

Упругое рассеяние низкоэнергетических электронов атомами кадмия

© Е.Э. Контрош, И.В. Чернышова, О.Б. Шпеник

Институт электронной физики НАН Украины,
88000 Ужгород, Украина
e-mail: an@zvl.iep.uzhgorod.ua

(Поступило в Редакцию 15 июля 2002 г. В окончательной редакции 28 января 2003 г.)

Приводятся полученные впервые результаты экспериментальных исследований дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на угол 180° , а также полного сечения рассеяния электронов атомами кадмия в энергетической области $0-6$ eV. В энергетической области вблизи порога и $E \sim 4$ eV обнаружены четко выраженные резонансы формы с $(5s^2 5p)^2 P^0$ - и $5s 5p^2$ -конфигурациями. Кроме того, в дифференциальном сечении в области $3-3.7$ eV наблюдаются дополнительные особенности, которые, по-видимому, связаны с d -волновым резонансом формы. Найдено, что резонансный вклад в сечение обратного рассеяния в области ~ 4 eV составляет около 20%.

Введение

Атом кадмия со сложной электронной структурой, представляющей электронную конфигурацию криптона плюс десять электронов в $4d$ - и два в $5s$ -подоболочке атома [1], является привлекательным объектом для экспериментальных исследований широкого круга столкновительных процессов, таких как упругое рассеяние электронов, возбуждение, ионизация и т.д. Тем не менее до настоящего времени выполнено ограниченное число как экспериментальных, так и теоретических работ, в которых изучалось упругое рассеяние электронов малых энергий атомами кадмия [2].

Одной из первых экспериментальных работ, в которой изучалось упругое рассеяние электронов малых энергий ($0-7$ eV) атомами кадмия является трансмиссионный эксперимент Барроу и др. [3], в котором впервые был обнаружен 2P -резонанс формы при энергии, близкой к нулю. Здесь также наблюдались четко выраженная широкая особенность при энергии электронов несколько выше порогового значения ~ 4 eV для возбуждения $(5s 5p)^3 P$ -уровня атома и касп в пороге возбуждения $(5s 5p)^1 P_1$ -уровня атома. Дифференциальные сечения упругого рассеяния на углы 60 , 90 и 120° в области энергий $3-5$ eV изучались с помощью 127° -го электростатического энергоанализатора [4] и на углы от 20 до 120° с применением полусферического энергоанализатора с системой электростатических линз [5]. В экспериментах [1] с использованием полусферического энергоанализатора были измерены относительные дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов в широком диапазоне энергий (от 3.4 до 85 eV) и углов рассеяния (от 0 до 150°), а также сечения возбуждения 16 уровней атома кадмия.

Наличие 2P -резонансов формы в упругом рассеянии электронов на атомах Cd было предсказано с использованием метода горизонтальной экстраполяции [6] и с применением полурелятивистского приближения Дирака–Фока [7]. Более детальную информацию об экспериментальных и теоретических методах исследований

можно найти в оригинальных статьях и в недавних обзорах [2,8]. Однако, насколько нам известно, до настоящего времени полностью отсутствуют данные о дифференциальных сечениях упругого рассеяния электронов назад (на угол 180° по отношению к направлению первичного пучка электронов) атомами кадмия. Это, очевидно, связано со сложностью проведения таких экспериментов.

Известно [9], что измерения упругого рассеяния электронов на большие углы рассеяния являются важными при определении фазовых сдвигов участвующих парциальных волн. При рассеянии электронов на 180° все парциальные волны, которые вносят вклад (наибольший для более тяжелых атомных мишеней), имеют ту же величину (по модулю), что и их полиномы Лежандра в парциально-волновом разложении амплитуды рассеяния. Кроме того, при обратном рассеянии поляризация и обменные вклады во взаимодействие ожидаются более значительными, чем вклад от электрического дипольного момента. Не менее важной с экспериментальной точки зрения является возможность максимального сбора сигнала из области взаимодействия пучков при детектировании рассеянных электронов на 180° [10].

Целью данной работы было исследование энергетических зависимостей дифференциального (на угол 180°) и полного сечений упругого рассеяния электронов малых энергий на атомах кадмия, а также анализ корреляции особенностей в этих сечениях. Эти исследования восполняют отсутствующие на данный момент данные по упругому рассеянию электронов на угол 180° .

С целью для получения моноэнергетического пучка электронов и для анализа упругорассеянных назад электронов использовался гипоциклоидальный электронный спектрометр. Выбор его обусловлен уникальностью данного спектрометра, заключающуюся в том, что он может работать при очень низких энергиях (начиная практически с нуля), обладая при этом высокой степенью пропускания (до 95%) [11].

Экспериментальная техника и методика измерений

В данной работе мы применили технику пересекающихся под прямым углом электронного и атомного пучков. Эксперименты проводились на установке, которая состоит из следующих основных узлов: вакуумной камеры, в которой размещен гипоциклоидальный электронный спектрометр, малогабаритный источник атомного пучка, кварцевая лампа для прогрева спектрометра; блока питания электронного спектрометра; системы регистрации тока первичных и рассеянных электронов.

Малогабаритный эффузионный источник пучка атомов кадмия изготовлялся из нержавеющей стали. Необходимая температура разогрева источника обеспечивалась бифилярным молибденовым нагревателем. При этом температура разогрева подбиралась такой, чтобы концентрация атомов в пучке была ниже критической величины для появления двойного рассеяния атомов. Для формирования атомного пучка на выходе источника устанавливалась микроканальная пластина из нержавеющей стали. Такая конструкция атомного источника совместно с механической модуляцией пучка позволяла обеспечить высокую плотность пучка атомов, а также избавиться от фона, возникающего от рассеяния электронов на остаточных газах.

Для получения моноэнергетического пучка электронов и анализа упругорассеянных электронов использовался гипоциклоидальный электронный спектрометр, который схематически показан на рис. 1. Он представляет собой два последовательно расположенных гипоциклоидальных электронных энергоанализатора [11], первый из которых (электроды $K, A_1, A_2, A_3, B_1, B_2$) служит монохроматором пучка первичных электронов, а второй (электроды A_4, A_5, B_3, B_4) — анализатором упругорассеянных электронов.

Источником поперечного электрического поля в монохроматоре и анализаторе служат цилиндрические конденсаторы B_1-B_2 и B_3-B_4 соответственно. Для детектирования первичного пучка электронов и подавления фона отраженных электронов используется электрод A_7 в сочетании с цилиндром Фарадея F_e . При разработке спектрометра обратного рассеяния использована одна из характерных особенностей движения заряженных частиц в области скрещенных $\mathbf{F} \times \mathbf{V}$ полей [12], заключающаяся в том, что отклонение, которое испытывают электроны или ионы, происходит в одном и том же направлении, вне зависимости от направления их движения вдоль оси спектрометра. Таким образом, в нашем приборе электроны, упругорассеянные атомами на угол 180° , двигаются в сторону анализатора, а пройдя его область дрейфа, оказываются смещенными на расстояние, равное удвоенному дрейфу первичного пучка электронов, и детектируются специальным коллектором рассеянных электронов F_b , установленным на электроде A_4 . Весь спектрометр помещен в однородное магнитное

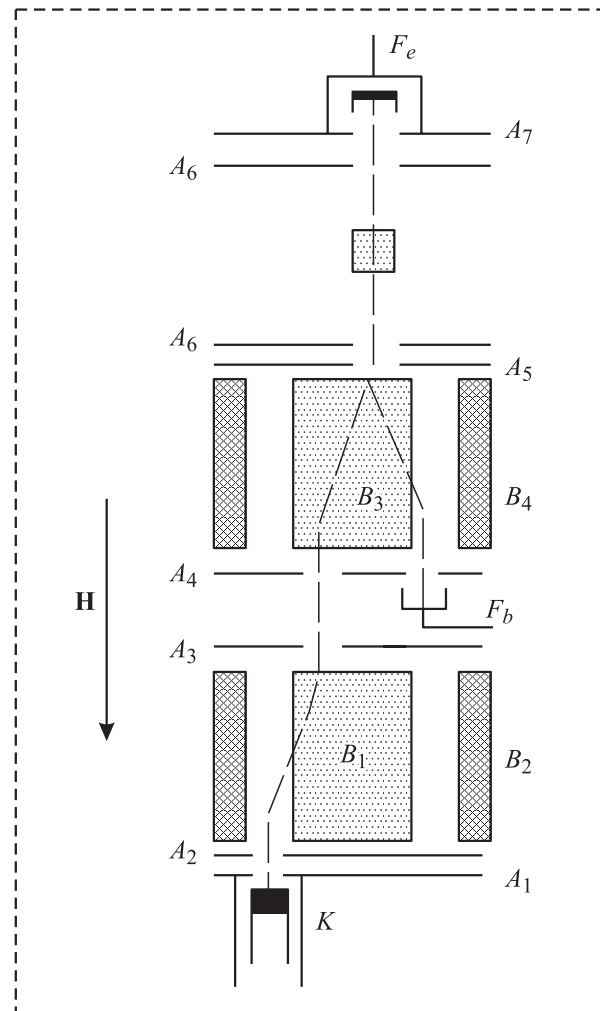


Рис. 1. Схематический разрез гипоциклоидального электронного спектрометра обратного рассеяния.

поле $1.6 \cdot 10^{-2}$ Тл. Конструкция и принцип работы спектрометра детально описаны в [13].

Основные характеристики электронного спектрометра: ток первичного электронного пучка $\sim 10^{-7}$ А, диаметр пучка ≈ 0.5 мм, полная ширина на полувысоте максимума энергетического распределения не более 0.15 eV. Перед проведением измерений электронный спектрометр прогревался при температуре $T = 500$ К в вакууме $\sim 10^{-5}$ Па на протяжении 30–40 h для обезгаживания поверхности его электронов.

При измерении энергетической зависимости дифференциального сечения упругого рассеяния электронов назад на электродах монохроматора и анализатора устанавливаются определенные оптимальные потенциалы. Они позволяют получить максимальный ток на коллектор F_e . При удовлетворяющей поставленной задаче моноэнергетичности электронного пучка и измеряется ток на коллектор рассеянных электронов F_b при изменении энергии электронов, задаваемой разностью потенциалов на электродах K и A_6 . Более подробно данная методика

описана в [14]. При измерении энергетической зависимости полного сечения ток рассеянных электронов измеряется на стенке камеры столкновений A_6 . Наличие в системе механического прерывателя атомного пучка позволило измерять ток рассеянных электронов как при наличии атомного пучка в камере столкновений, так и без него. Измерение тока рассеянных электронов осуществлялось цифровым электрометрическим пикоамперметром.

Абсолютная энергетическая шкала калибровалась с точностью ± 0.05 eV по положению максимума энергетического распределения электронов.

Результаты измерений

На рис. 2 показаны энергетические зависимости полного (кривая 1) и дифференциального (на угол 180°) (кривая 2) сечений упругого рассеяния электронов в области энергий 0–6 eV. Здесь вертикальными линиями показано энергетическое положение наиболее низколежащего возбужденного 5^3P -состояния атома Cd. Как видно, в наших исследованиях нам удалось опуститься до очень малых энергий столкновения. Приведенные на рис. 2 кривые представляют собой энергетические зависимости интенсивностей рассеянных электронов,

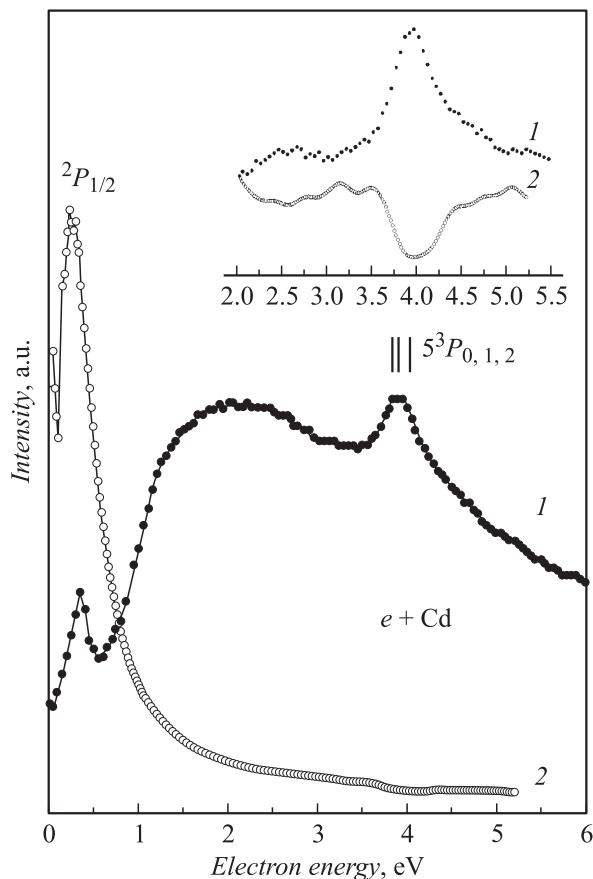


Рис. 2. Энергетические зависимости сечений упругого рассеяния электронов атомами Cd.

нормированных на величину тока пучка. Как в полном, так и в дифференциальном сечениях упругого рассеяния электронов вблизи нуля наблюдается максимум, более интенсивный в дифференциальном сечении. В наших экспериментах максимумы достигаются при энергиях $E = 0.33$ eV ($\Gamma \sim 0.33$ eV) (кривая 1) и $E = 0.285$ eV ($\Gamma = 0.29$ eV) (кривая 2). Небольшое расхождение в полученных значениях энергии резонанса можно объяснить сильным изменением тока первичного пучка электронов в области энергий 0–0.6 eV. Наблюдаемые максимумы следует отнести к резонансу формы, связанному с невозбужденными уровнями атома Cd. Как известно [12,15], резонансы формы возникают при рассеянии электронов с ненулевыми угловыми моментами в поле центральных сил. Поэтому указанные особенности, наиболее вероятно, являются p -волновым резонансом, обусловленным образованием и распадом $(5s^25p)^2P_{1/2}$ -состояния Cd^- . На это указывает также наблюдение глубокого минимума в дифференциальном сечении упругого рассеяния электронов атомами кадмия на угол 90° [4]. Напомним, что в [3] впервые наблюдался p -волновой резонанс в трансмиссионном эксперименте при $E = 0.33$ eV, а в [4] — при $E = 0.25$ eV, что хорошо согласуется с нашими данными. Энергетическое положение наблюдаемой нами особенности также хорошо согласуется с расчетными значениями $E = 0.28$ [7] и 0.34 eV [16]. Необходимо отметить, что значение $E = 0.78$ eV, полученное методом горизонтальной экстраполяции [6], расходится с нашими данными и с данными, указанными другими авторами.

Ниже порога возбуждения первых энергетических уровней атома в дифференциальном сечении нами обнаружены особенности при значениях энергии 2.74 ($\Gamma \sim 0.27$ eV), 3.12 ($\Gamma \sim 0.21$ eV) и 3.5 eV ($\Gamma \sim 0.19$ eV) (см. вставку на рис. 2), в то время как в полном сечении рассеяния они так четко не проявились. Для выявления этих особенностей мы воспользовались полиномиальной интерполяцией медленно меняющегося поведения сечения. Кривые 1, 2 на вставке к рис. 2 отображают поведение выделенной резонансной структуры. Каждая выделенная особенность фитировалась методом наименьших квадратов с использованием формулы Фано–Купера [15].

Особенности, аналогичные двум последним, ранее наблюдали в [4] при 3.02 и 3.5 eV в дифференциальном сечении упругого рассеяния электронов на угол 90° . Возможно, здесь мы наблюдаем либо один широкий d -волновой резонанс, либо два узких резонанса Фешбаха. Предположение о существовании резонанса в d -волне было высказано ранее в [13]. Отметим, что особенность при ~ 3.6 eV в [8] связывают с $(5s5p^2)^4P_{1/2}$ -состоянием отрицательного иона Cd^- .

Немногом выше порога возбуждения 5^3P -состояния нейтрального атома при $E \sim 3.98$ eV в полном сечении рассеяния мы наблюдаем четкий максимум (кривая 1), а в дифференциальном — минимум (кривая 2) (на

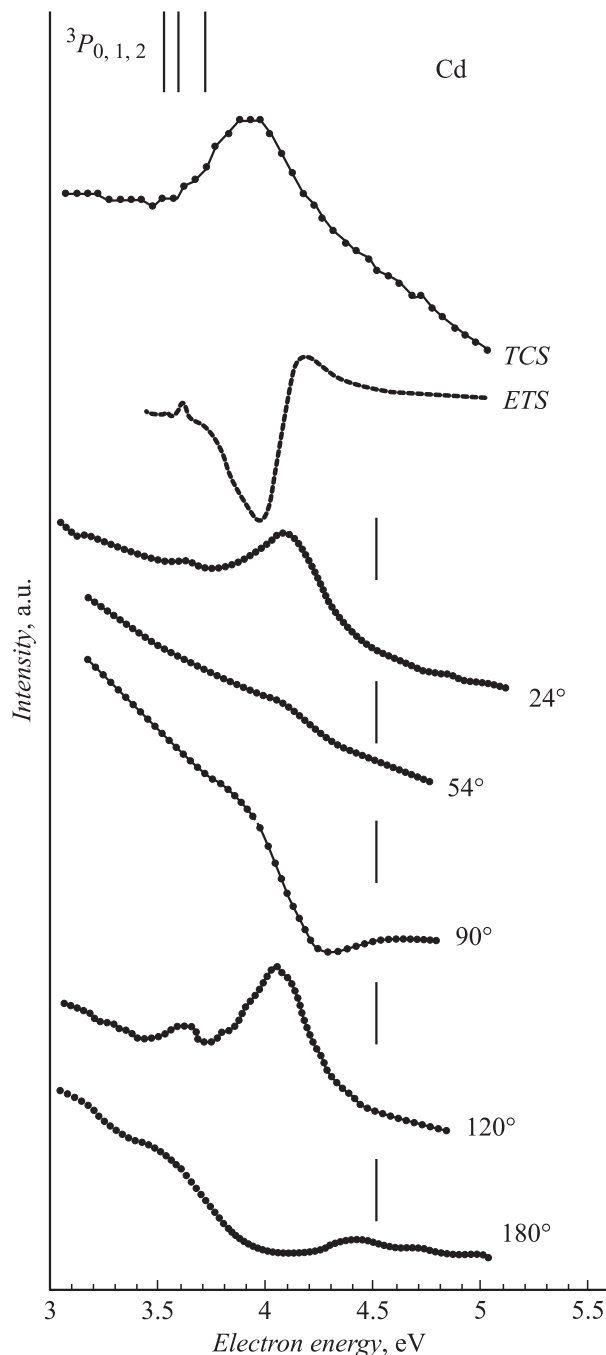


Рис. 3. Сравнение измеренных нами энергетических зависимостей полного (*TCS*) и дифференциального (на угол 180°) сечений упругого рассеяния электронов в области возбуждения 5^3P -состояния атома Cd с энергетическими зависимостями дифференциального сечения упругого рассеяния электронов при различных углах наблюдения, а также с электронным трансмиссионным спектром (*ETS*) [8].

вставке для удобства сравнения кривые 1 и 2 в области от 2 до 5.5 eV приводятся близко друг к другу). Указанная особенность является резонансом формы, родоначальным состоянием которого служит 5^3P -уровень атома ($E = 3.73\text{--}3.95$ eV). Об этом свидетельствуют

значительная ширина резонанса и его расположение по отношению к родоначальному состоянию.

Атом кадмия имеет электронную конфигурацию (ns^2), аналогичную атому ртути, для которого характерно большое спин-орбитальное расщепление, обусловленное наличием более тяжелого ядра атома. У атома ртути в области возбуждения нижнего 6^3P -уровня наблюдаются пять отдельных резонансов, соответствующих $4P_{1/2,3/2,5/2}$ - и $2D_{3/2,5/2}$ -термам [17]. Аналогично и у атома кадмия в области энергии ~ 4 eV можно было бы ожидать проявления пяти резонансов, принадлежащих к $5s5p^2$ -электронной конфигурации. В отличие от атома ртути в атоме кадмия различные спин-орбитальные термы вырождаются, что приводит к существенному перекрытию резонансных особенностей [8], и они не могут быть четко разрешены.

На рис. 3 представлены измеренные нами в области от 3 до 5 eV энергетические зависимости полного и дифференциального сечения обратного рассеяния совместно с данными, взятыми из [8]. Здесь вертикальными отрезками вблизи каждой кривой отмечен 20%-ный интервал интенсивности при значении энергии $E = 4.5$ eV. Видно, что форма ($5s5p^2$) Cd^- резонанса сильно зависит от угла наблюдения из-за интерференции между потенциальным (кулоновским) и резонансным рассеянием. Почти нулевая интенсивность резонансного минимума при рассеянии на угол 54° указывает на то, что распад резонансных состояний отрицательного иона Cd^- главным образом происходит автоотрывом d -волнового электрона. Из рис. 3 также видно, что резонансный вклад в сечение рассеяния на угол 180° является значительным (около 20%).

Заключение

С применением гипоциклоидального электронного спектрометра впервые проведены детальные исследования упругого рассеяния низкоэнергетических электронов (0–6 eV) на угол 180° , а также полного сечения упругого рассеяния электронов атомами кадмия. Как в полном, так и в дифференциальном сечениях вблизи нуля наблюдаются четко выраженные резонансные особенности, обусловленные образованием и распадом короткоживущего состояния $(5s^25p)^2P^0$ Cd^- , приписываемого p -волновому резонансу формы, а также особенность при ~ 4 eV. Кроме того, на энергетической зависимости дифференциального сечения обратного рассеяния в области 3.0–3.7 eV обнаружены дополнительные особенности, которые, очевидно, связаны с d -волновым резонансом формы. Показано, что резонансный вклад в дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на угол 180° в области ~ 4 eV является значительным и составляет около 20%.

Данная работа выполнялась при частичной финансовой поддержке CRDF (Award N UP2-2118).

Список литературы

- [1] *Marinkovic B., Pejcev V., Filipovic D., Vuskovic I.* // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. P. 1817–1837.
- [2] *Buckman S.J., Clark C.W.* // Rev. Mod. Phys. 1994. Vol. 66. N 2. P. 539–655.
- [3] *Burrow P.D., Michejda J.A., Comer J.* // J. Phys. B. 1976. Vol. 9. N 18. P. 3225–3236.
- [4] *Казаков С.М.* // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 15. С. 900–904.
- [5] *Sullivan J.P., Moghbelalhossein M., Buckman S.J.* // XX ICPEAC. Abstr. Contr. Pap. Vienna, 1997. P. TH014.
- [6] *Zollweg R.J.* // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 50. P. 4251–4261.
- [7] *Sin Fai Lam L.T.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. L437–L439.
- [8] *Buckman S.J., Alle D.T., Brennan M.J. et al.* // Aust. J. Phys. 1999. Vol. 52. P. 473–491.
- [9] *Read F.H.* Supercomputing, Collision Processes, and Applications / Ed. Bell et al. New York: Kluwer Academic / Plenum Publishers, 1999. P. 9–14.
- [10] *Burrow P.D., Sanche L.* // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. N 6. P. 333–336.
- [11] *Романюк Н.И., Шпеник О.Б., Манди Й.А. и др.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 138–147.
- [12] *Schulz G.J.* // Rev. Mod. Phys. 1973. Vol. 45. P. 378–486.
- [13] *Шпеник О.Б., Эрдеви Н.М., Романюк Н.М. и др.* // ПТЭ. 1998. № 1. С. 109–117.
- [14] *Романюк Н.И., Чернышова И.В., Шпеник О.Б.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 2051–2054.
- [15] *Мессу Г.* Отрицательные ионы. Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 754 с.
- [16] *Kurtz H.A., Jordan K.D.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 4361–4376.
- [17] *Burrow P.D., Michejda J.A., Lun D.R. et al.* // J. Phys. B. 1998. Vol. 31. P. L1009–L1015.