівнів. Згідно з правилами відбору, вони можуть комбінувати як між собою, так і зі звичайними рівнями.

Попередні дослідження [1] процесу електронного збудження інтеркомбінаційної лінії $\lambda=230.6$ нм ($5s5p \ ^3P^o_1 \rightarrow 5s^2 \ ^1S_0$) іона In^+ показали, що в енергетичному інтервалі від порогу збудження $^3P^o_1$ рівня до енергії 40 еВ спостерігаються чітко виражені структурні особливості. Вони обумовлені як безпосереднім резонансним внеском атомарних автоіонізаційних станів (AIC) у процесі їх електронного розпаду, так і каскадним заселенням $5s5p \ ^3P^o_1$ рівня з вищих збуджених рівнів іона. Тому для більш глибокого розуміння механізмів процесів, які беруть участь у збудженні резонансної інтеркомбінаційної лінії, необхідно вивчати механізми збудження спектральних переходів з рів-

нів, що знаходяться вище від досліджуваного $5s5p\ ^3P^{\circ}_1$ рівня, у тому числі і зі зміщених 3P_j рівнів $5p^2$ конфігурації. Тим більше, що їх радіаційний розпад в основний стан іона, згідно з правилами відбору, є забороненим. Отже, дослідження електронного збудження спектральних переходів зі зміщених рівнів не тільки становить самостійний інтерес, а і важливе для вивчення механізмів електронного збудження резонансних ліній іона In^+ .

У даній роботі представлено результати спектроскопічного дослідження електронного збудження спектрального переходу зі зміщеного $5p^2\ ^3P_2$ рівня на $5s5p\ ^3P^{\circ}_1$ рівень іона In^+ .

Замітки з методики та апаратури експерименту

Дослідження процесів взаємодії повільних електронів з іонами індію – складне експериментальне завдання. Це зумовлено тим, що, по-перше, для отримання стабільного пучка іонів In^+ необхідний тиск насичених парів у джерелі іонів досягається при високих температурах ($800\div 1000\ ^{\circ}C$), в той час як температура плавлення індію становить $156^{\circ}C$. По-друге, при таких високих температурах індій є хімічно агресивним, що призводить до особливих вимог щодо конструкції джерела та системи формування іонів у пучок.

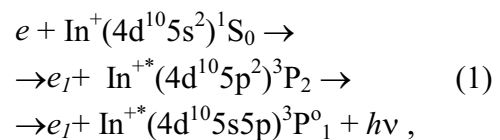
Експеримент проведено спектроскопічним методом в умовах електронного та іонного пучків, що перетинаються, на експериментальній установці, яка детально описана в роботі [2]. Іони In^+ утворювалися в джерелі іонів на нагрітій танталовій поверхні, витягувалися та фокусувалися у пучок іонно-оптичною системою лінз. Відокремлення іонів від атомів здійснювалось електростатичним 90-градусним селектором. В умовах вакууму $\sim 10^{-8}$ Тор іонний пучок з поперечним перерізом $2\times 2\text{ мм}^2$, енергією $E_i = 700\text{ еВ}$ і струмом $I_i = (1.0\div 1.5)\times 10^{-6}\text{ А}$ перетинався під прямим кутом в еквіпотенціальній області

зіткнень з електронним пучком перерізом $1\times 8\text{ мм}^2$, енергією $E_e = (10\div 30)\text{ еВ}$, струмом $I_e = (14\div 15)\times 10^{-5}\text{ А}$ та моноенергетичністю $\Delta E_{1/2} = 0.6\text{ еВ}$, що утворювався триелектродною електронною гарматою.

Випромінювання з області зіткнень спостерігалось під прямим кутом до площини перетину пучків і спектрально розділялося вакуумним монохроматором, побудованим за схемою Сейя-Наміока. Детектування випромінювання здійснювалось охолодженим сонячно-сліпим фотоелектронним помножувачем типу ФЭУ-142 з малим темновим фоном ($0.2\div 0.4$ імп./с). Час нагромадження даних у кожній експериментальній точці становив 1000 с , а величина корисного сигналу – $0.2\div 1$ імп./с при співвідношенні сигналу до фону від $1/10$ до $1/30$.

Результати досліджень та їх обговорення

У роботі обговорюються результати спектроскопічного дослідження функції збудження (Φ_3) спектральної лінії $\lambda = 160.6\text{ нм}$ іона In^+ в енергетичному інтервалі від порогу збудження до 30 еВ



які наведено на рис.1. На цьому рисунку також вказано середню квадратичну похибку відносних вимірів, поріг збудження досліджуваної лінії, потенціал іонізації та збуджені рівні іона In^+ , до яких збігаються АІС атома індію.

Як видно, Φ_3 даної спектральної лінії притаманні чіткі структурні особливості як до порогу, так і за порогом збудження. Аналіз форми виявлених особливостей та їх енергетичного положення дозволив припустити, що вони обумовлені електронним розпадом АІС атома In (безпосереднім або через каскадні переходи) на 3P_2 -рівень $5p^2$ конфігурації. Як відомо, такі АІС при електрон-іонних зіткненнях

утворюються в результаті резонансного захоплення налітаючого електрона іоном з одночасним збудженням електронів іона.

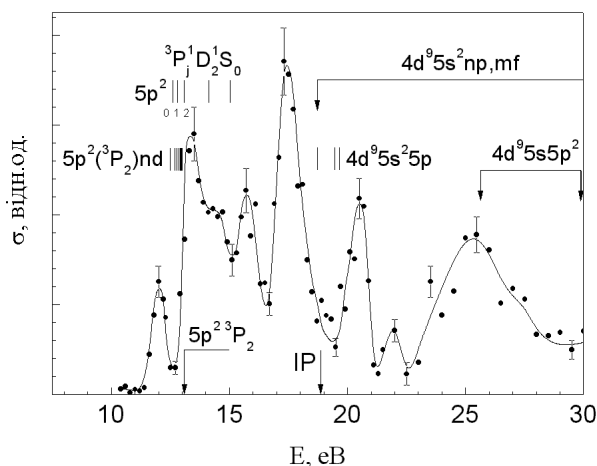


Рис. 1. Функція електронного збудження спектральної лінії $5p^2\ ^3P_2 \rightarrow 5s5p\ ^3P_1$ переходу іона In^+ .

Перший максимум, одразу за порогом збудження досліджуваної ФЗ, найбільш імовірно, можна пояснити внеском $4d^{10}5p^2nl$ АІС, розташованих в енергетичному інтервалі як між 3P_2 та 1D_2 , так і між 1D_2 та 1S_0 зміщеними рівнями $5p^2$ конфігурації

$$In^{**}[5p^2(^1D_2, ^1S_0)nl] \rightarrow In^{+*}(5p^2)^3P_2 + e' \quad (2)$$

Структурні особливості, що спостерігаються в енергетичному інтервалі $15 \div 19$ еВ, обумовлені розпадом АІС, які збігаються до збуджених рівнів $4d^9 5s^2 5p$ конфігурації [3] іона In^+ , а за потенціалом іонізації, в інтервалі $23 \div 30$ еВ – каскадними переходами зі збуджених рівнів $4d^9 5s 5p^2$ конфігурації [3] та розпадом АІС, що до них збігаються.

Слід зазначити, що при дослідженні електронного збудження спектральної лінії $\lambda=160.6$ нм іона In^+ нижче порого збудження було виявлено випромінювання, яке проявилось на ФЗ у вигляді допорогового резонансного максимуму при енергії ~ 12 еВ. Природу цього максимуму можна пояснити, припустивши що це є результат радіаційних переходів між АІС $5p^2(^3P_2)nl$ [4] та $5s5p(^3P_1)nl$ [5] конфігурацій, у процесі діелектронної ре-

комбінації, тобто є діелектронними сателітами досліджуваної спектральної лінії. Оскільки поряд із процесом радіаційного розпаду в енергетичному інтервалі розщеплення $5p^2\ ^3P_j$ рівнів відбувається їх ефективний електронний розпад у процесі Костера-Кроніга

$$In^{**}[4d^{10}5p^2(^3P_2)nl] \rightarrow In^{+*}(4d^{10}5p^2)^3P_1 + e', \quad (3)$$

$$In^{**}[4d^{10}5p^2(^3P_2)nl] \rightarrow In^{+*}(4d^{10}5p^2)^3P_0 + e'', \quad (3')$$

то спостережений нами максимум обумовлений радіаційним розпадом лише тих АІС, що розташовані нижче порого збудження $5p^2\ ^3P_0$ рівня

$$In^{**}[4d^{10}5p^2(^3P_2)nl] \rightarrow In^{**}[4d^{10}5s5p(^3P_1)nl] + hv_n \quad (4)$$

Отже, поява ефективного конкуруючого процесу електронного розпаду в енергетичному інтервалі розщеплення $5p^2\ ^3P_j$ рівнів призводить до значного зменшення імовірності розпаду АІС $In^{**}[4d^{10}5p^2(^3P_2)nl]$ конфігурації в радіаційному каналі. Найвищі члени серії АІС цієї конфігурації ефективно розпадаються в електронному каналі і тим самим їх внесок у процес діелектронної рекомбінації є малим. Тому діелектронні сателіти практично не спотворюють характеру поведінки ФЗ в порозі, а її уширення відбувається лише за рахунок наявної в експерименті неоднорідності електронів за енергією ($\Delta E_{1/2}=0.6$ еВ).

Висновки

Результати досліджень показали, що домінуючими механізмами електронного збудження спектральної лінії $\lambda=160.6$ нм ($5p^2\ ^3P_2 \rightarrow 5s5p\ ^3P_1$) іона In^+ є резонансні процеси. Причиною цього є утворення та електронний чи радіаційний розпад АІС системи електрон+іон, в основі утворення

яких є резонансне захоплення налітаючого електрона. Радіаційні переходи з $4d^{10}5p^2(^3P_2)nl$ на $4d^{10}5s5p(^3P_1)nl$ АІС у процесі діелектронної рекомбінації є основним механізмом збудження діелектронних сателітів цієї лінії. Однак у порозі збудження відкривається більш

вигідний електронний розпад цих АІС. Для глибокого розуміння механізмів збудження спектральних переходів зі зміщених рівнів необхідно проводити детальні теоретичні розрахунки з урахуванням ролі релятивістських та кореляційних ефектів.

Література

1. Є.В. Овчаренко, А.Й. Імре, Г.М. Гомонай, Ю.І. Гутич, УФЖ (у друці).
2. A. Gomonaï, E. Ovcharenko, A. Imre, Yu. Hutych, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B (in press).
3. G. Duffy, P. Dunne, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. 34, L173 (2001).
4. М.Г. Козлов, Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете (Наука, Москва, 1981).
5. M. Aslam Baig, I. Ahmed, J.P. Connerade, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. 21, 35 (1988).

EXCITATION OF RADIATIVE $5p^2\ ^3P_2 \rightarrow 5s5p\ ^3P^0_1$ TRANSITION OF In^+ ION IN ELECTRON-ION COLLISIONS

E.V.Ovcharenko

Institute of Electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences,
Universytetska St. 21, Uzhhorod, 88017
e-mail: dep@mail.uzhgorod.ua

The electron-impact excitation function for the $\lambda=160.6$ nm spectral line ($5p^2\ ^3P_2 \rightarrow 5s5p\ ^3P^0_1$) of In^+ ion in the energy range 10–30 eV is studied by a spectroscopic method using a crossed electron and ion beam technique. The excitation function reveals clearly resolved structure related to incident electron capture and formation of short-lived autoionizing states with subsequent decay both via electron and radiative channels. It has been found that the maximum below the threshold is due to the radiative transitions between the autoionizing $In^{**}5p^2(^3P_2)nl$ and $In^{**}5s5p(^3P^0_1)nl$ states of In atom in the process of dielectronic recombination. The structure above the excitation threshold results from the cumulative contribution of resonance processes, which dominate over the direct one.