

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ УДАРОВ 2-ГО РОДА АТОМОВ Cd(5^3P_1) С МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ¹

А. И. Коротков, Ю. С. Гурьев и С. М. Казаков

Проведено измерение относительных эффективных сечений ударов 2-го рода для процесса $Cd(5^3P_1) + e \rightarrow Cd(5^1S_0) + e + \Delta W$ в интервале энергий медленных электронов от 0.6 до 4 эВ. Пучок медленных электронов формировался по методу двойного поля Ханле, которые, претерпев удары 2-го рода, попадали на коллектор и регистрировались электрометром. Возбуждение атомов до уровня Cd (5^3P_1) осуществлялось в результате оптической накачки от внешнего источника света. Дано аналитическое обоснование существования первичного максимума на функции девозбуждения уровня Cd (5^3P_1).

Введение

Несмотря на значительное число работ, посвященных изучению ударов 2-го рода, в целом наши сведения о них остаются недостаточными. Особенно это связано с исследованием ударом 2-го рода, возбужденных атомов с медленными электронами. В большинстве работ удары 2-го рода возбужденных атомов с медленными электронами исследовались в условиях газоразрядной плазмы. Так, Фелпс с сотрудниками [1-3], используя микроволновый метод, определили сечение перехода в гелии $2^3S_0 \rightarrow 2^3S_1$. В работах Кагана и Солдатова [4, 5] было показано, что удары 2-го рода могут привести к энергетическому перераспределению частиц в плазме. В частности, на функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в трубке с полым катодом были обнаружены дополнительные пики. Возникновение отдельных пиков на ФРЭЭ, по мнению автора работы [5], связано с существованием ударов 2-го рода.

Пенкиным с сотрудниками [19] в условиях газоразрядной плазмы в парах кадмия были определены сечения переходов $5^3P_2 \rightarrow 5^3P_1$ и $5^3P_1 \rightarrow 5^3P_0$. Что касается прямых измерений, то для Cd они отсутствуют.

Анализ параметров, влияющих на величину регистрируемого сигнала

Как известно [6], для определения относительных эффективных сечений ударов 2-го рода достаточно измерить ток на коллектор i_a в зависимости от энергии медленных электронов

$$i_a = z i_m n_m q_{21}(U) x, \quad (1)$$

где z — некоторая постоянная величина, учитывающая конструкцию трубки; i_m — ток медленных электронов при вхождении их в эквипотенциальное пространство; n_m — концентрация возбужденных атомов на

¹ Материал данной работы доложен на 1-ой Всесоюзной конференции по спектроскопии низкотемпературной плазмы. Ленинград, 1973.

исследуемом уровне; $q_{21}(U)$ — эффективное сечение ударов 2-го рода; x — эффективный путь электронов в камере столкновений.

Из формулы (1) следует, что повышение величины i_a возможно за счет увеличения тока i_m , концентрации возбужденных атомов n_m , эффективного пути электронов x либо путем подбора таких уровней, для которых значение $q_{21}(U)$ велико. Рассмотрим в отдельности влияние каждого фактора на величину тока.

Концентрацию возбужденных атомов n_m в определенных пределах можно повысить за счет изменения концентрации нормальных атомов N_0 . Как правило, это достигается в результате увеличения давления паров P . С другой стороны, повышение P приводит к росту оптической толщины поглощающего слоя $x_0 l$, где x_0 — коэффициент поглощения в центре линии, l — толщина поглощающего слоя, и перераспределению возбужденных атомов по сечению трубки. Кроме того, при $x_0 l \gg 1$ нарушается режим однократности столкновений электронов с атомами. Концентрация возбужденных атомов будет также зависеть от режима работы источника, используемого для оптической накачки.

Изменение величины дрейфового пространства в сторону его увеличения ограничено тем, что средняя длина свободного пробега должна быть больше величины x , если измерения проводить в режиме однократных столкновений. Уменьшение длины дрейфового пространства не дает также положительного результата, так как при этом снижается эффективная продолжительность возбужденного состояния, а значит и концентрация возбужденных атомов.

Предварительную оценку величины $q_{21}(U)$ для какого-либо атома и конкретного уровня можно провести на основании принципа детального равновесия [7] и известных значений для эффективных сечений $q_{12}(U_1)$ ударов 1-го рода. Ясно одно, что если $q_{12}(U_1) < 10^{-18}$ см², то измерение i_a в широком интервале энергии медленных электронов становится затруднительным.

Наконец, повышение величины i_a возможно за счет увеличения тока медленных электронов i_m . Этот путь наиболее эффективен и имеет некоторые преимущества ввиду простоты его осуществления, поскольку увеличение i_m не связано с дополнительными конструктивными изменениями в установке. Однако и увеличение плотности тока i_m можно осуществлять в определенных пределах, например не превышающих значений 10^{-2} А × см⁻². Дело в том, что при больших плотностях тока необходимо учитывать объемный заряд и, кроме того, при таких условиях теряется монокинетичность электронного пучка.

Таким образом, при регистрации i_a существующей аппаратурой необходимо выбирать оптимальный вариант, исходя из перечисленных выше параметров. Пример расчета величины i_a приведен в работе одного из авторов [8].

Данная работа посвящена измерению относительных эффективных сечений ударов 2-го рода атомов Cd (5^3P_1) с медленными электронами, т. е. исследованию зависимости тока i_a от энергии U этих электронов, и аналитическому обоснованию существования первичного максимума на функции девозбуждения.

Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки и методика подобных измерений подробно описаны в работах [6, 8-10]. В данном сообщении мы будем придерживаться обозначений схемы, приводимой в [10]. Поскольку плотность пучка медленных электронов была значительно увеличена, то нам пришлось отказаться от формирования электронного пучка по методу ЗРП [11]. По этой причине электрод A_2 в схеме отсутствовал. Заселение атомов кадмия до уровня 5^3P_1 осуществлялось в результате оптической накачки от высокочастотной безэлектродной кадмиевой лампочки (ВБКЛ). Нами использовались ВБКЛ промышленного типа диаметром 20 мм, из-

готовленные из кварцевого стекла. Разряд в ВБКЛ зажигался с помощью ВЧ генератора, собранного по схеме, приводимой в работе [12]. Резонансная линия кадмия 3261 \AA , излучаемая ВБКЛ, выделялась с помощью интерференционных фильтров или фильтров УФС-2. Концентрация нормальных атомов кадмия определялась по формуле

$$N_0 = 9.8 \cdot 10^{18} \frac{P}{\sqrt{TT_1}}, \quad (2)$$

где P — давление насыщенного пара в отростке, T — температура отростка в К, T_1 — то же самое для трубки.

Давление паров кадмия рассчитывалось по формуле

$$P = -109.0 \frac{52.23}{T} + 8.56, \quad (3)$$

приводимой в [13].

Результаты измерений и вычислений N_0 и P сравнивались с данными, полученными в работе [14]. Дополнительные трудности, возникшие при эксперименте, были связаны с нагреванием трубки до 310°C .

Плотность пучка медленных электронов составила $(2 \cdot 10^{-3} \div 9 \cdot 10^{-4}) \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ при полуширине разброса $(0.6 \div 0.9) \text{ эВ}$ в интервале энергий медленных электронов $(0.6 \div 4.0) \text{ эВ}$. Более 90% электронов в пучке имели разброс скоростей 0.6 эВ . Эти результаты соответствуют давлению паров кадмия, равному $(1 \div 9) 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$

Регистрация сигнала осуществлялась с помощью электрометрического усилителя типа ЭМУ-3.

Основные результаты измерений и их обсуждение

После изучения монокинетичности электронного пучка в парах кадмия и определения истинных значений измеряемых потенциалов исследовалась зависимость тока i_a на электроде A_6 при различных значениях напряжения на тормозящем электроде A_5 и наличии возбужденных атомов в эквипотенциальном пространстве. Предварительно до проведения данного эксперимента в течение часа прогревался электрометрический усилитель.

Рассмотрим сейчас пучок медленных электронов с энергией $U < U_0$ входящих в камеру столкновений. При наличии атомов в состоянии 5^3P_1 и отсутствии тормозящего напряжения на электроде A_5 ток на электроде A_6 состоит из упруго рассеянных электронов и электронов, испытавших неупругие удары 1-го и 2-го рода. С увеличением тормозящего напряжения на электроде A_5 основной электронный пучок может полностью отразиться и только электроны, энергия которых увеличилась от U до $U + U_0$, могут достичь электрода A_6 .

Для каждого минимального значения энергии U медленных электронов определялась минимальная задерживающая разность потенциалов U_r , приложенная к электроду A_5 . Это необходимо делать для того, чтобы отфильтровать из основного пучка электроны, претерпевшие удары 2-го рода с атомами Cd (5^3P_1). Например, при $U_r = 1.1 \text{ эВ}$ задерживающее поле на электроде A_5 изменялось от плюс 1.1 до минус 5.5 В. Было установлено, что невозможно измерить сигнал между нулем и 2.9 В. В этой области находится та часть электронов главного пучка, у которых высокая энергия и здесь значительный разброс данных. Таким образом, минимальное задерживающее поле, которое необходимо приложить к электроду A_5 при $U = 1.1 \text{ эВ}$, должны быть по абсолютной величине $|U_r| \geq 2.9 \text{ В}$.

Если теперь тормозящее напряжение на электроде A_5 оставить неизменным, например при $|U_r| = 3 \text{ В}$, то можно исследовать зависимость $i_a = f(U)$ в интервале от $U = 0.6$ до 1.1 эВ для различных значений давлений P и токов медленных электронов i_m , или $i_a = f(P)$ и $i_a = f(i_m)$ для какого-то определенного значения $U \leq 1.1 \text{ эВ}$.

Кривые торможения подобным методом снимались для всех значений U , вплоть до $U=3.8$ эВ. Типичная кривая торможения показана на рис. 1 для энергии медленных электронов $U=1.1$ эВ. Из рис. 1 видно, что по мере того как тормозящее напряжение становится все более отрицательным сигнал постоянно уменьшается и при $|U_r| \approx 5.5$ В практически становится равным нулю. Остальные кривые торможения сохраняют общие черты. Однако не для всех значений энергий медленных электронов удалось снять кривые торможения. Для $U \geq 3.8$ эВ величина тока на электрод A_6 очень мала и фактически выходит за пределы чувствительности нашей установки. Кроме того, в области $U_a < U_1 < 4.4$ эВ также не удалось измерить функцию $i_a = f(U)$ ввиду неоднозначности в определении энергии медленных электронов.

Как и в ранних работах [6, 15, 16], изучалось влияние побочных эффектов на величину коллекторного тока. Было установлено, что кривая

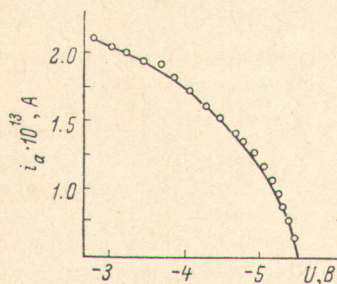


Рис. 1. Кривая торможения коллекторного тока.

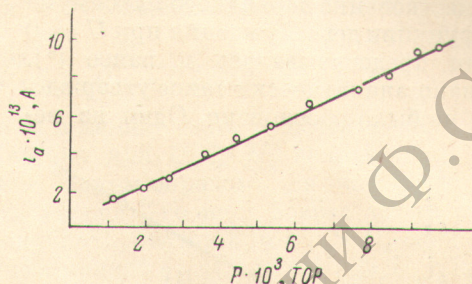
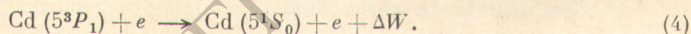


Рис. 2. Зависимость коллекторного тока от давления паров кадмия.

$$j = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}, U = 1.1 \text{ В.}$$

торможения, изображенная на рис. 1, действительно обусловлена ударами 2-го рода атомов $\text{Cd}(5^3P_1)$ с медленными электронами и соответствует процессу



Зависимость тока i_a от давления паров кадмия исследовалась при $U=1.1$ В, $U_r=-3$ В и неизменной плотности пучка медленных электронов, равной $j_m = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Давление паров Cd регулировалось температурой отрезка, которая была на $(15 \div 20)^\circ \text{C}$ ниже температуры в камере столкновений. Температура в камере столкновений и в отрезке задавалась от отдельных электрических печек. Абсолютная ошибка в определении температуры $\Delta t = \pm 2^\circ$. На рис. 2 приведен график $i_a = f(P)$. Вплоть до давлений $P \leq 9 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. сохраняется линейная зависимость между i_a и P . Несмотря на то что с дальнейшим увеличением P растет концентрация нормальных атомов, а следовательно, и возбужденных на уровне 5^3P_1 величина i_a , начиная с $P = 9.8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. уменьшается. Это, во-первых, связано с тем, что возрастает число рассеяний медленных электронов на атомах, находящихся в состоянии 5^1S_0 , и, во-вторых, при более высоких давлениях нарушается режим однократности столкновений и изменяется распределение возбужденных атомов по сечению трубки.

Влияние тока медленных электронов i_m на величину тока i_a представлено на рис. 3. Изменение величины i_m осуществлялось путем регулировки напряжения на нити накала катода. Из рис. 3 видно, что вплоть до $i_m = 10^3$ мкА сохраняется линейный характер между i_a и i_m .

График зависимости $i_a = f(U)$, соответствующий процессу, обозначенному формулой (4), представлен на рис. 4. Как и в случае паров ртути, вероятность ударов 2-го рода атомов $\text{Cd}(5^3P_1)$ с медленными электронами имеет максимальное значение в припороговой области.

На исследуемой функции девозбуждения обнаружено три максимума. Наличие основного максимума при $U=0.5$ эВ, расположенного вблизи порога возбуждения, по-видимому, связано с существованием резонанс-

ного уровня Cd (5^3P_1). Для $U < 0.5$ эВ наблюдалось уменьшение коллекторного тока i_a . Однако ввиду большого разброса экспериментальных точек эти данные на графике не показаны. Поскольку $\Delta U > 0.5$ эВ, то в области $U < 0.5$ эВ такой результат не является неожиданностью.

Если вычислить $q_{21}(U)$ на основании детального равновесия [7] и прямых измерений для $q_{12}(U_1)$, приводимых в работе [17], то такой пик на $q_{21}(U)$ существует. Это предположение подтверждают также расчеты, приводимые ниже.

Два других слабовыраженных максимума, наблюдаемых при $U = (1.8 \div 2.8)$ эВ, по-видимому, присущи самой функции девозбуждения уровня Cd (5^3P_1).

В заключение остановимся на определении положения основного максимума на функции девозбуждения. Существование первичного максимума на функции девозбуждения при $U \neq 0$ нами предсказывалось и ранее [6]. Однако аналитически такое утверждение не было обосновано. Один из ме-

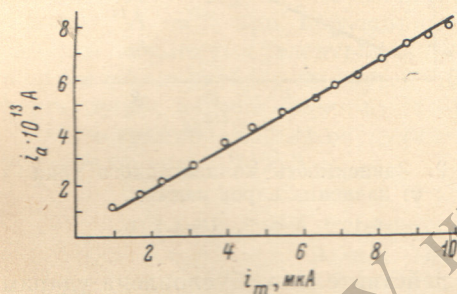


Рис. 3. Зависимость коллекторного тока от тока медленных электронов.

$U = 1.1$ В, $P = 1.2 \cdot 10^{-3}$ тор.
Значение тока по оси абсцисс следует умножить на 100.

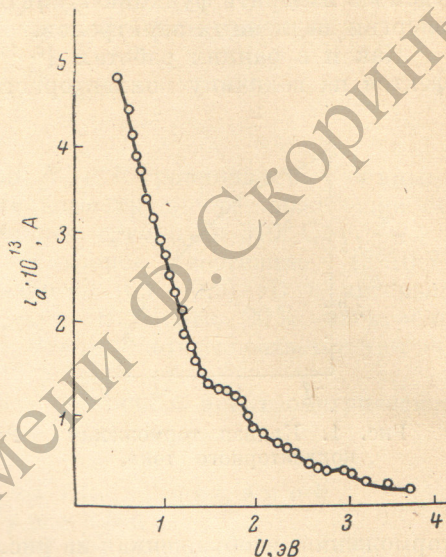


Рис. 4. Функция девозбуждения резонансного уровня Cd (5^3P_1).

тодов определения первичного максимума на функции девозбуждения изложен в работе [18]. Возможен также другой способ определения максимума на кривой $q_{21}(U)$, пригодный для уровней, у которых начальный участок функции возбуждения $f_{12}(U_1)$ в припороговой области представляет собой прямую линию. Из многочисленных экспериментальных данных следует, что функции возбуждения резонансных 3P_1 -уровней ртути, кадмия и цинка в припороговой области линейно зависят от энергии бомбардирующих электронов. По этой причине для определения положения первичного максимума на кривой $q_{21}(U)$ нами используется метод, описание которого следует ниже.

Если сечение возбуждения вблизи порога аппроксимировать выражением

$$q_{12}(U_1) = C(U_1 - U_a), \quad (5)$$

где C — начальный наклон функции возбуждения, то действующее эффективное сечение ударов 2-го рода атомов с электронами при нулевой энергии на основании соотношения Клейна и Росселанда [7] можно представить в следующем виде:

$$q_{21}(0) = C \frac{g_1}{g_2} U_a, \quad (6)$$

где g_2 и g_1 — статистические веса верхнего и нижнего уровней соответственно.

Значение $q_{21}(0)$ может быть вычислено, если известен параметр C . Для определения параметра C необходимо знать ход функции возбуждения уровня Cd (5^3P_1) в припороговой области и эффективное сечение в мак-

сумме функции возбуждения q'_{\max} . Эти данные были взяты соответственно из работ [17, 19]. Начальный участок функции возбуждения уровня Cd (5^3P_1) достаточно надежно описывается аппроксимацией, предложенной нами в работах [18, 20] при значении параметра $n=7.3$. Поэтому значение параметра C при известной величине $q'_{\max}=1.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [19] может быть определено либо из данных эксперимента [17], либо из формулы [18, 20]. Результаты в обоих случаях практически совпадают. Расчеты показывают, что для Cd (5^3P_1) величина $q_{21}(0)=2.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Если продифференцировать соотношение Клейна и Росселанда [7] и снова воспользоваться линейной аппроксимацией, то для $U_1 \geq U_a$ имеем

$$\frac{dq_{21}}{dU_1} = \frac{g_1}{g_2} C U_1. \quad (7)$$

Откуда следует, что для данной области имеет место медленный рост. Для $U_1 > U_a$ соотношение Клейна и Росселанда представим

$$\frac{1}{q_{21}} \frac{dq_{21}}{dU_1} = \frac{1}{q_{12}} \frac{dq_{12}}{dU_1} - \frac{U_a}{U_1(U_1 - U_a)}. \quad (8)$$

Поскольку $q_{12}(U_1)$ имеет максимум и меняет знак, то и левая часть равенства (8) должна изменяться. Поэтому для $U_1 \geq U_a$ величина $q_{21}(U)$ должна иметь максимальное значение. Таким образом, для энергий электронов $U_1 \geq U_a$ эффективное сечение ударов 2-го рода возрастает от значения $q_{21}(0)$ до его максимальной величины, а затем при $U_1 > U_a$ спадает. Точка пересечения начального участка кривой $q_{21}(U)$ при $U_1 \geq U_a$ с кривой $q_{21}(U)$ для $U_1 > U_a$ дает искомый результат. Описанным выше методом было определено положение первичного максимума на функции девозбуждения Cd (5^3P_1). С этой целью использовалось значение $q'_{\max}=1.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, детальное равновесие, аппроксимация, приводимая в [18, 20], а также формула (5). Расчеты показывают, что первичный максимум на функции девозбуждения уровня Cd (5^3P_1) расположен на 0.65 эВ правее порога возбуждения. Практически такой же результат получается при вычислении $q_{21}(U)$ по детальному равновесию с использованием экспериментальной кривой [17].

Положение первичного максимума, измеренного нами методом ударов 2-го рода, соответствует энергиям медленных электронов $U=0.5$ эВ и на 0.15 эВ отличается от расчетных данных. Различие данных прямого эксперимента и расчета можно объяснить следующим. Одной из причин такого несоответствия является зависимость энергии медленных электронов от угла рассеяния. Эффективное сечение $q_{21}(U)$, подсчитанное на основании детального равновесия и по данным работ [18-20], дает полное поперечное сечение для электронов, разбрасываемых на все углы. Функция девозбуждения, измеренная нами, включает только те электроны, которые рассеиваются от 0 до 38° . Так как $q_{12}(U_1)$ и $q_{21}(U)$ являются еще функциями от углов θ и φ , то в нашем эксперименте цилиндр Фарадея фиксирует часть электронов, рассеянных в результате ударов 2-го рода. По этой причине в области малых энергий положения первичных максимумов не совпадают. Второй источник несоответствия обусловлен различием энергии электронного пучка.

Авторы благодарят Н. П. Пенкина и С. Э. Фриша за проявленный интерес в процессе обсуждения данной работы на конференции.

Литература

- [1] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1307, 1955.
- [2] A. V. Phelps, I. P. Molnar. Phys. Rev., 89, 1203, 1953.
- [3] A. V. Phelps, J. L. Pask. Rev. Sci. Instr., 26, 45, 1955.
- [4] Ю. М. Каган. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы», 201. Изд. «Наука», Л., 1970.
- [5] А. Н. Солдатов. Опт. и спектр., 31, 181, 1971.
- [6] А. И. Коротков. Сб. «Вопросы гидродинамики высокотемпературной плазмы», 55. Чебоксары, 1970.

- [7] O. Klein, S. Rosseland. *Z. S f. Physik*, 4, 46, 1921.
- [8] А. И. Коротков. Сб. «Избранные проблемы математики и физики», 78. Чебоксары, 1971.
- [9] А. И. Коротков, Н. А. Прилежаева. Сб. «Изучение элементарных процессов в низкотемпературной плазме», 21. Чебоксары, 1973.
- [10] С. М. Казаков, А. И. Коротков, Н. А. Прилежаева. *Опт. и спектр.*, 36, 1057, 1974.
- [11] R. E. Fox, W. M. Nickam, T. Kjeldaas, D. J. Groove. *Phys. Rev.*, 84, 859, 1951.
- [12] А. С. Бажов, Ю. Л. Лазарев. Сб. «Спектроскопия, методы и приложения», М., 1969.
- [13] А. Н. Несмеянов. Давление паров химических элементов. Изд. АН СССР, М., 1961.
- [14] А. Н. Мурадова, В. Г. Мурадов, И. С. Фишман. *Ж. прикл. спектр.*, 14, 364, 1971.
- [15] А. И. Коротков, Н. А. Прилежаева. *Изв. вузов, физика*, 12, 85, 1970.
- [16] А. И. Коротков. *Опт. и спектр.*, 38, 641, 1970.
- [17] И. П. Запесочный, В. С. Шевера. *ДАН СССР*, 141, 595, 1961.
- [18] А. И. Коротков, С. М. Казаков. *Изв. вузов, физика*, 16, 38, 1974.
- [19] Н. П. Пенкин. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы», 274. Изд. «Наука», Л., 1970.
- [20] Л. А. Искачкина, С. М. Казаков, А. И. Коротков. Тез. докл. Всесоюзн. семинара по теории атома и атомных спектров, 39. Рига, 1973.

Поступило в Редакцию 25 марта 1974 г.