

07;10;12

## О механизме заселения верхних лазерных $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия

© А.Н. Гомонай, А.И. Имре

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

E-mail: der@mail.uzhgorod.ua

Поступило в Редакцию 20 марта 2001 г.

Спектроскопическим методом в пересекающихся электронном и ионном пучках прецизионно исследованы энергетические зависимости эффективных сечений возбуждения лазерных  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2} - 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2}^0$  переходов иона кадмия электронным ударом. Определены абсолютные эффективные сечения возбуждения лазерных линий на длинах волн  $\lambda 441.6$  и  $\lambda 325.0$  nm, равные в максимуме  $2.5 \cdot 10^{-16}$  и  $1.3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> соответственно. Показано, что заселение верхних лазерных  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия в основном  $4d^{10} 5s \ ^2S_{1/2}$ -состоянии осуществляется преимущественно за счет резонансных процессов, т. е. через атомарные и ионные автоионизационные состояния.

Среди ионных лазеров на парах металлов одним из наиболее стабильных, распространенных и полезных для многих практических приложений является лазер на гелий-кадмиевой смеси. На голубой ( $\lambda 441.6$  nm) и ультрафиолетовой ( $\lambda 325.0$  nm) линиях иона кадмия получена непрерывная генерация с низким порогом возбуждения [1]. Верхними и нижними лазерными уровнями этих линий являются  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$  и  $4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2,3/2}^0$  возбужденные состояния иона. Наиболее вероятным механизмом генерации на обеих линиях считается возбуждение их верхних уровней в процессе передачи энергии от метастабильных атомов гелия He ( $2^3S_1$ ) ионами кадмия в процессе пеннинговской ионизации атомов кадмия [2]. Кроме этого механизма генерации рассматривался также процесс перезарядки при столкновениях атомов кадмия с ионами гелия He<sup>+</sup> или He<sub>2</sub><sup>+</sup>, а также возбуждение  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней иона кадмия в процессе *d*-ионизации атома кадмия электронным ударом [3].

Однако авторы работ [4–6] доминирующим механизмом возбуждения верхних лазерных уровней считают двухступенчатый процесс: на первой

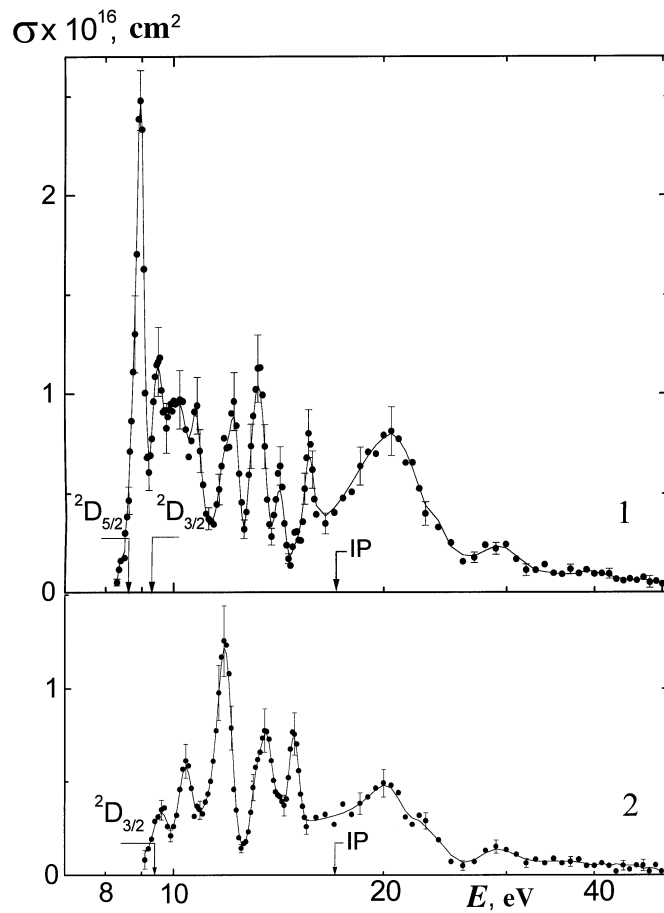
ступени ионизируются атомы кадмия электронным ударом, а на второй — возбуждаются ионы кадмия из основного  $4d^{10}5s^2S_{1/2}$ -состояния в долгоживущие  $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -состояния. В работах [5,6] оптическим методом в пересекающихся пучках при столкновениях электронов с ионами были исследованы энергетические зависимости эффективных сечений возбуждения лазерных линий  $\lambda 441.6$  и  $\lambda 325.0$  nm, а также резонансных линий  $\lambda 214.4$  и  $\lambda 226.5$  nm иона кадмия. Полученные в них максимальные величины абсолютных сечений возбуждения лазерных линий ( $5 \cdot 10^{-15}$  и  $3 \cdot 10^{-15}$  cm<sup>2</sup>) оказались невероятно большими: в два раза больше, чем абсолютные сечения возбуждения резонансных линий. Это послужило авторам подтверждением того, что ступенчатое возбуждение верхних лазерных уровней является доминирующим механизмом генерации в лазере на гелий-кадмиевой смеси. Однако следует отметить, что экспериментальные измерения [5,6] проведены в узком энергетическом интервале ( $7 \div 18$ ) eV, с большими погрешностями ( $\pm 45\%$ ), большим шагом сканирования энергии ( $0.5 - 1$  eV), значительным энергетическим разбросом электронов в пучке и, что нам кажется наиболее существенным, — при высоком значении величины анодного напряжения ( $\sim 100$  V) в ионном источнике. Последнее приводит к эффективному возбуждению в ионном источнике атомов кадмия в долгоживущие  $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -состояния иона кадмия с временами жизни  $\tau = 830$  и  $300$  ns, которые, не успевая на пути движения радиационным путем распасться, приходят в область столкновений. Несмотря на то что их доля относительно ионов в основном состоянии невелика, они все-таки значительно увеличивают излучательный фон. Это, в свою очередь, существенно влияет на корректность выделения полезного сигнала и на точность определения величин эффективных сечений возбуждения.

В связи с вышесказанным представляло интерес проведение при электрон-ионных столкновениях более детальных прецизионных исследований энергетических зависимостей эффективных сечений возбуждения лазерных  $\lambda 441.6$  и  $\lambda 325.0$  nm линий, излучающих с  $4d^95s^2D_{5/2,3/2}$ -уровней на резонансные  $4d^{10}5p^2P_{1/2,3/2}^0$ -уровни иона кадмия, с целью выяснения механизма заселения верхних лазерных уровней в гелий-кадмиевом лазере, что и было предметом данных исследований.

Экспериментальная установка, на которой проводились исследования, подробно описана в [7]. Источник ионов работал в режиме низковольтного разряда, энергия ионов составляла 640 eV, а ионный ток  $(6 \div 8) \cdot 10^{-7}$  A. 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 кадмия. Тем самым значительно уменьшался излучательный фон, обусловленный радиационным распадом этих состояний. Треханодная электронная пушка в интервале энергий (7 ÷ 50) eV формировала ленточный пучок электронов с током  $(7 \div 12) \cdot 10^{-5}$  А и энергетической неоднородностью на полувьсоте кривой распределения электронов по энергии  $\Delta E_{1/2} = 0.4$  eV. Электронный и ионный пучки в области столкновений пересекались под прямым углом в условиях вакуума  $10^{-8}$  Торр. Спектральное разделение излучения осуществлялось светосильным дифракционным монохроматором МДР-2 (1200 lines/mm), обратная линейная дисперсия которого составляла  $d\lambda/dl \sim 2$  nm/mm. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-140 ("Фотон"), темновой фон которого составлял  $1 \div 2$  puls./s. Сигнал величиной  $3 \div 0.5$  puls./s накапливался циклически на протяжении  $600 \div 800$  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 1/15 до 1/30. Процесс измерения и обработки экспериментальных данных был автоматизирован на базе модулей КАМАК и персонального компьютера. Система обеспечивала управление ускоряющим напряжением электронов, временем экспозиции в одной точке, количеством измеряемых точек и циклов измерения, а также запись и постоянный контроль величин токов в электронном и ионном пучках, интенсивности сигнала фотоэлектронного умножителя и количества импульсов в отдельных четвертях модуляции. Калибровка энергетической шкалы электронов произведена с точностью  $\pm 0.1$  eV по пороговому участку функции возбуждения интеркомбинационной линии атома кадмия на длине волны  $\lambda 326.1$  nm, для которой достоверно известен спектроскопический порог возбуждения.

Детальное исследование электронного возбуждения лазерных переходов с  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней иона кадмия на длинах волн  $\lambda 441.6$  и  $\lambda 325.0$  nm в области энергий электронов 7 ÷ 50 eV включало измерение энергетических зависимостей относительных эффективных сечений возбуждения, определение величины уноса исследуемого излучения из области наблюдения в зависимости от времени жизни состояния, скорости движения ионов и размера щели в направлении движения ионов, а также определение абсолютных величин сечений. При этом поляризация излучения не учитывалась. Наши расчеты показали, что в области



Энергетические зависимости абсолютных эффективных сечений возбуждения лазерных линий: 1 —  $\lambda 441.6 \text{ nm}$  ( $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{3/2}^0$ ); 2 —  $\lambda 325.0 \text{ nm}$  ( $4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p \ ^2P_{1/2}^0$ ).

столкновений высвечивают только 16 и 38% ионов на длинах волн  $\lambda 441.6$  и  $\lambda 325.0 \text{ nm}$  соответственно. Спектральная чувствительность регистрирующей аппаратуры была максимальной на длине волны  $380 \text{ nm}$  и составляла  $2 \cdot 10^{-4} \text{ puls./ph}$ .

Результаты исследования представлены на рис. 1. Вертикальными отрезками на экспериментальных точках указаны среднеквадратичные ошибки  $\pm(15 \div 20\%)$  относительных измерений. Абсолютные значения эффективных сечений возбуждения получены с погрешностью не более  $\pm 15\%$ .

Как видно из рисунка, на исследуемых функциях возбуждения обнаружена четко выраженная структура, обусловленная захватом налетающих электронов ионами и образованием атомарных  $4d^9nl n_1 l_1 n_2 l_2$  и ионных  $4d^9nl n_1 l_1$  автоионизационных состояний кадмия. Электронный распад этих состояний (непосредственно или через каскадные переходы) приводит к существенному дополнительному заселению  $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней, т.е. в данном процессе доминирует резонансное возбуждение, которое подавляет прямое возбуждение этих уровней. Причем резонансное возбуждение является определяющим не только в припороговой области энергий электронов, но и во всем исследованном энергетическом диапазоне.

Эффективные сечения электронного возбуждения лазерных  $4d^95s^2\ ^2D_{5/2} \rightarrow 4d^{10}5p\ ^2P_{3/2}^0$  и  $4d^95s^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p\ ^2P_{1/2}^0$ -переходов равны в максимуме  $2.5 \cdot 10^{-16}$  и  $1.3 \cdot 10^{-16}$   $\text{cm}^2$  соответственно, что примерно в 3 раза меньше, чем в случае возбуждения компонент резонансного  $4d^{10}5p\ ^2P_{1/2,3/2}^0$ -дублета, исследованных нами же в [8], и в 20 раз меньше, чем величины соответствующих сечений, полученные в работах [5,6]. Суммарное сечение возбуждения исследованных лазерных переходов электронным ударом хорошо согласуется с  $R$ -матричными расчетами сечения возбуждения  $4d^{10}5s\ ^2S-4d^95s^2\ ^2D$ -перехода [9], которые на данное время наиболее адекватно описывают электронное рассеяние на таких сложных многоэлектронных системах, как ион кадмия.

В заключение необходимо отметить, что заселение верхних лазерных  $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней при столкновениях электронов с ионами кадмия в основном состоянии осуществляется преимущественно за счет резонансных процессов, т.е. через атомарные и ионные автоионизационные состояния. В условиях плазмы резонансный вклад в эффективные сечения возбуждения этих уровней существенно усредняется максвелловским распределением электронов по энергиям, и по этой причине их величины будут еще меньше ( $\sim 10^{-17}$   $\text{cm}^2$ ). Это говорит о том, что двухступенчатый процесс — ионизация атомов кадмия и возбуждение  $4d^95s^2\ ^2D_{5/2,3/2}$ -уровней с основного состояния иона электронным

ударом — из-за малой эффективности второго процесса, по всей вероятности, не может считаться доминирующим механизмом генерации в гелий-кадмиевом лазере, как предполагалось в работах [4–6].

## Список литературы

- [1] *Справочник по лазерам* / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. 504 с.
- [2] *Макаров С.В., Новоселов Ю.Н., Осипов В.В.* // Квант. электрон. 1990. Т. 17. В. 8. С. 974–978.
- [3] *Jensen R.S., Bennet W.R.* // JEEE J. 1968. V. QE-4. N 5. P. 356–358.
- [4] *Goto T., Sakurai T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V. 15. N 12. P. 2413–2421.
- [5] *Hane K., Goto T., Hattori S.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. N 1. P. 124–131.
- [6] *Hane K., Goto T., Hattori S.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1983. V. 16. P. 629–637.
- [7] *Гомонай А.Н., Имре А.И.* // Укр. физ. журнал. 1996. Т. 41. N 11–12. С. 1032–1037.
- [8] *Gomonai A.N., Imre A.I., Vukstich V.S.* et al. // Contributed Papers of the XXI International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collision (XXI ICPEAC). Sendai, Japan, July 22–27, 1999. P. 342.
- [9] *Зацаринный О.И., Бандурина Л.А.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 4. С7 546–554.