

**ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНА КАДМИЯ
ЧЕРЕЗ АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ $4d^9 5s^2 5p$** **А. Н. Гомонай*, А. И. Гомонай, Ю. И. Гутич, В. В. Звенигородский**

УДК 539.186:546.48

*Институт электронной физики НАН Украины,
88017, Ужгород, Украина; e-mail: annagomonai@gmail.com*

(Поступила 19 мая 2020)

Методом УФ-спектроскопии в условиях пересекающихся пучков электронов и ионов обнаружены и исследованы диэлектронная рекомбинация иона Cd^+ ($4d^{10} 5s^2 S_{1/2}$) через образование автоионизационного состояния $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1$ атома кадмия и его радиационный распад на автоионизационные состояния $4d^{10} 5p^2^3 P_J$. Установлено, что наиболее интенсивным является радиационный переход $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1 \rightarrow 4d^{10} 5p^2^3 P_0$. Эффективное сечение диэлектронной рекомбинации в максимуме составляет $(5.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, что сравнимо с эффективными сечениями электронного возбуждения спектральных линий (в том числе резонансных) исследуемого иона. Высокая вероятность радиационного распада автоионизационного состояния $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1$ обусловлена межконфигурационным взаимодействием ($4d^{10} 5s 5p + 4d^{10} 5p 5d + 4d^9 5s^2 5p + 4d^9 5p^3$).

Ключевые слова: электрон, ион кадмия, автоионизационное состояние, диэлектронная рекомбинация, эффективное сечение.

Dielectronic recombination of the Cd^+ ($4d^{10} 5s^2 S_{1/2}$) ion via formation of the $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1$ Cd atom autoionization state and its radiative decay on the $4d^{10} 5p^2^3 P_J$ autoionization states was detected and studied in intersecting electron and ion beams using UV spectroscopy. The $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1 \rightarrow 4d^{10} 5p^2^3 P_0$ radiation transition is found to be the most intensive. The effective cross-section of dielectronic recombination at the maximum equals $(5.0 \pm 2.0) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ which is comparable with those for the electron excitation of the spectral lines (including resonance ones) of the ion under investigation. High probability of radiative decay of the $4d^9 5s^2 5p^3 D^{\circ}_1$ autoionization state is due to the interconfigurational interaction ($4d^{10} 5s 5p + 4d^{10} 5p 5d + 4d^9 5s^2 5p + 4d^9 5p^3$).

Keywords: electron, cadmium ion, autoionization state, dielectronic recombination, effective cross-section.

Введение. Свойства большинства плазменных сред определяются взаимодействием между электронами и ионами. Неупругие электрон-ионные столкновения играют важную роль в энергетическом балансе плазмы. Сечения возбуждения ионов электронным ударом необходимы для интерпретации спектроскопических измерений и моделирования плазмы с использованием столкновительно-радиационных моделей [1]. Важным элементом ионизационного баланса плазмы является диэлектронная рекомбинация (ДР), поэтому ошибка в определении ее характеристик может существенно влиять на результат (см., например, [2]). Процесс ДР играет существенную роль в установлении ионизационного равновесия в астрофизической и лабораторной плазме, а также в возбуждении излучения примесных ионов в термоядерной плазме, приводя тем самым к серьезной проблеме энергетических потерь [3, 4].

DIELECTRONIC RECOMBINATION OF THE Cd^+ ION VIA $4d^9 5s^2 5p$ AUTOIONIZING STATES**A. N. Gomonai*, A. I. Gomonai, Yu. I. Hutych, V. V. Zvenigorodskij** (*Institute of Electron Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod, 88017, Ukraine; e-mail: annagomonai@gmail.com*)

* Автор, с которым следует вести переписку.

Как известно [5], ДР представляет собой двухэтапный процесс. На первом этапе (диэлектронный захват) происходит захват налетающего (свободного) электрона в связанное состояние с одновременным возбуждением одного из электронов иона. Образовавшееся состояние является автоионизационным (АИС) и имеет два конкурирующих канала распада — автоионизацию, связанную с отрывом электрона, и радиационный распад в связанное состояние атома (собственно второй этап процесса ДР). Отметим, что ДР является резонансным процессом, имеющим место только тогда, когда энергия свободного электрона соответствует разности энергий между АИС и начальным состоянием иона. Участие АИС в этом процессе происходит благодаря межэлектронному взаимодействию. Поэтому при исследовании ДР открывается возможность изучения такого взаимодействия, а также других многоэлектронных эффектов. В связи с этим особый интерес представляет изучение процесса ДР сложных многоэлектронных ионов, в которых важную роль играют как корреляционные, так и релятивистские эффекты. Прикладной аспект таких исследований важен в связи с использованием элементов тяжелых металлов в конструкциях установок при изучении термоядерного синтеза и для исследований в астрофизике.

В связи с экспериментальными трудностями первоначальные исследования ДР были в основном теоретическими. Первые экспериментальные работы выполнены в условиях пересекающихся пучков по исследованию ДР однозарядных ионов металлов K^+ [6], Mg^+ и Ca^+ [7, 8] в конце 80-х гг. прошлого столетия. В указанных работах сделан фундаментальный вывод о том, что эффективность процессов возбуждения иона электронным ударом и ДР сравнимы по величине. Впоследствии это подтверждено и в других экспериментах по исследованию ДР ионов Zn^+ , Cd^+ [9, 10], Tl^+ [11], а также триэлектронной рекомбинации иона In^+ [12]. Наблюдавшееся в этих экспериментах излучение соответствовало переходам, в которых только верхний уровень — автоионизационный, в то время как нижний — один из обычных уровней нейтрального атома. В [13] впервые при электрон-ионных столкновениях обнаружены радиационные переходы между АИС $4d^9(2D_{5/2,3/2})5s^2nl$ и $4d^{10}5p(2P^{\circ}_{1/2,3/2})nl$ ($n \geq 6$) атома Cd , являющиеся диэлектронными сателлитами линий 325.0 нм ($4d^95s^2 2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p 2P^{\circ}_{1/2}$) и 353.6 нм ($4d^95s^2 2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p 2P^{\circ}_{3/2}$) иона Cd^+ .

В настоящей работе экспериментально исследована ДР иона Cd^+ в процессе радиационных переходов между наиболее низкими АИС атома кадмия $4d^95s^25p \rightarrow 4d^{10}5p^2$.

Эксперимент. Исследование выполнено на установке с пересекающимися электронным и ионным пучками, основные узлы которой, а также методика измерений методом оптической спектроскопии, описаны в [14—16]. Настоящая работа включает в себя аспекты, существенные при проведении детальных измерений (с малым шагом по энергии 0.05 эВ) в области низких энергий (3—5 эВ).

В эквипотенциальной области столкновений в условиях вакуума $5 \cdot 10^{-6}$ Па ионный пучок (сечением 2.5×2.5 мм², энергией $E_i = 600$ эВ и током $I_i = 0.5 \cdot 10^{-7}$ А) пересекается с электронным пучком ленточной формы (сечением 1×8 мм², энергией $E_e = 3—5$ эВ и током $I_e = (3—5) \cdot 10^{-5}$ А). Схема высоковакуумной камеры столкновений, в которой размещены источник ионов и электронная пушка, приведена на рис. 1.

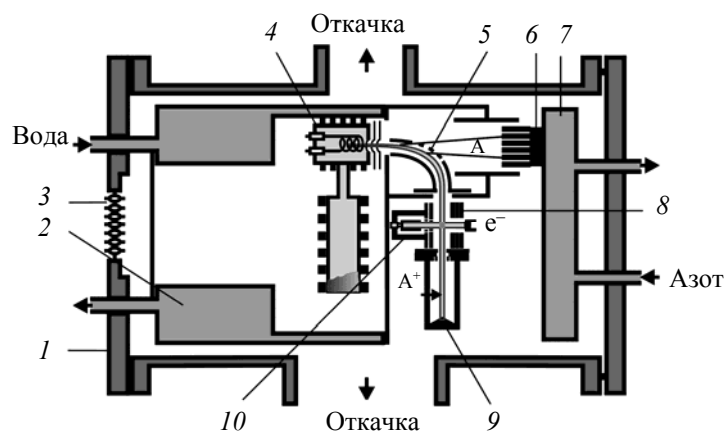


Рис. 1. Схема высоковакуумной камеры столкновений: 1 — фланец, 2 — водяной охладитель, 3 — электрические вводы, 4 — источник ионов, 5 — 90°-ный электростатический конденсатор, 6 — ловушка атомов, 7 — охладитель ловушки атомов, 8 — треханодная электронная пушка, 9 — коллектор ионов, 10 — коллектор электронов

Источник ионов, работающий в режиме низковольтного дугового разряда и состоящий из резервуара с рабочим веществом, ионизационной камеры с катодом прямого накала и системы их обогрева, позволяет получать стабильный пучок ионов Cd^+ преимущественно в основном состоянии. Напряжение разряда ионного источника ≤ 12 В, что ниже порога возбуждения (17.6 эВ) нижнего ионного уровня $4d^9 5s^2 {}^2D_{5/2}$ [17] из основного состояния атома кадмия ($4d^{10} 5s^2 {}^1S_0$). Это позволяет избежать эффективного возбуждения долгоживущих ($\tau = 830$ и 300 нс) ионных состояний $4d^9 5s^2 {}^2D_{5/2,3/2}$, которые, попадая в область столкновений, могут давать существенный вклад в излучательный фон на длине волны рассматриваемого перехода. При указанном напряжении разряда этот фон ≤ 0.05 %.

Источником электронного пучка служит низкоэнергетическая треханодная электронная пушка. Контрольные эксперименты по выбору оптимального режима показывают, что наилучшая моноэнергетичность (ширина на половине высоты функции распределения электронов по энергиям) $\Delta E_{1/2} = 0.35$ эВ достигается при ускоряющем напряжении электронной пушки 3 эВ. Энергетическая шкала электронов прокалибрована с погрешностью ≤ 0.1 эВ в процессе прецизионных измерений порогового участка функции возбуждения спектральной линии водорода на $\lambda = 121.6$ нм, спектроскопический порог которой известен с большой точностью [17].

Излучение, соответствующее конкретному спектральному переходу, зарегистрировано перпендикулярно плоскости пересечения пучков. Для его спектрального разделения использован светосильный дифракционный монохроматора МДР-2 с дифракционной решеткой 1200 штр/мм и обратной линейной дисперсией 2 нм/мм. В качестве детектора излучения использован охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-140. Чувствительность системы регистрации фотонов в области 230—350 нм определена с использованием водородной лампы низковольтного дугового разряда ДВС-25, в области 340—600 нм — вольфрамовой ленточной лампы накаливания СИ8-200. Максимальная чувствительность системы регистрации вблизи $\lambda = 380$ нм составляет $2 \cdot 10^{-4}$ имп./фотон.

В силу специфики электрон-ионных столкновений (ограничение концентрации ионов в пучке $N_i \leq 10^7$ см $^{-3}$ из-за взаимного влияния пространственных зарядов электронного и ионного пучков, особенно при низких энергиях электронов $E_e < 10$ эВ) величина исследуемого полезного сигнала намного меньше по сравнению с аналогичными экспериментами при электрон-атомных столкновениях. Кроме того, сигнал, как правило, регистрируется на преобладающем фоне от различных сопутствующих процессов (столкновений электронов и ионов с атомами и молекулами остаточного газа) и фоне детектора. Поэтому регистрация полезного сигнала осуществлялась в условиях модуляции электронного и ионного пучков прямоугольными импульсами, сдвинутыми по фазе на одну четвертую периода модуляции [16]. Полезный сигнал 1—1.5 имп./с накапливался циклически с временем экспозиции в каждой точке 1000 с и количеством циклов 3—5. Количеством циклов задавалась такая суммарная экспозиция в каждой точке измерения, при которой разброс накопленного количества полезных импульсов ≤ 15 % в максимуме.

Результаты и их обсуждение. В соответствии с данными [18—25] в оптически разрешенном автоионизационном спектре атома Cd выше потенциала ионизации (8.994 эВ) [17] в области энергий электронов 2.5—4.5 эВ преобладают интенсивные линии, соответствующие АИС $4d^9 5s^2 5p$ (${}^3P^{\circ}_1$, ${}^1P^{\circ}_1$ и ${}^3D^{\circ}_1$). Ряд менее интенсивных линий относится к АИС, которые образуются при возбуждении обих валентных $5s$ -электронов основного состояния атома кадмия, в том числе на наиболее близкую $5p$ -оболочку (конфигурация $4d^{10} 5p^2$, которой соответствуют пять уровней: ${}^3P_{0,1,2}$, 1D_2 , 1S_0) [24—29].

Ранее [13] были обнаружены и экспериментально исследованы радиационные переходы между АИС $4d^9 ({}^2D_{5/2,3/2}) 5s^2 nl$ и $4d^{10} 5p ({}^2P^{\circ}_{1/2,3/2}) nl$ ($n \geq 7$) атома Cd, которые являются диэлектронными сателлитами линий 325.0 нм ($4d^9 5s^2 {}^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p {}^2P^{\circ}_{1/2}$) и 353.6 нм ($4d^9 5s^2 {}^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10} 5p {}^2P^{\circ}_{3/2}$) иона Cd^+ . Установлено [13], что эффективные сечения диэлектронных сателлитов линий 325.0 и 353.6 нм $4 \cdot 10^{-17}$ и $1 \cdot 10^{-17}$ см 2 сравнимы с эффективными сечениями возбуждения линий иона Cd^+ . Поскольку уровни $4d^9 5s^2 5p$ (${}^3P^{\circ}_1$, ${}^1P^{\circ}_1$, ${}^3D^{\circ}_1$) и $4d^{10} 5p^2$ (${}^3P_{0,1,2}$, 1D_2 , 1S_0) являются самыми нижними уровнями серий АИС электронных конфигураций $4d^9 ({}^2D_{5/2,3/2}) 5s^2 nl$ и $4d^{10} 5p ({}^2P^{\circ}_{1/2,3/2}) nl$, вероятность радиационных переходов между ними должна быть также достаточно высокой (рис. 2). Однако, как видно из табл. 1, АИС конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ имеют сильно различающиеся автоионизационные ширины. Согласно [24, 25], ширина уровня ${}^1P^{\circ}_1$ равна 0.14 эВ, уровня ${}^3P^{\circ}_1$ — 0.04 эВ, уровня ${}^3D^{\circ}_1$ — 0.003 эВ. Соответственно, вероятность автоионизации уровней ${}^1P^{\circ}_1$ и ${}^3P^{\circ}_1$ очень высокая, а их радиационный распад (особенно уровня ${}^1P^{\circ}_1$) маловероятен. В то же время вероятность радиационного распада уровня ${}^3D^{\circ}_1$ с временем жизни $\sim 10^{-11}$ с достаточно высокая.

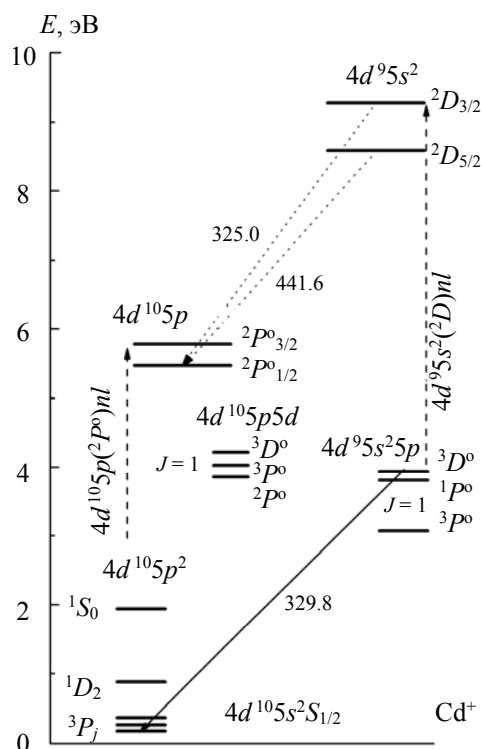


Рис. 2. Схема АИС атома Cd I и уровней иона Cd II

Т а б л и ц а 1. Энергетические положения и ширины АИС атома Cd

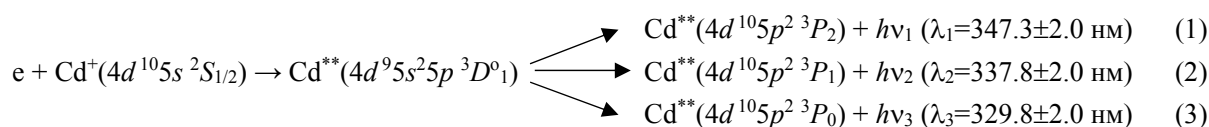
Уровень	Энергия уровня (эксперимент), эВ	Ширина, эВ
<i>4d¹⁰5p² CdI</i>		
³ P ₀	0.18 [25]; 0.18 [26]	0.0007 [25]; 0.00004 [29]
³ P ₁	0.27 [26]; 0.31 [27]; 0.273* [28]	0.0002 [29]
³ P ₂	0.37 [25]; 0.40 [27]; 0.392* [28]	0.0194 [25]; 0.0287 [29]
¹ D ₂	1.18 [21]; 0.88 [25]; 1.18 [27]	0.767 [25]
¹ S ₀	2.24 [21]; 1.94 [25]; 2.23 [27]	0.058 [25]
<i>4d⁹5s²5p CdI</i>		
³ P ₁	3.07 [21]; 3.069 [22]; 3.07 [24]; 3.07 [25]; 3.053* [28]; 3.068 [31]	0.045 [20]; 0.038 [22]; 0.041 [24]; 0.041 [25]
¹ P ₁	3.82 [21]; 3.811 [22]; 3.81 [24]; 3.81 [25]; 3.834* [28]; 3.816 [31]	0.140 [20]; 0.145 [22]; 0.140 [24]; 0.140 [25]
³ D ₁	3.94 [21]; 3.936 [22]; 3.94 [24]; 3.94 [25]; 3.934* [28]; 3.938 [31]	0.0031 [24]; 0.003 [25]
<i>4d¹⁰5p5d CdI</i>		
³ D ₁	3.88 [21]; 3.862 [22]; 3.86 [25]	0.015 [22]; 0.003 [25]
³ P ₁	4.03 [25]	0.008 [25]
¹ P ₁	4.22 [21]; 4.243 [22]; 4.22 [25]	0.015 [25]

* Теоретический расчет.

Ряд экспериментально и теоретически доказанных фактов могут существенно повлиять на соотношение вероятностей АИС и радиационного распада всех указанных уровней. Во-первых, обнаруженный в работе [18] резонанс при энергии 3.07 эВ приписан уровню ¹P₀, а при энергии 3.81 эВ — уровню ³P₀. Однако в [19, 30] показано, что существует сильное смешивание уровней конфигурации 4d⁹5s²5p и основной вклад в низкоэнергетический резонанс (3.07 эВ) вносит состояние 4d⁹5s²5p ³P₀, в то время как во втором резонансе (3.81 эВ) преобладает состояние 4d⁹5s²5p ¹P₀. Впоследствии это

экспериментально подтверждено в работе [31], результаты которой хорошо согласуются с расчетами [19, 28, 30]. Таким образом, для каждого из трех уровней конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ ($J=1$) характерно спин-орбитальное смешивание друг с другом: самый нижний (3.07 эВ) — 81 % $^3P^{\circ}_1$ + 11 % $^1P^{\circ}_1$ + 6 % $^3D^{\circ}_1$ + 2 % $4d^9(5p^3 \ ^2P)^1P^{\circ}$, второй (3.81 эВ) — 85 % $^1P^{\circ}_1$ + 11 % $^3P^{\circ}_1$ + 2 % $4d^9(5p^3 \ ^2P)^3D^{\circ}$, верхний (3.94 эВ) — 89 % $^3D^{\circ}_1$ + 6 % $^3P^{\circ}_1$ + 3 % $4d^9(5p^3 \ ^2P)^3D^{\circ}$ [28, 31]. Во-вторых, наличие межконфигурационного взаимодействия может существенно увеличить вероятность радиационного перехода с рассматриваемых уровней. Известно, что в случае перехода $4d^9 5s^2 \rightarrow 4d^{10} 5p$ это взаимодействие $4d^9 5s^2 + 4d^9 5p^2 + 4d^{10} 5d$. Возможно взаимодействие конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ с $4d^{10} 5s 5p$ или $4d^9 5p^3$. На межконфигурационное взаимодействие $4d^{10} 5s 5p + 4d^{10} 5p 5d + 4d^9 5s^2 5p + 4d^9 5p^3$ указано в [28]. В-третьих, вблизи АИС $4d^9 5s^2 5p$ ($J=1$) расположены АИС конфигурации $4d^{10} 5p 5d$: $^3D^{\circ}_1$ (3.86 эВ) и $^3P^{\circ}_1$ (4.03 эВ) [21, 25], которые, согласно правилам отбора, в LS -связи также могут радиационно распадаться на уровни конфигурации $4d^{10} 5p^2$. Поскольку время жизни этих АИС $\sim 10^{-11}$ — 10^{-12} с, их радиационный распад может вполне составить конкуренцию автоионизационному. В-четвертых, в [31] при исследовании возбуждения АИС конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ атома Cd с использованием метода потерь энергии электронов экспериментально установлено, что уровни $4d^9 5s^2 5p \ ^3P^{\circ}_1$ (3.07 эВ) и $^1P^{\circ}_1$ (3.81 эВ) возбуждаются значительно эффективнее, чем другие уровни этой же конфигурации. В [32] при экспериментальном и теоретическом исследовании функций электронного возбуждения спектральных линий главной серии атома Cd показано, что обнаруженная на этих функциях возбуждения структура при энергии, близкой к 3.07 эВ, с большой вероятностью обусловлена распадом АИС $4d^9 5s^2 5p \ ^3P^{\circ}_1$ в электронном канале.

Таким образом, анализ и учет всех перечисленных фактов показывают, что из трех уровней $^3P^{\circ}_1$, $^1P^{\circ}_1$ и $^3D^{\circ}_1$ АИС конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ атома Cd наибольшую вероятность радиационного распада имеет уровень $^3D^{\circ}_1$, что подтверждено экспериментально при исследовании энергетической зависимости интенсивности радиационного распада АИС $4d^9 5s^2 5p \ ^3D^{\circ}_1$. АИС при столкновениях электронов с ионами Cd^+ ($4d^{10} 5s \ ^2S_{1/2}$) образуется в результате резонансного захвата налетающего электрона в $5s$ -вакансию с одновременным возбуждением одного из $4d^{10}$ -электронов иона в оболочку $5p$. На втором этапе происходит радиационная стабилизация образованного АИС на уровне $^3P_{0,1,2}$ АИС конфигурации $4d^{10} 5p^2$, т. е. имеет место процесс ДР:



Для расчета длин волн исследуемых переходов использованы данные об энергетическом положении АИС конфигурации $4d^9 5s^2 5p$ и $4d^{10} 5p^2$ атома Cd из [25, 26].

На рис. 3 представлена энергетическая зависимость эффективного сечения $\sigma(E)$ ДР иона Cd^+ в случае наиболее интенсивного перехода на $\lambda_3 = 329.8$ нм согласно реакции (3). Излучение наблюдалось в узком диапазоне энергий (~ 1 эВ), а зависимость $\sigma(E)$ носит резонансный характер с максимумом в пороге энергии возбуждения уровня $4d^9 5s^2 5p \ ^3D^{\circ}_1$ (3.94 эВ) и шириной на половине высоты, равной энергетической неоднородности электронов в пучке (моноэнергетичности электронного пучка) $\Delta E_{1/2} \approx 0.35$ эВ. Установлено, что при изменении моноэнергетичности пучка электронов изменяется и ширина исследуемой энергетической зависимости $\sigma(E)$. Совокупность указанных фактов, а также то, что излучение наблюдается только в присутствии пучка ионов Cd^+ в области столкновений, дают основание полагать, что излучение связано именно с процессом ДР иона Cd^+ вследствие радиационного распада АИС $4d^9 5s^2 5p \ ^3D^{\circ}_1$.

Эффективное сечение ДР иона Cd^+ в максимуме для перехода $4d^9 5s^2 5p \ ^3D^{\circ}_1 \rightarrow 4d^{10} 5p^2 \ ^3P_0$ (3) на $\lambda_3 = 329.8$ нм равно $\sigma(E)_{\max} = (5.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Ошибка расчета абсолютной величины $\sigma(E)$ ДР $\sim 50\%$ определяется ошибками относительных измерений и расчета спектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры. Интенсивность излучения переходов (1) и (2) намного слабее, чем перехода (3). Так, для перехода (1) $\sigma(E)_{\max} = (0.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, для перехода (2) $\sigma(E)_{\max} = (0.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. На длине волны перехода (3) излучает также спектральный переход с АИС $4d^{10} 5p 5d \ ^3P^{\circ}_1$ (4.03 эВ) [25] на АИС $4d^{10} 5p^2 \ ^3P_1$ (0.27 эВ) [26]. Однако в этом случае на первом этапе ДР происходит электронное возбуждение ns электрона остова иона с одновременным резонансным захватом налетающего электрона в дважды возбужденное промежуточное АИС $4d^{10} 5p 5d$. Как пока-

зывают исследования процесса ДР иона Cd^+ через АИС конфигурации $4d^{10}5p^2$ [10], образование которого при электрон-ионных столкновениях происходит аналогично указанному выше АИС $4d^{10}5p5d^3P^0_1$, в этом случае сечение ДР в максимуме $\sigma_{\text{max}} \sim 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Поэтому возможный вклад радиационного распада АИС $4d^{10}5p5d^3P^0_1$ в эффективное сечение ДР через АИС $4d^95s^25p^3D^0_1 \leq 30\%$.

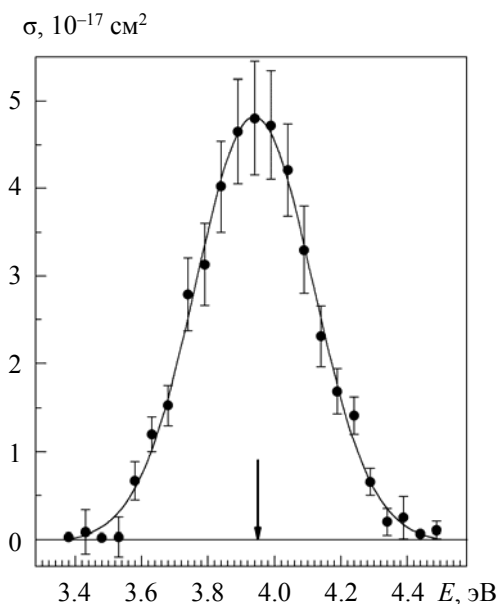


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения ДР иона Cd^+ ; точки — эксперимент, линия — аппроксимация экспериментальных данных распределением Гаусса; вертикальными отрезками указана относительная стандартная неопределенность результатов измерений

Таким образом, эффективное сечение $\sigma(E)$ ДР иона Cd^+ при радиационном переходе между АИС $4d^95s^25p^3D^0_1$ и $4d^{10}5p^2^3P_0$ соизмеримо с эффективными сечениями электронного возбуждения как диэлектронных сателлитов ионных линий 325.0 нм ($4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2^2P^0_{1/2}$) и 353.6 нм ($4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2^2P^0_{3/2}$) Cd^+ , так и самих лазерных линий [13]. Это свидетельствует о существенной вероятности как диэлектронного захвата налетающего электрона ионом, так и радиационного распада образованного АИС.

Заключение. Обнаружена и исследована диэлектронная рекомбинация иона Cd^+ через образование автоионизационного состояния конфигурации $4d^95s^25p$ и его радиационный распад на автоионизационные состояния конфигурации $4d^{10}5p^2$. Процесс является примером проявления корреляционных взаимодействий в многоэлектронных ионах и связан с эффективным электронно-индуцированным $4d \rightarrow 5p$ -переходом (на который влияют как внутриоболочечные, так и межоболочечные корреляции), включающимся в этап резонансного захвата налетающего электрона в $5s$ -вакансию. Абсолютная величина сечения диэлектронной рекомбинации через наиболее интенсивный радиационный переход $4d^95s^25p^3D^0_1 \rightarrow 4d^{10}5p^2^3P_0$ составляет $(5.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, что сравнимо с эффективными сечениями возбуждения лазерных линий 325.0 нм ($4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2^2P^0_{1/2}$) и 353.6 нм ($4d^95s^2^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2^2P^0_{3/2}$) иона Cd^+ и их диэлектронных сателлитов. Эффективность диэлектронной рекомбинации существенно зависит от соотношения вероятностей радиационного и электронного распада автоионизационного состояния. В случае кадмия энергии связи электронов в субвалентной $4d$ - и валентной $5s$ -оболочках различаются менее чем в два раза, что приводит к существенному влиянию $4d$ -оболочки на валентную $5s$ -оболочку. Результатом межэлектронного взаимодействия является, в частности, конфигурационное смешивание. В нашем случае это смешивание конфигурации $4d^95s^25p$ с конфигурациями $4d^{10}5p5d$ и $4d^95p^3$, которое способствует существенному увеличению вероятности радиационного распада автоионизационного состояния $4d^95s^25p^3D^0_1$. Поэтому учет корреляционных эффектов, в частности конфигурационного смешивания, в теоретических расчетах эффективных сечений процесса диэлектрической рекомбинации многоэлектронных ионов является необходимым условием получения надежных данных.

- [1] *Modern Methods in Collisional-Radiative Modeling of Plasmas*, Springer (2016)
- [2] **J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, O. Peyrusse.** *High Energy Density Phys.*, **5**, N 1-2 (2009) 51—60
- [3] **N. R. Badnell, G. Del Zanna, L. Fernández-Menchero, A. S. Giunta, G. Y. Liang, H. E. Mason, P. J. Storey.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, N 9 (2016) 094001—094009
- [4] **A. Müller.** *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **55** (2008) 293—417
- [5] **M. Pindzola, D. Griffin, N. Badnell.** *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics.*, Springer-Verlag New York (2006) 829—834
- [6] **I. Aleksakhin, A. Zapesochnyi, A. Imre.** *JETP Lett.*, **28**, N 9 (1978) 531—534
- [7] **D. Belic, G. Dunn, T. Morgan, D. W. Mueller, C. Timmer.** *Phys. Rev. Lett.*, **50**, N 5 (1983) 339—342
- [8] **J. Williams.** *Phys. Rev. A*, **29**, N 5 (1984) 2936—2938
- [9] **A. Imre, A. N. Gomonai, V. Vukstich, A. Nemet.** *JETP Lett.*, **68**, N 8 (1998) 646—650
- [10] **А. Н. Гомонай.** *Журн. прикл. спектр.*, **82**, № 1 (2015) 17—22 [**A. N. Gomonai.** *J. Appl. Spectr.*, **82**, N 1 (2015) 13—18]
- [11] **А. Н. Гомонай.** *Опт. и спектр.*, **81**, № 1 (1996) 22—25
- [12] **A. N. Gomonai, Yu. I. Hutych, E. V. Ovcharenko, A. I. Imre.** *JETP Lett.*, **94**, N 6 (2011) 422—424
- [13] **A. N. Gomonai, A. I. Imre.** *Tech. Phys. Lett.*, **31**, N 5 (2005) 391—393
- [14] **А. Н. Гомонай.** *Опт. и спектр.*, **94**, N 4 (2003) 488—495
- [15] **А. Н. Гомонай, А. I. Imre, V. S. Vukstich.** *Опт. и спектр.*, **99**, № 6 (2005) 849—857
- [16] **E. V. Ovcharenko, A. I. Imre, A. N. Gomonai, Yu. I. Hutych.** *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.*, **43**, N 17 (2010) 175206—175214
- [17] **J. E. Sansonetti, W. C. Martin.** *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **34**, N 4 (2005) 1559—2259
- [18] **H. Beutler.** *Z. Phys.*, **87** (1933) 19—27
- [19] **M. Wilson.** *J. Phys. B*, **1** (1968) 736—741
- [20] **G. V. Marr, J. M. Austin.** *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **310** (1969) 137—149
- [21] **V. Pejcev, D. Rassi, K. J. Ross.** *J. Phys. B*, **10**, N 16 (1977) L629—L633
- [22] **J. Jimenez-Mier, C. D. Caldwell, M. O. Krause.** *Phys. Rev. A*, **39**, N 1 (1989) 95—102
- [23] **N. L. S. Martin.** *J. Phys. B*, **23** (1990) 2223—2231
- [24] **N. L. S. Martin, D. B. Thompson, R. P. Bauman, M. Wilson.** *J. Phys. IV France*, **03** (1993) C6-69—C6-78
- [25] **N. L. S. Martin, D. B. Thompson, R. P. Bauman, M. Wilson.** *Phys. Rev. A*, **50**, N 5 (1994) 3878—3885
- [26] **W. R. S. Garton, A. Rajaratnam.** *Proc. Phys. Soc. London A*, **68** (1955) 1107—1112
- [27] **A. Hashizume, N. Wasada.** *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **13**, N 24 (1980) 4865—4875
- [28] **M. W. D. Mansfield, M. M. Murnane.** *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, N 21 (1985) 4223—4244
- [29] **M. Aymar, E. Luc-Koenig, M. Chantepie, J. L. Cojan, J. Landais, B. Lanepce.** *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **19**, N 19 (1986) 3881—3893
- [30] **W. C. Martin, J. Sugar, J. L. Tech.** *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, N 12 (1972) 1488—1492
- [31] **B. Predojevic, D. Sevic, V. Pejcev, B. P. Marinkovic, D. M. Filipovic.** *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **36**, N 11 (2003) 2371—2383
- [32] **Г. Г. Богачев, Е. Ю. Ремета.** *Опт. и спектр.*, **128**, N 2 (2020) 176—185 [**H. G. Bohachov, E. Yu. Remeta.** *Opt. Spectr.*, **128**, N 2 (2020) 172—181]