Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 6, с. 456 – 459

Обнаружение триэлектронной рекомбинации иона In^+

А. Н. Гомонай[1], *Ю. И. Гутич, Е. В. Овчаренко, А.И. Имре*

Институт электронной физики НАН Украины, 88017 Ужгород, Украина

Поступила в редакцию 12 мая 2011 г.

После переработки 11 июля 2011 г.

Впервые обнаружена и экспериментально исследована триэлектронная рекомбинация иона In^+ ($4d^{10}5s^2\,{}^1S_0$) при столкновениях с медленными электронами, включающая двухэлектронное возбуждение $5s^2$-остова иона с одновременным резонансным захватом налетающего электрона в трижды возбужденное $5p^3$ промежуточное автоионизационное состояние с последующей его радиационной стабилизацией $5p^3 \to 5s5p^2 + h\nu$. Эффективное сечение триэлектронной рекомбинации в максимуме составляет $1.6 \cdot 10^{-16}$ см^2, что сравнимо с эффективными сечениями как диэлектронной рекомбинации, так и электронного возбуждения иона In^+.

Электрон-ионная рекомбинация – одно из фундаментальных явлений атомной физики. Оно играет важную роль в процессах, протекающих в верхней атмосфере, межзвездной среде, Солнечной короне, а также в процессе термоядерного синтеза [1]. Электрон-ионная рекомбинация может происходить посредством двух основных механизмов. Во-первых, это радиационная рекомбинация, обусловленная переходом свободного электрона из начального состояния континуума в нерезонансное связанное состояние с дальнейшим излучением фотона. Во-вторых, это диэлектронная рекомбинация (ДР), включающая возбуждение одного из связанных электронов иона мишени и резонансный захват свободного электрона в автоионизационное состояние (АИС) с дальнейшим радиационным девозбуждением в состояние, стабильное по отношению к автоионизации.

Для многих ионов ДР является доминирующим рекомбинационным процессом и, следовательно, наиболее важным механизмом охлаждения в плазме. Это вызвало повышенный интерес к изучению самого процесса ДР, о чем свидетельствует появление большого количества работ, как экспериментальных, так и теоретических, посвященных исследованию этого процесса [2, 3]. Однако до недавнего времени экспериментально наблюдалось только одноэлектронное возбуждение остова иона. При исследовании Be-подобного иона Cl^{13+} [4] была обнаружена электрон-ионная рекомбинация, связанная с одновременным двухэлектронным возбуждением ns^2-остова иона и резонансным захватом свободного электрона в трижды возбужденное np^2nl промежуточное АИС с последующей его радиационной стабилизацией. Этот процесс был назван триэлектронной рекомбинацией (ТР). С одной стороны, ТР играет особую роль среди резонансных радиационных процессов в плазме, поскольку затрагивает сразу несколько энергетических состояний иона, а с другой, может достигать 25% всей электрон-ионной рекомбинации, что необходимо учитывать при моделировании плазмы. Однако к настоящему времени известно всего несколько работ, посвященных исследованию этого процесса в многозарядных Be-подобных ионах [5, 6]. Что же касается более тяжелых многоэлектронных атомных систем, то для них процесс ТР до настоящего времени не наблюдался.

В данной работе впервые обнаружена ТР для иона In^+ ($4d^{10}5s^2\,{}^1S_0$). При этом налетающий электрон захватывается ионом с образованием АИС $4d^{10}5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ атома In (при этом имеет место одновременное возбуждение обоих валентных $5s^2$-электронов). Затем происходит радиационная стабилизация этого состояния в $4d^{10}5s5p^2\,{}^4P_j$ связанные состояния атома In.

Энергетическое положение и идентификация состояния $4d^{10}5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ взяты из работы [7]. Следует отметить, что электронной конфигурации $5p^3$ соответствуют пять уровней, ${}^4S^0_{3/2}$, ${}^2D^0_{3/2,5/2}$, ${}^2P^0_{1/2,3/2}$ (рис. 1), которые наблюдались в спектрах испущенных электронов индия [7]. Все они расположены выше потенциала ионизации атома In и являются автоионизационными. Отметим, что $5p^3$-конфигурация может рассматриваться как начало серий $5p^2np$ АИС, которые сходятся к пределам состояний $5p^2\,{}^3P_{012}$, ${}^1D_2$, ${}^1S_0$ иона In^+. Конфигурации $5s5p^2$ отвечает группа из восьми уровней: ${}^4P_{1/2,3/2,5/2}$, ${}^2D_{3/2,5/2}$, ${}^2P_{1/2,3/2}$ и ${}^2S_{1/2}$, которые расположены как ниже, так и выше первого потенциала ионизации [8]. Все дублетные уровни конфигурации $5s5p^2$ попадают в континуум и, таким образом, имеют еще один канал распада – путем автоионизации. Три квартетных уров-

[1] e-mail: annagomonai@rambler.ru

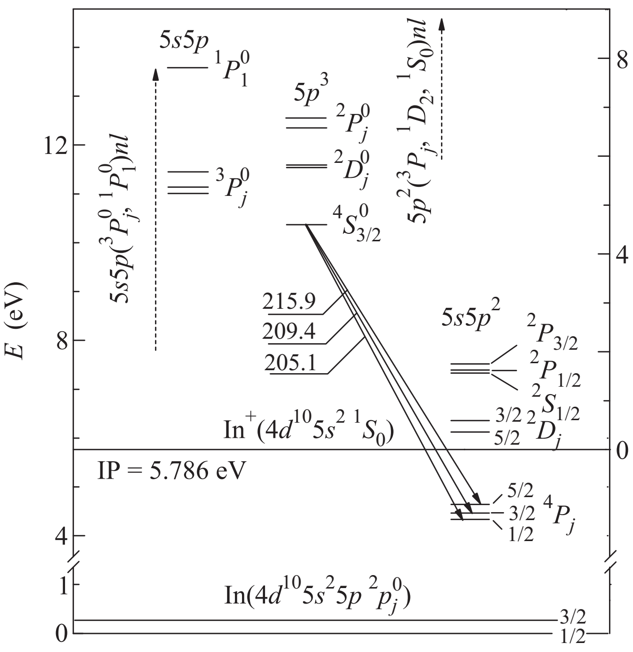

Рис. 1. Схема энергетических уровней атома In и иона In^+

ня конфигурации $5s5p^2$ находятся ниже потенциала ионизации индия и являются связанными состояниями.

Нами исследованы энергетические зависимости интенсивности спектральных переходов на длинах волн $\lambda_1 = 215.9$ нм, $\lambda_2 = 209.4$ нм и $\lambda_3 = 205.1$ нм в процессе ТР иона In^+ согласно реакциям

$$5s5p^2\,^4P_{5/2} + h\nu_1, \quad (1)$$

$$e + 5s^2\,^1S_0 \to 5p^3\,^4S^0_{3/2} \to 5s5p^2\,^4P_{3/2} + h\nu_2, \quad (2)$$

$$5s5p^2\,^4P_{1/2} + h\nu_3. \quad (3)$$

Эксперимент выполнен на установке с пересекающимися под прямым углом электронным и ионным пучками, основные узлы которой подробно описаны в [9–11]. Настоящее обсуждение включает только те аспекты, которые существенны для проведения прецизионных измерений при низких энергиях налетающих электронов. Ионный источник обеспечивал стабильный пучок ионов In^+ в основном состоянии при энергии 700 эВ с током $1.5\cdot10^{-6}$ А. Электронная пушка формировала пучок электронов с током $5\cdot10^{-5}$ А и энергетической неоднородностью на полувысоте кривой распределения электронов по энергии $\Delta E_{1/2} = 0.4$ эВ в интервале энергий 4–6 эВ. Точность калибровки энергетической шкалы составляла ±0.05 эВ. Спектральное разделение излучения осуществлялось вакуумным монохроматором, изготовленным по схеме Сейя-Намиока (с решеткой, обратная линейная дисперсия которой $d\lambda/dl \sim 1.7$ нм/мм). В качестве детектора излучения использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ – 142. Величина соотношения сигнал/фон составляла 1/5–1/20. Среднеквадратичная ошибка измерений не превышала $\pm20\%$. Относительная спектральная чувствительность установки в области 190–300 нм определялась при энергии электронов 100 эВ, токе $4\cdot10^{-3}$ А и давлении в камере столкновений 10^{-5} Тор по сечениям возбуждения молекулярного азота электронным ударом [12], а также с использованием водородной лампы ДВС-25 в соответствии с методикой, описанной в [10, 11]. Абсолютное значение спектральной чувствительности было определено на длине волны $\lambda = 230.6$ нм резонансной интеркомбинационной линии $5s5p\,^3P_1^0 \to 5s^2\,^1S_0$ иона In^+. Эффективное сечение возбуждения электронным ударом этой линии получено путем нормировки экспериментальных данных при энергии 100 эВ на результаты теоретического расчета с использованием таблиц борновских сечений в приближении Бейтса-Дамгаард [13]. Ошибка определения абсолютных эффективных сечений исследуемых линий составляла $\sim100\%$ и определялась, в основном, ошибками относительных измерений и нахождения относительной спектральной чувствительности, а также точностью расчета.

На рис. 2 представлена энергетическая зависимость $\sigma(E)$ эффективного сечения ТР иона In^+ для излучательного перехода на длине волны $\lambda_1 = 215.9$ нм (реакция (1)), который является наиболее интенсивным. Как видно, зависимость носит резонансный характер с максимумом в пороге энергии возбуждения (4.6 эВ) уровня $5p^3\,^4S^0_{3/2}$ (на рис. 2 указан стрелкой) и шириной на половине высоты, равной величине энергетической неоднородности электронов в пучке (~0.4 эВ). Излучение наблюдалось в узком диапазоне энергий (~ 1 эВ). Это является прямым подтверждением того, что АИС $5p^3\,^4S^0_{3/2}$ образуется в результате резонансного процесса ТР.

Следует отметить, что измеренные зависимости $\sigma(E)$ для всех исследуемых переходов имеют подобный вид и отличаются только величиной эффективного сечения в максимуме $\sigma_{\max}$. Для переходов (1) и (2) $\sigma_{\max} = 0.6\cdot10^{-16}$ см^2, а для перехода (3) $\sigma_{\max} = 0.4\cdot10^{-16}$ см^2. Отсюда следует, что полное эффективное сечение ТР иона In^+, которая протекает через образование $5p^3\,^4S^0_{3/2}$ АИС атома In, равно $1.6\cdot10^{-16}$ см^2. Таким образом, оно сравнимо по порядку величины с эффективными сечениями возбуждения как резонансных линий [9], так и линий,

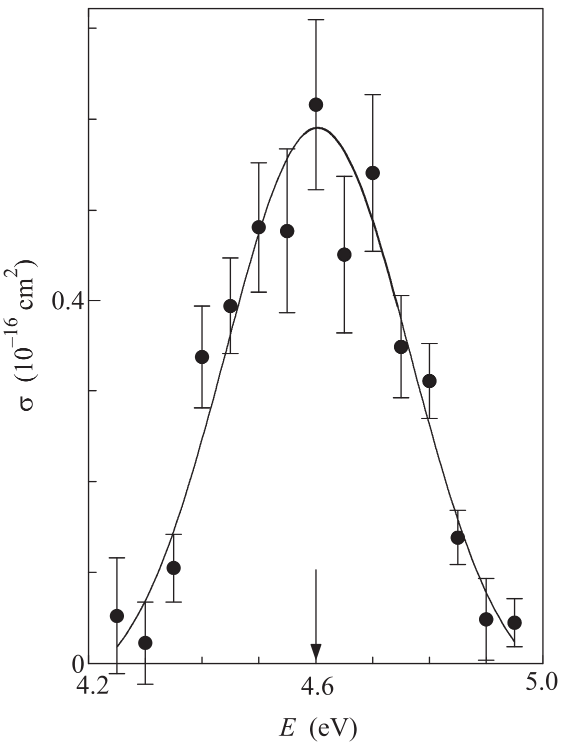

Рис. 2. Энергетическая зависимость эффективного сечения ТР иона In^+ через образование $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ АИС и его радиационный распад в состояние $5s5p^2\,{}^4P_{5/2}$ атома In ($\lambda = 215.9$ нм). Точки – наш эксперимент, сплошная линия – аппроксимация экспериментальных результатов гауссовским распределением с шириной на половине высоты, равной величине энергетической неоднородности электронов (0.4 эВ)

излучаемых в процессе ДР [14] иона In^+. Большая эффективность ТР иона In^+ через $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ АИС, на наш взгляд, связана с малой вероятностью электронного распада этого АИС в основное состояние $5s^2\,{}^1S_0$ иона In^+. К сожалению, в литературе отсутствуют данные о радиационном времени жизни $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ АИС. Однако косвенным подтверждением метастабильности такого состояния могут быть данные [15, 16] о времени жизни состояния $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ иона Sn^+ (0.23 нс), изоэлектронного атому In. Что касается радиационного канала распада, то в соответствии с правилами отбора для электрического дипольного перехода излучательные переходы с АИС $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ на уровни $5s5p^2\,{}^4P_j$ являются разрешенными и, как показано, например, в [17], достаточно эффективными. Большая эффективность такого перехода может быть связана также со значительным конфигурационным смешиванием $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ АИС с АИС других конфигураций, образующихся в результате резонансного захвата налетающего электрона и возбуждения лишь одного из электронов остова. К сожалению, такие данные для индия в литературе отсутствуют. Однако для изоэлектронного индию иона SnII есть данные об эффекте конфигурационного смешивания состояний $5p^3$ и $5s5p(^3P^0)nl$ ($n = 5d, 6s$) в соотношении $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}(65.6\%) + 5s5p(^3P)5d(18.5\%) + 5s5p(^3P)6s(7.3\%)$. Исходя из этих сведений можно утверждать, что в резонансной электрон-ионной рекомбинации иона индия через образование $5p^3\,{}^4S^0_{3/2}$ АИС более вероятным является все-таки процесс ТР.

Таким образом, в работе впервые обнаружена и исследована ТР иона In^+, которая является новой формой проявления корреляционных взаимодействий в многоэлектронных ионах. Она связана с эффективными электронно-индуцированными двухэлектронными переходами, включаемыми в этап резонансного захвата налетающего электрона с образованием трижды возбужденных АИС и их последующей радиационной стабилизацией. Проявление таких взаимодействий вполне возможно не только в плазме, но и в молекулах, кластерах, кристаллических структурах и в других многоатомных образованиях. Большая эффективность ТР ($\sim 10^{-16}$ см^2) указывает на необходимость ее учета наряду с процессом ДР как при теоретическом описании электрон-ионной рекомбинации многоэлектронных ионов, подверженных значительным влияниям релятивистских и корреляционных эффектов, так и в различных прикладных задачах.

1. Y. Hahn, Rep. Prog. Phys. **60**, 691 (1997).
2. A. Müller, S. Schippers, in *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions*, Ed. F. J. Currell, Netherlands, Kluwer Academic Publishers, 2003, P. 269.
3. A. Müller, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Eds. E. Arimondo, P. R. Berman, and Ch. C. Lin, 2008, V. 55, P. 249.
4. M. Snell, G. Gwinner, N. R. Badnell et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 043001 (2003).
5. M. Fogle, N. R. Badnell, P. Glans et al., A&A **442**, 757 (2005).
6. C. Beilmann, O. Postavaru, L. H. Arntzen et al., Phys. Rev. A **80**, 050702(R) (2009).
7. G. K. James, D. Rassi, K. J. Ross, and M. Wilson, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15**, 275 (1982).
8. M. A. Baig, I. Ahmed, J. P. Connerade, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **21**, 35 (1988).
9. A. Gomonai, E. Ovcharenko, A. Imre, and Yu. Hutych, Nucl. Instrum. Meth. B **233**, 250 (2005).
10. E. V. Ovcharenko, A. I. Imre, A. N. Gomonai, and Yu. I. Hutych, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 175206 (2010).

11. А. Н. Гомонай, А. И. Имре, Укр. физ. журн. **41**, 1032 (1996).
12. С. В. Авакян, Р. Н. Ильин, В. М. Лавров, Г. Н. Огурцов, *Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ-излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов.* Справочник, С.-Пб.: ГОИ, 2000.
13. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979.
14. A. N. Gomonai, A. I. Imre, E. V. Ovcharenko, and Yu. I. Hutych, J. of Phys. Studies **13**, 230X (2009).
15. A. Alonso-Medina, C. Colyn, and C. H. Martinez, The Astrophysical J. **595**, 550 (2003).
16. C. Colyn, A. Alonso-Medina, A&A **422**, 1109 (2004).
17. B. F. Davis and K. T. Chung, Phys. Rev. A **42**, 5121 (1990).