

02:07

## Обнаружение радиационных переходов между $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl$ и $4d^{10}5p(^2P_{1/2,3/2}^0)nl$ автоионизационными состояниями атома кадмия при электрон-ионных столкновениях

© А.Н. Гомонай, А.И. Имре

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород  
E-mail: ovetex@mail.uzhgorod.ua, dep@mail.uzhgorod.ua

Поступило в Редакцию 3 августа 2004 г.

Впервые при электрон-ионных столкновениях обнаружены радиационные переходы между  $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl$  и  $4d^{10}5p(^2P_{1/2,3/2}^0)nl$  автоионизационными состояниями атома Cd, являющиеся диэлектронными сателлитами лазерных линий  $\lambda 325.0 \text{ nm}$  ( $4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2P_{1/2}^0$ ) и  $\lambda 353.6 \text{ nm}$  ( $4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2P_{3/2}^0$ ) иона  $\text{Cd}^+$ . Исследованы энергетические зависимости эффективных сечений электронного возбуждения сателлитных линий в интервале энергий  $7 \div 10 \text{ eV}$ . Эффективные сечения возбуждения диэлектронных сателлитов составляют  $\sim 10^{-17} \text{ cm}^2$ , что сравнимо с эффективностью возбуждения собственно лазерных линий.

Спектроскопическая диагностика и надежное моделирование астрофизической и лабораторной плазмы требуют как качественных знаний, так и данных о количественных характеристиках и параметрах основных атомных процессов, в том числе и о столкновениях электронов с ионами. Среди процессов при электрон-ионных столкновениях в уравнивании столкновительной ионизации положительных ионов в плазме низкой плотности важную роль играет диэлектронная рекомбинация ионов [1]. Она представляет собой захват свободного электрона ионом с образованием промежуточного автоионизационного состояния, которое затем распадается в радиационном канале в стабильное состояние атома (или иона, на заряд меньше в случае многозарядных ионов). Как показано в [2], радиационный распад автоионизационных состояний

может вдвое уменьшить вклад резонансов в сечение возбуждения для ионов с умеренным зарядом и еще сильнее — для многозарядных.

В условиях пересекающихся электронного и ионного пучков диэлектронная рекомбинация впервые была обнаружена для иона  $K^+$  [3], а впоследствии для ионов  $Cs^+$ ,  $Rb^+$  [4] и  $Pi^+$  [5]. Метод совпадений фотонов и ионов был успешно применен для исследования диэлектронной рекомбинации ионов  $Mg^+$  [6] и  $Ca^+$  [7]. Однако наблюдавшееся в этих экспериментах излучение соответствовало переходам, в которых только верхний уровень — автоионизационный, в то время как нижним уровнем является один из обычных уровней нейтрального атома (или иона на заряд меньше). К этому следует добавить, что пределами сходимости этих автоионизационных уровней были нижние резонансные уровни иона. Для автоионизационных состояний, сходящихся к более высоко лежащим уровням иона, открывается дополнительный канал радиационного распада на другие автоионизационные состояния, расположенные по энергии ниже. При электрон-атомных столкновениях были экспериментально обнаружены и исследованы радиационные переходы между автоионизационными состояниями атома лития [8]. Авторы [8] отмечали большую интенсивность спектральных линий, соответствующих таким переходам. Однако данные о переходах между автоионизационными состояниями при электрон-ионных столкновениях на данное время отсутствуют. Поэтому прямое экспериментальное исследование радиационных переходов между автоионизационными состояниями при столкновениях медленных электронов с ионами представляет фундаментальный интерес.

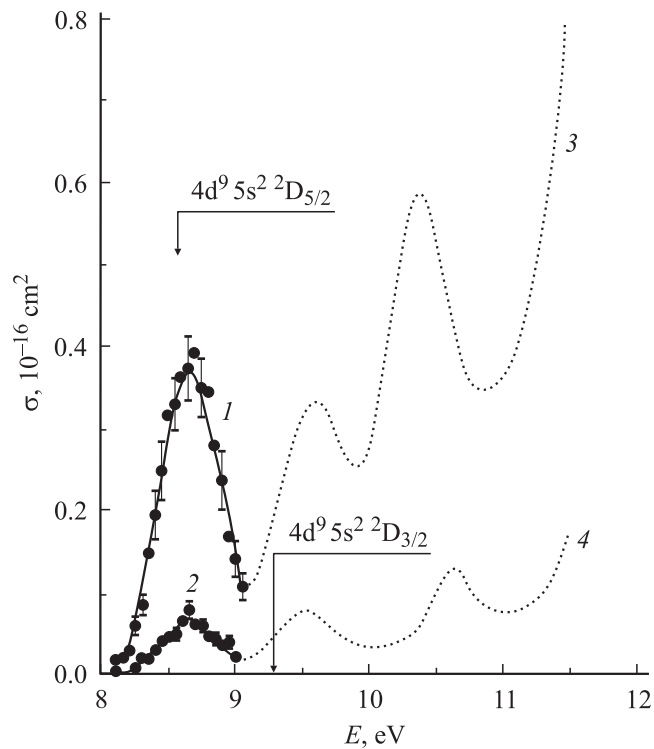
В данной работе приводятся результаты спектроскопического исследования впервые обнаруженных радиационных переходов между  $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl$  и  $4d^{10}5p(^2P^0_{1/2,3/2})nl$  автоионизационными состояниями атома  $Cd$  при столкновениях медленных электронов с ионами  $Cd^+$ . Данные исследования имеют особый интерес и с прикладной точки зрения, поскольку излучаемые при этих переходах линии являются спутниками лазерных  $4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2P^0_{1/2,3/2}$  линий иона  $Cd^+$ , на которых получена генерация с низким порогом возбуждения [9].

Эксперимент проведен на установке, подробно описанной в [10]. Низковольтный разрядный источник позволял получать стабильный пучок ионов с энергией 640 eV и током  $(6 \div 8) \cdot 10^{-7}$  А. Величина разрядного напряжения ( $U_p \leq 12$  V) выбиралась из условия, чтобы она была заведомо меньше энергии возбуждения (17.6 eV) нижнего из

долгоживущих  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$  состояний иона  $Cd^+$ . Тем самым значительно уменьшался излучательный фон, обусловленный радиационным распадом этих состояний. Треханодная электронная пушка в интервале энергий ( $7 \div 10$ ) eV формировала ленточный пучок электронов с током  $7 \cdot 10^{-5}$  А и энергетической неоднородностью на полувысоте кривой распределения электронов по энергии  $\Delta E_{1/2} = 0.35$  eV. Электронный и ионный пучки в области столкновений пересекались под прямым углом в условиях вакуума  $\sim 10^{-8}$  Торр. Спектральное разделение излучения осуществлялось светосильным дифракционным монохроматором МДР-2 (1200 штр./мм), обратная линейная дисперсия которого составляла  $\sim 2$  nm/mm. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-140 („Фотон“). Полезный сигнал ( $1 \div 0.5$  puls/s) накапливался циклически на протяжении  $1000 \div 1500$  s и выделялся из фона при помощи методики модуляции двух пучков прямоугольными фазосдвинутыми на  $1/4$  периода модуляции импульсами напряжения при соотношении сигнала к фону от  $1/20$  до  $1/30$ . Процесс измерения и обработки экспериментальных данных был автоматизирован на базе персонального компьютера.

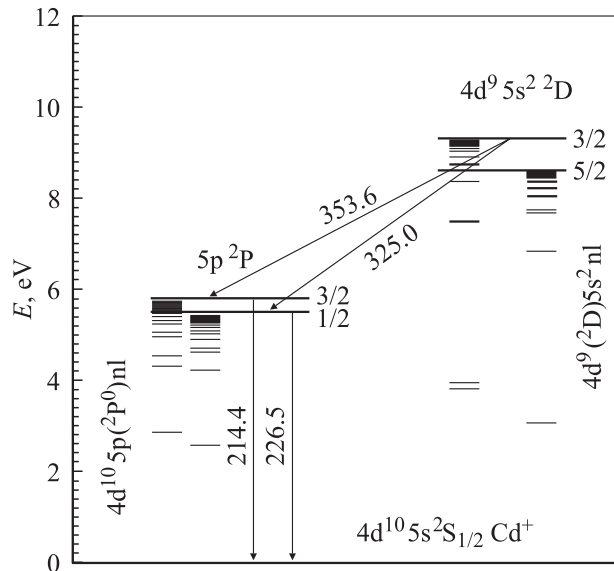
При прецизионном исследовании припороговых участков энергетических зависимостей эффективных сечений электронного возбуждения лазерных линий  $\lambda = 325.0$  nm ( $4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2}^0$ ) и  $\lambda = 353.6$  nm ( $4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{3/2}^0$ ) иона  $Cd^+$  было обнаружено интенсивное излучение до порога их возбуждения (9.29 eV). Мы предположили, что это излучение связано с сателлитами этих линий. Для обеспечения четкого разделения собственно линий иона  $Cd^+$  от их сателлитов и максимального пропускания излучения сателлитных линий исследования проводились в интервалах длин волн  $\lambda = 325.0 \pm 2$  nm и  $\lambda = 353.6 \pm 2$  nm.

На рис. 1 представлены энергетические зависимости эффективных сечений возбуждения линий  $\lambda = 325.0$  nm и  $\lambda = 353.6$  nm иона  $Cd^+$  в интервале энергий электронов ( $7 \div 10$ ) eV. Вертикальными отрезками на экспериментальных точках указаны среднеквадратичные ошибки измерений. Абсолютные значения эффективных сечений получены с погрешностью, не превышающей 15%, по методике, описанной в [10]. Расположение нижних уровней иона  $Cd^+$ , а также сходящихся к ним автоионизационных состояний атома Cd, энергетические положения и конфигурации которых взяты из [11–13], приведено на рис. 2.



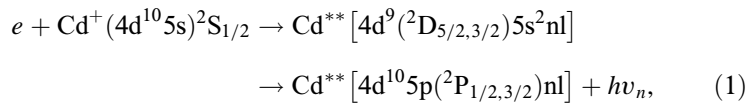
**Рис. 1.** Энергетические зависимости эффективных сечений электронного возбуждения диэлектронных сателлитов  $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl \rightarrow 4d^{10}5p(^2P_{1/2,3/2}^0)nl$   $\lambda = 325.0 \pm 2$  nm (1) и  $\lambda = 353.6 \pm 2$  nm (2) лазерных линий  $\lambda = 325.0$  nm ( $4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2P_{1/2}^0$ ) (3) и  $\lambda = 353.6$  nm ( $4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2P_{3/2}^0$ ) (4) соответственно.

Как видно из рис. 1, до порога возбуждения лазерных линий исследованные энергетические зависимости имеют форму максимума, расположенного в узком интервале энергий (от 8 до 9 eV), с максимальной эффективностью при энергии  $\sim 8.6$  eV. Анализ полученных результатов и данных об автоионизационных состояниях атома кадмия позволяет утверждать, что эти максимумы связаны с радиационным распадом  $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl$  автоионизационных состояний, образованных



**Рис. 2.** Диаграмма нижних уровней иона кадмия и сходящихся к ним автоионизационных состояний.

в результате резонансного захвата налетающего электрона с одновременным возбуждением одного из  $d$ -электронов, на  $4d^{10}5p(^2P^0_{1/2,3/2})nl$  автоионизационных состояниях:



т.е. механизмом возбуждения спутных линий является ди-электронная рекомбинация. Согласно правилам отбора, разрешены  $4d^9 5s^2np \rightarrow 4d^{10}5pnp$ ,  $4d^9 5s^2ns \rightarrow 4d^{10}5pns$  и  $4d^9 5s^2nd \rightarrow 4d^{10}5pnd$  радиационные переходы. В первом случае наиболее вероятно, что это переходы между автоионизационными состояниями с  $n = 7-9$ , расположенными в энергетическом интервале между  $4d^9 5s^2\ ^2D_{5/2}$  и  $4d^9 5s^2\ ^2D_{3/2}$  уровнями (рис. 2). Отметим, что соответствующие этим переходам линии могут быть диэлектронными спутниками только лазерной линии

$\lambda = 353.6$  nm. Радиационные переходы  $4d^9 5s^2 ns \rightarrow 4d^{10} 5p ns$  осуществляются главным образом между автоионизационными состояниями с  $n = 7-8$ , а переходы  $4d^9 5s^2 np \rightarrow 4d^{10} 5p nd$  — между автоионизационными состояниями с  $n = 6$ , расположенными по энергии ниже  $4d^9 5s^2 {}^2D_{5/2}$  уровня. Причем в этом случае радиационный распад верхних автоионизационных состояний возможен на  $4d^{10} 5p ns(nd)$  автоионизационные состояния, сходящиеся как к нижнему  $5p {}^2P_{1/2}$ , так и к верхнему  $5p {}^2P_{3/2}$  резонансному уровню соответственно. В первом случае излучают диэлектронные сателлиты лазерной линии  $\lambda 325.0$  nm, а во втором — линии  $\lambda 353.6$  nm.

Таким образом, наши исследования показали, что при столкновениях медленных электронов с ионами  $Cd^+$  интенсивно излучают радиационные переходы между  $4d^9 ({}^2D_{5/2,3/2}) 5s^2 nl$  и  $4d^{10} 5p ({}^2P_{1/2,3/2}^0) nl$  автоионизационными состояниями атома Cd, являющиеся диэлектронными сателлитами лазерных линий  $\lambda = 325.0$  nm ( $4d^9 5s^2 {}^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p {}^2P_{1/2}^0$ ) и  $\lambda = 353.6$  nm ( $4d^9 5s^2 {}^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p {}^2P_{3/2}^0$ ). Их эффективные сечения электронного возбуждения составляют в максимуме  $4 \cdot 10^{-17}$  и  $1 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> соответственно и сравнимы с эффективными сечениями возбуждения лазерных линий иона  $Cd^+$  [13]. Поскольку заселение верхних лазерных  $4d^9 5s^2 {}^2D_{5/2}$  и  $4d^9 5s^2 {}^2D_{3/2}$  уровней при электрон-ионных столкновениях, как было обнаружено нами экспериментально [13] и рассчитано  $R$ -матричным методом в приближении сильной связи 15 каналов в работе [14], осуществляется преимущественно за счет резонансного вклада автоионизационных состояний (резонансного возбуждения), то очень важно принимать во внимание конкурирующий электронному распаду этих состояний канал — их радиационный распад в процессе диэлектронной рекомбинации, который может значительно уменьшить эффективное сечение резонансного возбуждения.

## Список литературы

- [1] *Nahn Yu.* // Rep. Prog. Phys. 1997. V. 60. P. 691–759.
- [2] *Атомы в астрофизике:* Пер. с англ./Под ред. Ф.Г. Берка, В. Эйснера, Д. Хаммера, И. Персиваля. М.: Мир, 1986. 348 с.
- [3] *Алексахин И.С., Запесочный А.И., Имре А.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 576–579.
- [4] *Запесочный А.И., Имре А.И., Алексахин И.С.* и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1972–1981.

- [5] Гомонай А.Н., Имре А.И., Коитрош Е.Э. // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. № 1. С. 29–32.
- [6] Belic D.S., Dunn G.H., Morgan T.J., Mueller D.W., Timmer C. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 339–356.
- [7] Williams J.F. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 5. P. 2936–2938.
- [8] Алексахин И.С., Богачев Г.Г., Запесочный И.П., Угрин С.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 459–461.
- [9] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. 504 с.
- [10] Гомонай А.Н. // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 4. С. 538–545.
- [11] Mansfield M.W.D. // Proc R. Soc. Lond. 1978. V. A362. P. 129–144.
- [12] Mansfield M.W.D., Murnane M.M. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1985. V. 18. P. 4223–4244.
- [13] Гомонай А.Н., Имре А.И. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 18. С. 89–94.
- [14] Зацаринный О.И., Бандурина Л.О. // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 4. С. 546–554.