

02;10

Упругое рассеяние медленных электронов атомами кальция в интервал углов, зависящий от энергии столкновения

© Е.Ю. Ремета, О.Б. Шпеник, Ю.Ю. Билак

Институт электронной физики НАН Украины,
88000 Ужгород, Украина,
E-mail: remeta@ier.uzhgorod.ua

(Поступило в Редакцию 2 марта 2000 г. В окончательной редакции 17 июля 2000 г.)

Кратко рассмотрено использование трохлоидального и гипоциклоидального электронных спектрометров, применяющихся в современных экспериментальных методиках для исследования процесса рассеяния электронов атомами, ионами и поверхностью. Интервал углов сбора рассеянных электронов определяется режимом работы спектрометра и зависит от энергии столкновения. Для анализа структуры измеряемой энергетической зависимости $S(E)$ использован аналитический формализм, отражающий как резонансные, так и нерезонансные особенности низкоэнергетического рассеяния. Выполненный теоретический анализ упругого рассеяния медленных (до 2 eV) электронов атомами Са позволил интерпретировать наблюдаемую структуру $S(E)$ как проявление 2D -резонанса формы. Проведено сравнение теоретических значений функции $S(E)$, полного и дифференциального сечений рассеяния.

Введение

Особый интерес в электрон-атомных столкновениях представляет область низких энергий, при которых осуществляются резонансы. Однако при рассеянии медленных электронов (до 5 eV) встречаются определенные экспериментальные трудности. Это расхождение электронного пучка под действием сил пространственного заряда, а также зависимость пропускания анализатора от энергии рассеянных электронов. Частично устранить эти трудности позволяет использование продольного однородного магнитного поля и трохлоидального электронного спектрометра (ТЭС), а почти полностью — использование модификации спектрометра, которая получила название гипоциклоидального.

При помощи гипоциклоидального электронного спектрометра (ГЭС) измеряют энергетическую зависимость $S(E)$ рассеяния электронов в интервал углов, который зависит от энергии E . Эта функция отражает особенности, присущие экспериментальной установке, тем или иным режимам ее работы, а также информацию о самом процессе столкновения. Поэтому очень важным является изучение ее аналитического вида, что позволяет отделить динамические особенности рассеяния (связанные с фазами) от кинематических (связанных с углами).

Впервые функция $S(E)$ была измерена в работах [1,2] и численно рассчитана в [2–4] для упругого рассеяния медленных электронов на атомах Са. Однако в [2–4] не исследовались ни ее аналитический вид, ни детальное поведение определяемое ее составными частями.

В последнее время со спектрометрами новых типов (ТЭС и ГЭС) проводятся также эксперименты по упругому рассеянию электронов в заднюю полусферу углов на ионах [5–7] и на тонких пленках [8–10] (см. также обзор [11]), поэтому анализ функции $S(E)$ представляется весьма актуальным. Главной проблемой теоретиче-

ского описания электрон-атомного рассеяния при низких энергиях является учет поляризуемости электронной оболочки атома мишени, т.е. учет искажения атомного потенциала под действием налетающего электрона. При низких энергиях, когда открыто всего несколько каналов, достаточно корректный учет ее возможен в рамках метода сильной связи каналов. Однако во многих случаях даже при низких энергиях в рамках этого метода или его модификаций это сделать достаточно сложно. Вторая возможность учета поляризуемости базируется на приближении оптического потенциала (см. [3,4] ссылки там). Однако прямой расчет оптического потенциала такой же сложный, как и точное решение задачи рассеяния. Поэтому для его определения используют разные приближенные методы (например, теорию возмущений по межэлектронному взаимодействию) или феноменологические модели. В последние годы появилось значительное число работ по расчету электрон-атомных столкновений с помощью модельного оптического потенциала, причем использовались как комплексные, так и вещественные потенциалы [3,4]. Важной частью модельного оптического потенциала является поляризационный потенциал. Для атомов щелочно-земельных элементов его роль велика, ибо поляризуемость этих атомов относительно большая ($\alpha \sim 70–270$ а.у.).

Рассеяние электронов низких энергий атомами Са рассматривается в ряде теоретических работ. Метод сильной связи двух и трех состояний $4^1S-4^1P-4^3P$ использовался в [12]. Был получен 2P -резонанс $E_1^r \approx 1.76$ eV. Для расчета энергий E_i^r и ширин Γ_i 2P - и 2D -резонансов формы в работе [13] использовался метод самосоглазованного поля. Для этих резонансов авторы получили $E_1^r = 0.225$ eV ($\Gamma_1 = 0.162$ eV) и $E_2^r = 2.28$ eV ($\Gamma_2 = 0.335$ eV).

В работах [14,15] в рамках приближения случайных фаз с обменом вычислена энергетическая зависимость

интегрального сечения упругого рассеяния электронов атомами Са в области $E < 4\text{eV}$. В этих работах в сечениях получены два максимума, обусловленные p - и d -волнами (они интерпретируются как резонансы формы). Их параметры: $E_1^r = 0.27\text{eV}$ ($\Gamma_1 = 0.14\text{eV}$) и $E_2^r = 1.25\text{eV}$ ($\Gamma_2 = 0.78\text{eV}$). Однако первый максимум не наблюдался в эксперименте [16]. В работе [17] в рамках этого же приближения исследовалось упругое рассеяние электронов атомами Са, Sr, Ва. Так, в [3,4] было показано, что рассеяние происходит через 2D -резонанс формы. Параметры резонанса: Са — $E_2^r = 1.44\text{eV}$ ($\Gamma_2 = 1.4\text{eV}$); Sr — 0.87eV (0.88eV); Ва — 0.21eV (0.03eV).

Комплексный, зависящий от энергии ОП был использован для описания упругого и неупругого рассеяния электронов атомами Ве, Mg, Са, Sr [18,19] при энергиях 0–40 eV. В низкоэнергетическом рассеянии были получены P - и D -резонансы формы. Существование P -резонанса формы в e -Са упругом рассеянии также было предсказано раньше [20]. Именно эти P -резонансы были идентифицированы с низкоэнергетическими особенностями экспериментальных сечений [16,21,22].

Однако экспериментальная [23] и теоретическая [24] работы указали на существование стабильного отрицательного иона Са⁻ в состоянии $4s^2 4p^2 P$. Позднее было предсказано существование стабильных отрицательных ионов Sr⁻, Ва⁻, Ra⁻ и Yb⁻ (см. [3,4,17] и ссылки там). Экспериментальные результаты [25] подтвердили существование отрицательных ионов Sr⁻, Ва⁻ и Yb⁻. Изучение структуры этих ионов показало важную роль поляризуемости атомной оболочки (монопольной, дипольной и квадрупольной) при захвате электрона. Эффекты поляризуемости также важны при низкоэнергетическом рассеянии электронов этими атомами, следствием чего является формирование только 2D -резонанса формы, образование которого возможно благодаря существованию отрицательных ионов в $ns^2 np^2 P$ -состояниях [3,4].

Таким образом, наряду с традиционными теоретическими расчетами и экспериментами по рассеянию в практику исследований взаимодействия медленных электронов с атомами, ионами, поверхностью была введена новая техника, основанная на использовании ГЭС. Измеряемые в экспериментах энергетические зависимости отличаются от таких привычных понятий, как полное и дифференциальное сечения. Существенно необходимым является теоретическое рассмотрение этих зависимостей, вычисление и изучение их составляющих (прямых и интерференционных, резонансных и нерезонансных), а также роли возможных неупругих процессов. Поэтому целью данной работы были разработка и применение аналитического формализма для анализа измеряемой в экспериментах по упругому рассеянию медленных электронов атомами с использованием ГЭС функции $S(E)$.

Краткое описание гипоциклоидального электронного спектрометра

В данном разделе рассмотрим конструктивные особенности ГЭС, режимы его работы и его использование в экспериментах по рассеянию моноэнергетических электронов. Трохоидальный электронный монохроматор впервые был разработан Стаматовичем и Шульцем [26], затем использовался для исследования резонансов в молекулах, инертных газах, атомах металлов 2-й группы [16]. Установка с ТЭС была использована в [27–29], а в дальнейшем была улучшена и модифицирована в работах [1,2,30].

В трохоидальном электронном монохроматоре для селекции электронов по скоростям используют совместное действие скрещенных магнитного и электрического полей. В области действия этих полей электроны дрейфуют вдоль эквипотенциальных поверхностей поперечного электрического поля. Выходная диафрагма анализатора, отверстие в которой смещено относительно входного, выделяет частицы с определенной продольной составляющей скорости, что использовалось для определения распределения электронов по энергиям. Вследствие действия краевого поля конденсатора (в трохоидальном электронном монохроматоре используется конденсатор с плоскими пластинами) величина смещения электрона на выходе из монохроматора зависит от координаты влета в область дрейфа. Это приводит к ухудшению разделения, а также уменьшает коэффициент пропускания анализатора [27].

В связи с вышесказанным были сделаны попытки поиска таких конфигураций полей, которые привели бы к минимальному отклонению профиля пучка от циклического на выходе из области скрещенных полей. Расчеты траекторий электронов показали, что такому условию удовлетворяет поле цилиндрического конденсатора из двух коаксиальных цилиндров, радиусы которых удовлетворяют определенным условиям [30]. Таким образом, необходимо использовать неоднородное электронное поле цилиндрического конденсатора, ось которого параллельна магнитному полю.

Гипоциклоидальный электронный монохроматор по сравнению с трохоидальным электронным монохроматором имеет при том же выходном токе лучшее разрешение, а использование его в качестве анализатора электронов позволяет получить коэффициент пропускания, близкий к 100%.

По аналогии с трохоидальным ГЭС состоит из гипоциклоидальных электронных монохроматора и анализатора, разделенных камерой столкновений. Схема спектрометра приведена на рис. 1 вместе с распределением потенциалов на его электродах. Электроны, эмиттированные оксидным катодом K , входят в область дрейфа монохроматора между диафрагмами A_2 и A_3 через входную щель электрода A_1 . Поперечное электрическое поле в селекторе и анализаторе создается цилиндрическими конденсаторами B_1 , B_2 и B_3 , B_4 соответственно, к

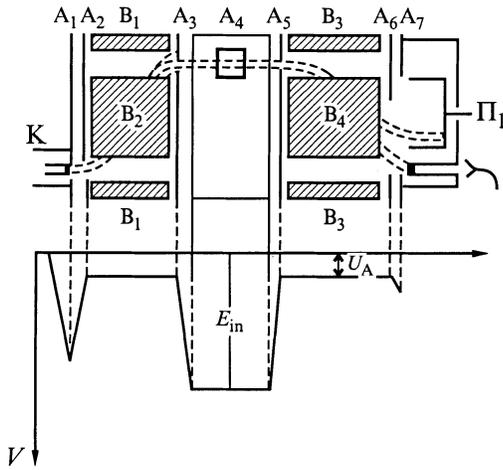


Рис. 1. Схема гипоциклоидального спектрометра и распределение потенциалов на его электродах.

которым приложена разность потенциалов. Электроны, ускоренные в камеру столкновений A_4 до энергии E_{in} , пересекаются там с атомным пучком, а потом входят в область дрейфа анализатора между диафрагмами A_5 , A_6 . Вспомогательный электрод A_7 вместе с цилиндром Фарадея Π_1 служит для детектирования первичного пучка электронов и уменьшения фона отраженных электронов. Рассеянные электроны отклоняются в выходную щель анализатора и детектируются каналным электронным умножителем. Спектрометр помещен в однородное магнитное поле, созданное парой катушек Гельмгольца [30].

В области дрейфа анализатора электроны смещаются на расстояние D [29]

$$D = \frac{E_r}{B} L \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \cdot [W_r \cos \Theta - (E_{in} - eU_A)]^{1/2}, \quad (1)$$

где E_r и B — напряженности электрического и магнитного полей, L — длина анализатора, Θ — угол рассеяния, $W_r = E_{in} - E_n$, E_n — потеря электронами энергии на возбуждение, U_A — потенциал анализатора.

Отсюда в случае упругого рассеяния ($W_r = E_{in}$) угол рассеяния равен

$$\Theta = \arcsin \sqrt{\frac{eU_A - K/D^2}{E_{in}}}, \quad K = \frac{E_r}{B} L \left(\frac{2e}{m} \right)^{-1/2}. \quad (2)$$

Также необходимо учесть, что если анализатор имеет выходное окно шириной $\Delta D = D_2 - D_1$, то при этом электрон пройдет на выход анализатора, если он рассеялся в пределах углов $\Delta\Theta = \Theta_1(D_2) - \Theta_2(D_1)$, чем и определяются экспериментальные константы \bar{a} и b соответственно.

Для исследования обратного рассеяния электронов на ионах металлов и тонких пленках все составляющие ГЭС используются, как и в рассеянии на атомах. Однако изменяется взаимное расположение анализатора (B_3 , B_4) и камеры столкновений A_4 [9].

Спектрометр может работать в режимах: энергетической зависимости упруго или неупруго рассеянных электронов, постоянной остаточной энергии, неупруго рассеянных электронов и спектра энергетических потерь налетающих электронов. В режиме энергетической зависимости [1–4] потенциал анализатора U_A относительно катода поддерживался постоянным при изменении энергии налетающих электронов E_{in} . Анализ светосилы анализатора, проведенный аналогично случаю порогового спектра, показывает, что максимального значения она достигает при таких энергиях превышения над порогом исследуемого процесса, когда потенциал камеры столкновений, равный E_{in} , близок к потенциалу анализатора U_A . При увеличении энергии угловой акцептанс смещается в область меньших углов, а светосила резко падает.

Ток упруго рассеянных электронов в пределах углов $\Theta_1 - \Theta_2$ выражается формулой (энергию электронов в дальнейшем будем обозначать через E)

$$i_p = i_0 N d S(E), \quad S(E) = \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (3)$$

где i_0 — ток налетающих электронов, N — концентрация атомов мишени, d — пространственные размеры области столкновений, $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния.

Для случая точечного введения электронного пучка в область столкновений угловой акцептанс анализатора $\Theta_1 - \Theta_2$ зависит от энергии электронов следующим образом:

$$\Theta_1 = \arcsin \sqrt{\frac{\bar{a}}{E}}, \quad \Theta_2 = \arcsin \sqrt{\frac{b}{E}}. \quad (4)$$

Константы \bar{a} и b следуют из экспериментальных условий (см. (1), (2)): $\bar{a} = 0.482 \text{ eV}$, $b = 0.508 \text{ eV}$ [1,2], что соответствует значению $U_A = 0.55 \text{ V}$. Заметим,

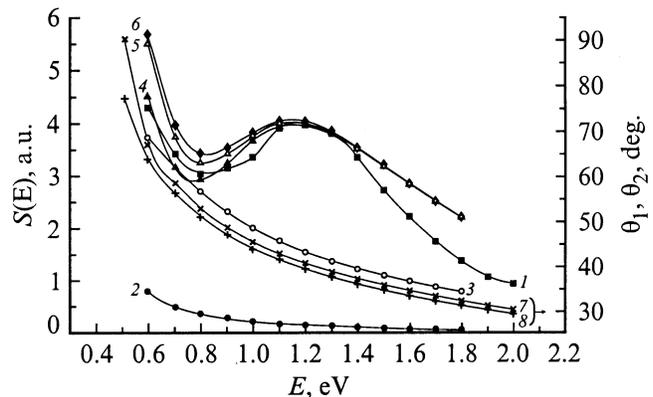


Рис. 2. Энергетическая зависимость упругого рассеяния электронов на атомах Ca и угловой акцептанс: 1 — экспериментальная кривая $S(E)$; 2–6 — теоретические функции $S_k(E)$ ($k = 1-5$ — число учтенных парциальных волн) соответственно; 7, 8 — угловые зависимости $\Theta_2(E)$, $\Theta_1(E)$ соответственно.

что в случае граничных углов рассеяния ($\Theta_1 = 0$, $\Theta_2 = \pi$) значение $S(E)$ совпадает с полным сечением рассеяния $\sigma(E)$.

На рис. 2 приведена экспериментальная функция $S(E)$ (кривая 1) [1,2] упругого рассеяния электронов на атомах Са и углы (2) (кривые 7,8). Ее подъем при $E \leq 0.5$ eV обязан резкому изменению энергетической зависимости светосилы анализатора, а спад к 2.0 eV является пороговой особенностью, которая вызвана наличием 4^p -состояния атома Са. Как видим, в этой области энергий угловой акцептанс анализатора изменяется от $76.9\text{--}90^\circ$ при $E = 0.508$ eV до $28.5\text{--}29.5^\circ$ при $E = 1.8$ eV.

1. Теоретический анализ кинематических и динамических особенностей упругого рассеяния медленных электронов

1) Общий формализм. Используя парциально-волновое разложение для амплитуды [31] и ее связь с дифференциальным сечением, имеем для функции $S(E)$ из (3) следующее выражение через прямое S_d и интерференционное S_i слагаемые:

$$S(E) = S_d(E) + S_i(E) = \sum_l \sigma_{el,l}(E) Q_{ll}(E) + \frac{\pi}{E} \sum_{l,l' > l} \sqrt{(2l+1)(2l'+1)} \cdot \left[\eta_l \sin 2\bar{\delta}_l \cdot \eta_{l'} \sin 2\bar{\delta}_{l'} + (1 - \eta_l \cos 2\bar{\delta}_l) \cdot (1 - \eta_{l'} \cos 2\bar{\delta}_{l'}) \right] Q_{ll'}(E). \quad (5)$$

Здесь $\bar{\delta}_l$ — вещественная часть, а η_l связана с мнимой частью $\eta_l(E) = \exp(-2\bar{\eta}_l(E))$ парциальной фазы рассеяния $\delta_l(E) = \bar{\delta}_l(E) + i\bar{\eta}_l(E)$, электрона в поле оптического потенциала; $\sigma_{el,l}(E)$ — парциальное сечение упругого рассеяния электронов

$$\sigma_{el}(E) = \sum_l \sigma_{el,l}(E) = \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) [1 - \eta_l \cos 2\bar{\delta}_l] - \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) [1 - \eta_l^2] \equiv \sum_l \sigma_{t,l} - \sum_l \sigma_{r,l} = \sigma_t - \sigma_r, \quad (6)$$

$k^2 = 2E$ (a.u.), $\sigma_t(\sigma_{t,l})$, $\sigma_r(\sigma_{r,l})$ — суммарные (парциальные) сечения полного рассеяния и реакции.

Функции $Q_{l,l'}(E)$ в (5) связаны с полиномами Лежандра $P_l(x)$ (см. Приложение)

$$Q_{l,l'}(E) = \frac{\sqrt{(2l+1)(2l'+1)}}{2} \int_{x_1}^{x_2} dx P_l(x) P_{l'}(x), \quad (7)$$

$$x_1 = \cos \Theta_2(E), \quad x_2 = \cos \Theta_1(E).$$

Рассматривая случай вещественных парциальных фаз $\delta_l(E)$ (для энергий ниже порога неупругих процессов) (5) переходит в

$$S(E) = S_d(E) + S_i(E) = \sum_l \sigma_l(E) Q_{ll}(E) + \frac{4\pi}{E} \sum_{l' \neq l, l' > l} \sqrt{(2l+1)(2l'+1)} \times \sin \bar{\delta}_l \sin \bar{\delta}_{l'} \cos[\bar{\delta}_l(E) - \bar{\delta}_{l'}(E)] Q_{ll'}(E). \quad (8)$$

Здесь $\sigma_l(E)$ — парциальное сечение упругого рассеяния. Для приведенных ниже оценок формулу (8) удобно использовать в приближенном виде через парциальные сечения рассеяния в $S_i(E)$

$$S(E) = S_d(E) + S_i(E) = \sum_l \sigma_l(E) Q_{ll}(E) + 2 \sum_l \sqrt{\sigma_l(E)} \times \sum_{l' \neq l, l' > l} \sqrt{\sigma_{l'}(E)} \cos[\delta_l(E) - \delta_{l'}(E)] Q_{ll'}(E). \quad (9)$$

Таким образом, ГЭС может рассматриваться как устройство, которое выявляет роль различных парциальных волн при взаимодействии электронов с атомами и ионами.

2) Нерезонансное низкоэнергетическое рассеяние электронов. Для нерезонансного низкоэнергетического рассеяния электронов потенциалом с асимптотикой $-\alpha/2r^4$ (α — дипольная статическая поляризуемость атома) парциальные фазы $\delta_l(E)$ можно записать так [31]:

$$k \text{ctg} \delta_0(k) = -\frac{1}{a} + \frac{\pi\alpha}{3a^2} k + \frac{2\alpha}{3a} k^2 \ln \left(\frac{\alpha k^2}{16} \right) + O(k^2),$$

$$k^2 \text{ctg} \delta_l(k) = \frac{8(l-1/2)(l+1/2)(l+3/2)}{\pi\alpha}. \quad (10)$$

Здесь a — длина рассеяния. При малых k , ограничиваясь двумя волнами ($l = 0, 1$) и малым порядком по k (для $l = 0$), имеем

$$\text{ctg} \delta_0(k) = -\frac{1}{ka} + \frac{\pi\alpha}{3a^2}, \quad \text{ctg} \delta_1(k) = \frac{15}{\pi\alpha k^2}, \quad (11)$$

тогда

$$\sigma_0 = \frac{4\pi a^2}{1 + a^2 k^2 + \frac{\pi^2 \alpha^2 k^2}{9a^2} - \frac{2\pi\alpha k}{3a}},$$

$$\sigma_1 = \frac{12\pi^3 \alpha^2 k^2}{225 + \pi^2 \alpha^2 k^4}. \quad (12)$$

Подставляя (11), (12) в (9), для $S(E)$ при малых энергиях получаем выражение через длину рассеяния (Q_{00} , Q_{11} , Q_{01} см. в Приложении)

$$S(E) = \frac{6\pi a^3}{3a - 2\pi\alpha\sqrt{2E}} \cdot \frac{\sqrt{E-a} - \sqrt{E-b}}{\sqrt{E}} + \frac{4\pi^3 \alpha^2}{75\sqrt{E}} [(E-a)^{3/2} - (E-b)^{3/2}] + \frac{2\pi^2 \alpha a \sqrt{2E}}{5E} \cdot \frac{(\pi\alpha\sqrt{2E} - 3a)}{(3a - 2\pi\alpha\sqrt{2E})} (b-a). \quad (13)$$

Если \bar{a} и b в (4) такие, что энергия минимума Рамзауэра $E_0 \geq b$, тогда в окрестности E_0 :

$$S(E) = \frac{\pi^2 \alpha^2}{3} \left\{ \frac{(E - E_0)^2}{3E\sqrt{E}} (\sqrt{E - \bar{a}} - \sqrt{E - b}) + \frac{4}{25} \frac{(E - \bar{a})^{3/2} - (E - b)^{3/2}}{\sqrt{E}} \right\} + \frac{\pi^3 \alpha^2}{3} \left\{ \frac{2}{5} (b - \bar{a}) \frac{E - E_0}{E} \cos \left[\frac{3a^2}{2\pi\alpha} - \frac{7}{15} \pi\alpha E \right] \right\}. \quad (14)$$

При энергии электронов E_0 (т.е. при $E = E_0 \geq b$) мы имеем из (14)

$$S(E_0) = \frac{\pi^3 \alpha^2}{3} \frac{4}{25} \frac{(E_0 - \bar{a})^{3/2} - (E_0 - b)^{3/2}}{\sqrt{E_0}}. \quad (15)$$

Отсюда видим, что $S(E_0)$ имеет максимум при $E_0 = b$. Это может быть использовано для нахождения длины рассеяния или поляризуемости из равенства [31]

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{3a}{\pi\alpha} \right)^2. \quad (16)$$

Сравнение выражений (14) и (15) показывает, что для данных \bar{a} и b функция $S(E)$ при E_0 имеет минимум (аналогично минимуму в полном сечении) и возрастает при $E > E_0$.

3) Резонансное рассеяние электронов. Рассмотрим случай, когда существует резонанс в некоторой парциальной волне. При этом парциальная фаза рассеяния в резонансной области энергий имеет вид [31]

$$\delta_l(E) = \delta_l^0 + \delta_l^r(E), \quad (17)$$

где δ_l^0 — нерезонансная (фоновая) часть фазового сдвига; $\delta_l^r(E)$ — резонансный фазовый сдвиг, благодаря резонансу при энергии E_l^r с шириной Γ_l ,

$$\delta_l^r(E) = \arctg \left[\frac{\Gamma_l/2}{E_l^r - E} \right]. \quad (18)$$

Резонансное парциальное сечение имеет вид

$$\sigma_l(E) = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \sin^2 \delta_l^0 \cdot \frac{(q_l + \varepsilon_l)^2}{1 + \varepsilon_l^2}, \quad (19)$$

где приведенная ширина и параметр резонанса формы (индекс профиля линии)

$$\varepsilon_l = -\text{ctg} \delta_l^r(E), \quad q_l = -\text{ctg} \delta_l^0. \quad (20)$$

Выражения (17)–(20) для резонансной области энергий должны использоваться в (8), (9). Пусть имеется резонанс в n -й парциальной волне. Тогда, отделяя в (9)

члены с характеристиками этой волны, имеем выражение $S(E)$ через резонансную (R) и нерезонансную (NR) части

$$S(E) = S_R(E) + S_{NR}(E) = \sigma_n(E) Q_{nn}(E) + 2\sqrt{\sigma_n} \sum_{l' \neq n} \sqrt{\sigma_{l'}(E)} Q_{nl'}(E) \cos[\delta_n(E) - \delta_{l'}(E)] + \sum_{l \neq n} \sigma_l(E) Q_{ll}(E) + 2 \sum_{l \neq n, l' \neq l} \sum_{l'' \neq n, l'' > l} \sqrt{\sigma_l(E) \sigma_{l''}(E)} \times Q_{ll''}(E) \cos[\delta_l(E) - \delta_{l''}(E)], \quad (21)$$

где в свою очередь эти части разделяются на прямые (d) и интерференционные (i) слагаемые

$$S_R(E) = S_{Rd}(E) + S_{Ri}(E), \quad S_{NR}(E) = S_{NRd}(E) + S_{NRi}(E). \quad (22)$$

Например, при $l = 0-3$ и резонансе в d -волне ($n = 2$) резонансная часть имеет вид

$$S_R(E) = \sigma_2 Q_{22} + \frac{2\sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{1 + \varepsilon_2^2}} \left[\sqrt{\sigma_0} Q_{02} (\varepsilon_2 \cos \delta_{20}^0 + \sin \delta_{20}^0) + \sqrt{\sigma_1} Q_{12} (\varepsilon_2 \cos \delta_{21}^0 + \sin \delta_{21}^0) + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} (\varepsilon_2 \cos \delta_{23}^0 + \sin \delta_{23}^0) \right], \quad (23)$$

где $\delta_{2j}^0 = \delta_2^0 - \delta_j$.

При $E \ll E_2^r$, $\varepsilon_2 \approx -E_2^r/(\Gamma_2/2)$, если $\Gamma_2 \ll 1$,

$$S_R(E) = \sigma_2 Q_{22} - 2\sqrt{\varepsilon_2} \left\{ \sqrt{\sigma_0} Q_{02} \cos \delta_{20}^0 - \sqrt{\sigma_1} Q_{12} \cos \delta_{21}^0 + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} \cos \delta_{23}^0 \right\}. \quad (24)$$

При $E \gg E_2^r$, $\varepsilon_2 \approx E/(\Gamma_2/2)$ и для $\Gamma_2 \ll 1$

$$S_R(E) = \sigma_2 Q_{22} + 2\sqrt{\varepsilon_2} \left\{ \sqrt{\sigma_0} Q_{02} \cos \delta_{20}^0 + \sqrt{\sigma_1} Q_{12} \cos \delta_{21}^0 + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} \cos \delta_{23}^0 \right\}. \quad (25)$$

В (24) и (25)

$$\sigma_2 = \frac{5 \cdot 4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_2^0.$$

В резонансе $E = E_2^r$, $\varepsilon_2 = 0$,

$$\sigma_2 = \frac{5 \cdot 4\pi}{k^2} \cos^2 \delta_2^0$$

и

$$S_R(E) = \sigma_2 Q_{22} + 2\sqrt{\sigma_2} \left[\sqrt{\sigma_0} Q_{02} \sin \delta_{20}^0 + \sqrt{\sigma_1} Q_{12} \sin \delta_{21}^0 + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} \sin \delta_{23}^0 \right]. \quad (26)$$

Если Γ_l не мала, тогда в резонансной области $\varepsilon_l = (E - E_l^r)/(\Gamma_l/2)$ и, например, для $l = 2$ имеем

$$S_R(E) = \sigma_2 Q_{22} + 2\sqrt{\sigma_2} \frac{\Gamma_2/2}{\sqrt{\Gamma_2^2/4 + (E - E_2^r)^2}} \times \left[\sqrt{\sigma_0} Q_{02} \left(\frac{E - E_2^r}{\Gamma_2/2} \cos \delta_{20}^0 + \sin \delta_{20}^0 \right) + \sqrt{\sigma_1} Q_{12} \left(\frac{E - E_2^r}{\Gamma_2/2} \cos \delta_{21}^0 + \sin \delta_{21}^0 \right) + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} \left(\frac{E - E_2^r}{\Gamma_2/2} \cos \delta_{23}^0 + \sin \delta_{23}^0 \right) \right]. \quad (27)$$

Таким образом, можно заключить, что резонанс приводит к нерегулярному поведению функции $S_R(E)$ (а значит, и $S(E)$) в области резонанса. Если фоновая фаза $\delta_l^0 \in (0, \pi/2)$, тогда $q_l = -\text{ctg} \delta_l^0 \leq 0$ и $\varepsilon_l \geq 0$ (при $E \geq E_l^r$) или $\varepsilon_l \leq 0$ (при $E \leq E_l^r$). Величина $(q_l + \varepsilon_l)$ отрицательная (при $E < E_l^r$), может иметь произвольный знак или равняться нулю (при $E > E_l^r$) и зависит от соотношения между $|q_l|$ и $|\varepsilon_l|$. Интересно найти энергию, при которой $q_l + \varepsilon_l = 0$. Это значит, что $|q_l| = |\varepsilon_l|$ и, таким образом,

$$\text{ctg} \delta_l^0 = \frac{E - E_l^r}{\Gamma_l/2}.$$

Считая δ_l^0 постоянной, в резонансной области получаем, что при $E_{l \min} = \frac{\Gamma_l}{2} \text{ctg} \delta_l^0 + E_l^r$ парциальное сечение $\sigma_l = 0$. Поэтому при $E < E_{l \min}$ величина σ_l увеличивается, при $E = E_l^r$ достигает максимума

$$\frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \cos^2 \delta_l^0,$$

а дальше уменьшается до нуля при $E_{l \min}$, в то время как небольшое увеличение $\delta_l(E)$ при $E < E_{l \min}$ описывается формулой

$$\frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \sin^2 \delta_l^0.$$

Случай, когда $\delta_l^0 \in (\pi/2, \pi)$, рассматривается аналогично (здесь мы получаем, что $E_{l \min} < E_l^r$). В области резонанса $S_R(E)$ можно оценить по (27). При $E = E_{l \min}$ $S_R = 0$, тогда $S(E) = S_{NR}$. При $E_{l \min} > E_l^r$ (т.е. в области монотонного спада $Q_{ij}(E)$) $Q_{ij}(E_{l \min}) < Q_{ij}(E_l^r)$ и $S_{NR}(E_{l \min}) < S(E_l^r)$. Подобное соотношение будет выполняться и при $E_{l \min} < E_l^r$, хотя $Q_{ij}(E_{l \min}) > Q_{ij}(E_l^r)$, но $S_{NR}(E_{l \min}) < S(E_l^r)$. Поэтому функция $S(E)$, возможно, достигает минимума при $E_{l \min}$, ибо резонансное сечение равняется нулю, а при E_l^r функция $S(E)$ будет максимальной. При отсутствии резонансов $S(E)$ будет монотонно зависеть от энергии в области монотонного поведения $Q_{ij}(E)$. Заметим, что при $E < E_l^r$ функции $Q_{ij}(E)$ могут иметь особенности в своем поведении (нули и экстремумы, см. Приложение), поэтому необходимо учитывать это нерегулярное

поведение $Q_{ij}(E)$ и его проявление на $S(E)$. Таким образом, особенности в поведении $S(E)$ происходят как от существования резонанса в некоторой волне, так и от особенностей поведения функций $Q_{ij}(E)$.

В начале энергетической шкалы ($E = b$) при экспериментах данного типа, как следует из ограниченности $Q_{ij}(E)$, величина $S(b)$ будет иметь конечное значение. При возрастании энергии функции $Q_{ij}(E)$ спадают к нулю, поэтому $S(E)$ также спадает.

Если фоновая фаза $\delta_l^0(E)$ мала, что имеет место при упругом рассеянии медленных электронов атомами щелочно-земельных элементов [3,4], из (19) следует Брейт-вигнеровский вид для σ_l

$$\sigma_l(E) = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{\Gamma_l^2/4}{(E - E_l^r)^2 + \Gamma_l^2/4} = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{1}{1 + \varepsilon_l^2}. \quad (28)$$

При $E = E_l^r$ парциальное сечение достигает унитарной границы

$$\sigma_{l \max} = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1).$$

При $E \ll E_l^r$ — сечение имеет конечное значение

$$\sigma_l(E) = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{\Gamma_l^2/4}{(E_l^r)^2 + \Gamma_l^2/4} < \sigma_{l \max}.$$

При $E \gg E_l^r$ $\varepsilon_l = 2E/\Gamma_l$ и сечение уменьшается с энергией E . Такое поведение σ_l отражается на $S_R(E)$. Например, для d -резонанса при $E = E_2^r$ и $\varepsilon_2 = 0$ из (23) следует, что

$$S_R(E_2^r) = \sigma_{2 \max} Q_{22} + 2\sqrt{\sigma_{2 \max}} \left[\sqrt{\sigma_0} Q_{02} \sin \delta_{20}^0 + \sqrt{\sigma_1} Q_{12} \sin \delta_{21}^0 + \sqrt{\sigma_3} Q_{23} \sin \delta_{23}^0 \right]. \quad (29)$$

При $E \ll E_2^r$ $\varepsilon_2 = 2E/\Gamma$ и верна формула (24). При $E \gg E_2^r$ функция $S_R(E)$, так же как и $\sigma_2(E)$ и $Q_{ij}(E)$, спадает с энергией. Функция $S_R(E)$ в (29) зависит от поведения функции $Q_{22,02,12,23}$ в указанной области энергий. Только для больших энергий поведение как S_R , так и S_{NR} известно: они спадают к нулю. Таким образом, можно отделить нерегулярности в поведении функции $S(E) = S_{NR}(E) + S_R(E)$, порождаемые резонансом в некоторой волне (в $S_R(E)$ — динамические особенности), и нерегулярности, обусловленные энергетическим поведением функций $Q_{ij}(E)$ (как в $S_{NR}(E)$, так и в $S_R(E)$ — кинематические особенности).

Упругое рассеяние медленных электронов атомами кальция

Изложенный формализм был применен нами для теоретического вычисления функции $S(E)$, ее слагаемых и частей, из которых она состоит, для упругого рассеяния

Прямые S_{dk} , интерференционные S_{ik} и суммарные S_k ($k = 1-5$ — количество учтенных парциальных волн) функции (а.у.) упругого рассеяния электронов на атомах Ca

E, eV	$l = 0$	$l = 0, 1$			$l = 0, 1, 2$			$l = 0, 1, 2, 3$			$l = 0, 1, 2, 3, 4$		
	S_1	S_{d2}	S_{i2}	S_2	S_{d3}	S_{i3}	S_3	S_{d4}	S_{i4}	S_4	S_{d5}	S_{i5}	S_5
.60	.79	1.88	1.85	3.72	2.25	2.24	4.48	2.31	3.18	5.49	2.32	3.35	5.67
.70	.50	1.65	1.50	3.15	1.67	1.47	3.14	1.72	2.00	3.72	1.73	2.25	3.97
.80	.36	1.45	1.25	2.70	1.49	1.43	2.92	1.52	1.71	3.23	1.53	1.89	3.42
.90	.28	1.28	1.05	2.33	1.47	1.76	3.23	1.48	1.91	3.40	1.49	2.02	3.52
1.00	.22	1.13	.89	2.02	1.50	2.16	3.66	1.51	2.24	3.75	1.52	2.32	3.83
1.10	.18	1.00	.77	1.77	1.51	2.41	3.92	1.51	2.47	3.98	1.52	2.52	4.04
1.20	.15	.89	.66	1.55	1.47	2.47	3.94	1.47	2.51	3.98	1.48	2.55	4.03
1.30	.13	.79	.58	1.37	1.40	2.38	3.78	1.40	2.40	3.80	1.40	2.44	3.84
1.40	.11	.71	.51	1.22	1.30	2.20	3.50	1.30	2.21	3.51	1.30	2.24	3.54
1.50	.10	.64	.45	1.09	1.19	1.99	3.18	1.20	1.99	3.18	1.20	2.00	3.20
1.60	.08	.58	.40	.97	1.08	1.76	2.84	1.09	1.75	2.85	1.09	1.76	2.86
1.70	.07	.52	.35	.88	.98	1.54	2.52	.99	1.53	2.52	.99	1.53	2.53
1.80	.06	.47	.32	.79	.88	1.34	2.22	.90	1.32	2.22	.90	1.32	2.22

медленных электронов атомами Ca. Значения \bar{a} и b соответствуют методике одного из наших экспериментов с использованием ГЭС [2,29] и его теоретической интерпретации как численно [2–4], так и аналитически [32–34].

Парциальные ($l = 0-4$) фазы находили из фазового уравнения с оптическим потенциалом, в котором поляризационный потенциал учитывал дипольную $\alpha_d = 148.86$ а.у. и квадрупольную $\alpha_q = 335.9$ а.у. поляризуемости, также использовался локальный обменный потенциал (см. [3,4] и ссылки там). Подгоночный параметр $r_q = 5.94$ а.у. в поляризационном потенциале был найден из требования существования стабильного отрицательного иона Ca^- в конфигурации $4s^2 4p^2 2p^0$ с энергией сродства $E_A = -0.043 \pm 0.007$ eV. Расчет фаз показал наличие 2D -резонанса ($l = 2$) формы с параметрами: энергия $E_2^r = 0.87$ eV, ширина $\Gamma_2 = 0.98$ eV. Фаза d -волны проходит через значение $\pi/2$, а в целом изменяется на π при переходе от малых к большим энергиям [3,4,31]. Минимум Рамзауэра–Таунсенда в $\sigma_0(E)$ находится рядом с порогом рассеяния при энергии 0.012 eV и на $S(E)$ не сможет проявиться.

Для выявления зависимости функции $S(E)$ от количества учтенных парциальных волн нами были вычислены функции $S_k(E)$ (k — количество парциальных волн). На рис. 2 эти функции приведены вместе с экспериментальной. Видим, что функции S_1 (s -волна) и S_2 (s - и p -волны) имеют монотонное поведение, в то время как начиная с S_3 (s -, p -, d -волны) функции S_k имеют минимум ($E \approx 0.8$ eV) и максимум ($E \approx 1.2$ eV). При этом, начиная с учета d -волны имеется не только качественное, но и хорошее количественное согласие с экспериментальной кривой, нормированной на S_5 при $E = 1.3$ eV.

Величины прямых $S_d(E)$, интерференционных $S_i(E)$ и суммарной $S(E)$ функций (см. (5)) в зависимости от числа парциальных волн демонстрируются в таблице. Как видим, интерференционные слагаемые довольно велики,

особенно для малых энергий, соответствующих большим углам $\Theta_1, \Theta_2 \sim 64-67^\circ$. Как интерференционные, так и прямые слагаемые имеют немонотонное поведение — минимумы при 0.8 и 0.9 eV соответственно и максимумы при 1.2 и 1.1 eV, начиная с учета d -волны.

Благодаря резонансу функцию $S(E)$ можно представить в виде (21) и (22), т.е. выделить резонансную (вклад d -волны) и нерезонансную части $S(E)$, также разбить эти части на прямые и интерференционные слагаемые. На рис. 3 представлены эти функции и видно, что резонансные части и слагаемые (рис. 3,а) имеют немонотонное поведение (минимум $S_R(E) \approx 0$ при $E \approx 0.75$ eV и максимум при $E \approx 1.2-1.4$ eV), а нерезонансные (рис. 3,б) — монотонное. Интересно отметить пересечение прямого и интерференционного нерезонансных слагаемых при $E \approx 1$ eV.

Сопоставление функций $S_R(E)$, $S_{NR}(E)$, суммарной и экспериментальной $S(E)$ приведено на рис. 4, из которого видно, что именно S_R своим немонотонным поведением определяет общий ход функции $S(E)$, что качественно совпадает с экспериментом. По поводу поведения S_R , S_{Rd} , S_{Ri} (см. также рис. 3,а) можно заметить, что при переходе от энергии 0.7 к 0.8 eV углы Θ_1 и Θ_2 проходят через значение 54.7° , когда полином Лежандра $P_2(\cos \Theta) = 0$, а функции $Q_{i2}(E)$ малы.

На рис. 5 проведено сопоставление полного $\sigma(E)$ и дифференциального $d\sigma/d\Theta$ сечений (вычисленных по пяти парциальным волнам) с теоретической и экспериментальной функциями $S(E)$. Дифференциальное сечение оценивалось для среднего угла $\Theta(E) = [\Theta_1(E) + \Theta_2(E)]/2$. Как было сказано выше, функция $S(E)$ содержит в себе черты полного и дифференциального сечений, что подтверждается рисунком. При условиях эксперимента [1,2] и особенностях резонансного взаимодействия медленных электронов с атомами кальция функция $S(E)$ более близка к искаженному, в области максимума, — полному сечению. Это видно из рисунка:

форма $S(E)$ качественно совпадает с поведением полного сечения при энергиях выше 1.3 eV, а в области минимума $S(E)$ дифференциальное сечение также минимально. Это является проявлением указанного выше прохождения углов через величину 54.7° . Интересно также, что

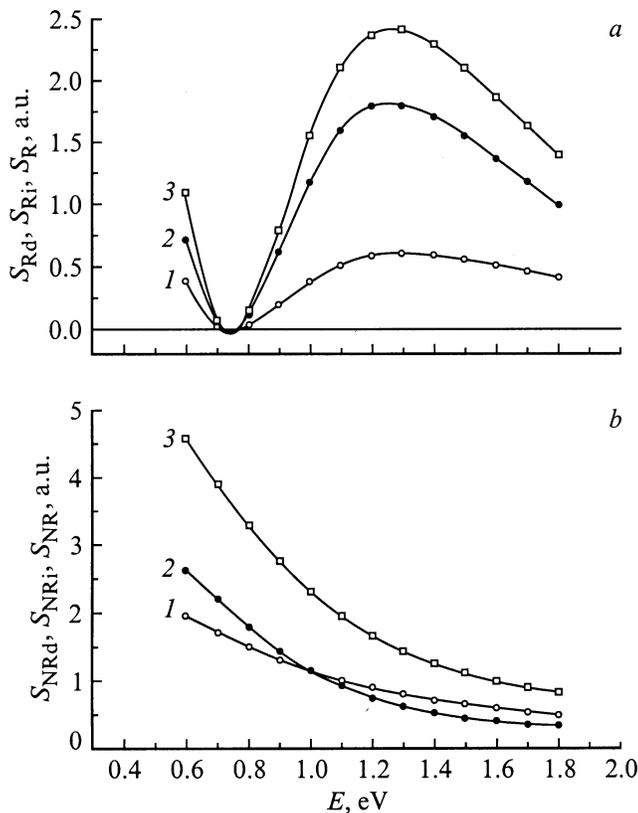


Рис. 3. Резонансная S_R (a) и нерезонансная S_{NR} (b) части функции $S(E)$. 1 — прямые слагаемые S_{Rd} (a), S_{NRd} (b); 2 — интерференционные слагаемые S_{Ri} (a), S_{NRi} (b); 3 — суммарные функции S_R (a), S_{NR} (b).

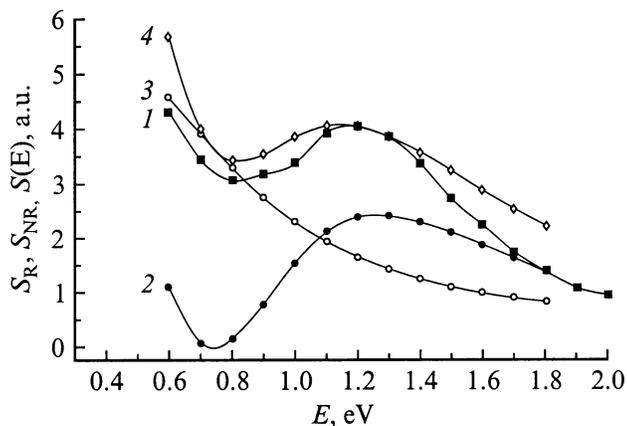


Рис. 4. Энергетические зависимости упругого рассеяния электронов на атомах кальция: 1 — экспериментальная $S(E)$; теоретические: 2 — резонансная S_R , 3 — нерезонансная S_{NR} , 4 — суммарная $S(E)$.

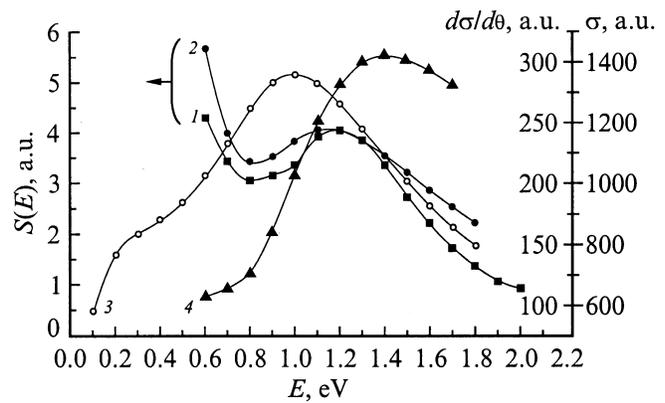


Рис. 5. Энергетические зависимости, полное и дифференциальное сечения упругого рассеяния: 1 — экспериментальная зависимость $S(E)$; 2 — теоретическая зависимость $S(E)$; 3 — полное сечение $\sigma(E)$; 4 — дифференциальное сечение $d\sigma/d\theta$.

минимум $S(E)$ почти совпадает с максимумом полного сечения $\sigma(E)$, будучи несколько (на 0.2 eV) смещенным в область малых энергий.

Проведенные расчеты показали, что особенности измеренной функции $S(E)$ определяются 2D резонансом формы. Этот резонанс проявляется как в прямой, так и в интерференционной частях данной функции.

Выводы

Проведен краткий качественный обзор экспериментальных методик (с пересекающимися электронным и атомным пучками) для исследования процесса упругого рассеяния медленных электронов на атомах, использующих трохлоидальный электронный спектрометр и его модификацию — гипоциклоидальный.

Для интерпретации экспериментов по упругому рассеянию медленных электронов на атомах в диапазон углов, зависящий от энергии электронов, который определяется разными режимами работы (трохлоидального и гипоциклоидального) электронного спектрометра представлен общий аналитический формализм. В случае рассеяния электронов в интервал углов $\Theta_1(E) - \Theta_2(E)$ (4) данный формализм позволил проанализировать нерезонансное и резонансное (резонанс формы) рассеяние медленных электронов на атоме, когда отделяются кинематические черты рассеяния (связанные с углами рассеяния через введенные функции $Q_{ij}(E)$) от динамических (связанных с фазами, парциальными сечениями и с оптическим потенциалом).

Детальный теоретический анализ упругого рассеяния медленных электронов (проведенный на основе пяти парциальных волн) на атоме Ca в условиях эксперимента [1,2] показал, что немонотонное поведение энергетической зависимости $S(E)$ является следствием 2D -резонанса формы, который проявляется как в прямой, так и в интерференционной частях $S(E)$. При

этом получено не только качественное, но и хорошее количественное согласие с экспериментом. Минимум $S(E)$ расположен в области резонанса, при этом в диапазон углов $\Theta_1(E) - \Theta_2(E)$ попадает угол 54.7° (при $E \approx 0.72 - 0.76$ eV). Положение минимума (0.8 eV) измеренной и вычисленной функции $S(E)$ близко к положению максимума (1.0 eV) полного сечения упругого рассеяния, что также является следствием резонанса в d -волне. Поведение функции $S(E)$ частично подобно энергетической зависимости полного и дифференциального сечений.

Обобщая все вышесказанное можно утверждать, что использование в экспериментах по рассеянию трохлоидального и гипоциклоидального электронных спектров позволяет выявить именно резонансный характер взаимодействия электронов с атомами.

Авторы выражают благодарность А.Н. Завилопуло, Н.И. Романюку и В.И. Келемену за ценное обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований Министерства науки Украины (грант № Ф41675-97).

Приложение

Для первых пяти парциальных волн ($l = 0 - 4$) можно получить следующие общие выражения для функций $Q_{ij}(E)$ (7):

$$Q_{00} = \frac{x_2 - x_1}{2}, \quad Q_{11} = \frac{x_2^3 - x_1^3}{2}, \quad Q_{01} = \frac{\sqrt{3} \cdot (x_2^2 - x_1^2)}{4},$$

$$Q_{22} = \frac{1}{8} [9(x_2^5 - x_1^5) - 10(x_2^3 - x_1^3) + 5(x_2 - x_1)],$$

$$Q_{33} = \frac{1}{8} [25(x_2^7 - x_1^7) - 42(x_2^5 - x_1^5) + 21(x_2^3 - x_1^3)],$$

$$Q_{44} = \frac{1}{128} [1225(x_2^9 - x_1^9) - 2700(x_2^7 - x_1^7) + 1998(x_2^5 - x_1^5) - 540(x_2^3 - x_1^3) + 81(x_2 - x_1)],$$

$$Q_{02} = \frac{\sqrt{5}}{4} [x_2^3 - x_1^3 - (x_2 - x_1)],$$

$$Q_{03} = \frac{\sqrt{7}}{16} [5(x_2^4 - x_1^4) - 6(x_2^2 - x_1^2)],$$

$$Q_{04} = \frac{3}{16} [7(x_2^5 - x_1^5) - 10(x_2^3 - x_1^3) + 3(x_2 - x_1)],$$

$$Q_{12} = \frac{\sqrt{15}}{16} [3(x_2^4 - x_1^4) - 2(x_2^2 - x_1^2)],$$

$$Q_{13} = \frac{\sqrt{21}}{36} [9(x_2^5 - x_1^5) - 11(x_2^3 - x_1^3)],$$

$$Q_{14} = \frac{\sqrt{3}}{32} [35(x_2^6 - x_1^6) - 45(x_2^4 - x_1^4) + 9(x_2^2 - x_1^2)],$$

$$Q_{23} = \frac{\sqrt{35}}{16} [5(x_2^6 - x_1^6) - 7(x_2^4 - x_1^4) + 3(x_2^2 - x_1^2)],$$

$$Q_{24} = \frac{3\sqrt{5}}{32} [15(x_2^7 - x_1^7) - 25(x_2^5 - x_1^5) + 13(x_2^3 - x_1^3) - 3(x_2 - x_1)],$$

$$Q_{34} = \frac{\sqrt{7}}{256} [15(x_2^8 - x_1^8) - 1020(x_2^6 - x_1^6) + 630(x_2^4 - x_1^4) - 108(x_2^2 - x_1^2)],$$

где в условиях эксперимента [1,2,29] для углов (4) $x_1 = (1 - b/E)^{1/2}$, $x_2 = (1 - \bar{a}/E)^{1/2}$.

Список литературы

- [1] *Romanyuk N.I., Papp F.F., Mandy J.A.* et al. // 17th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Brisben (Australia), 1991. P. 145.
- [2] *Романюк Н.И., Шпенник О.Б., Панин Ф.Ф.* и др. // УФЖ. 1992. Т. 37. № 11. С. 1639-1647.
- [3] *Келемен В.И., Ремета Е.Ю., Сабад Е.П.* // Физика электронных и атомных столкновений. № 12. СПб., 1991. С. 152-161.
- [4] *Kelemen V.I., Remeta E.Yu., Sabad E.P.* // J. Phys. B. 1995. Vol. 28. P. 1527-1546.
- [5] *Chernyshova I.V., Imre A.I., Kontros J.E.* et al. // 20th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Vienna, 1997. P. MO156.
- [6] *Chernyshova I.V., Kontros J.E., Shpenik O.B.* // 21st Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Sindai (Japan), 1999. P. 403.
- [7] *Remeta E.Yu., Bilak Yu.Yu., Shimon L.L.* // Ibid. P. 404.
- [8] *Шпенник О.Б., Эрдевди Н.М., Попик Т.Ю.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 5. С. 103-108.
- [9] *Шпенник О.Б., Эрдевди Н.М., Романюк Н.И.* и др. // ПТЭ. 1998. № 1. С. 109-117.
- [10] *Erdevdy M.M., Shpenik O.B., Feyer V.M.* et al. // 21st Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Sindai (Japan), 1999. P. 720.
- [11] *Запесочный И.П., Шпенник О.Б.* // УФЖ. 1998. Т. 43. № 11. С. 1363-1373.
- [12] *Фабрикант И.И.* // Атомные процессы. Рига: Зинатне, 1975. С. 80-123.
- [13] *McCurdy W.C., Laderdale J.C., Mowrey R.S.* // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 75. P. 1835-1840.
- [14] *Амусья М.Я., Соснивер В.А., Черепков Н.А.* и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2304-2309.
- [15] *Амусья М.Я., Соснивер В.А., Черепков Н.А.* и др. // Препринт АН СССР ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л. 1983. № 863. 10 с.
- [16] *Романюк Н.И., Шпенник О.Б., Запесочный И.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 7. С. 472-476.
- [17] *Грибакин Г.Ф., Иванов В.К., Кучиев М.Ю.* // Физика электронных и атомных столкновений. № 12. СПб., 1991. С. 77-88.
- [18] *Kelemen V.I., Remeta E.Yu., Sabad E.P.* // 16th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). New York, 1989. P. 868.

- [19] *Келемен В.И., Ремета Е.Ю., Сабад Е.П.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 2. С. 46–50.
- [20] *Kurtz H.A., Jordan K.D.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 4361–4376.
- [21] *Johnston A.R., Gallup G.A., Burrow P.D.* // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 4. P. 4770–4775.
- [22] *Казаков С.Н., Христофоров О.В.* // Опт. и спектр. 1983. Т. 54. С. 750–752.
- [23] *Pegg D.G., Thompson R.N., Alton G.D.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 20. P. 2267–2270.
- [24] *Froese Fischer C., Lagowsky J.B., Vosko S.H.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 20. P. 2263–2266.
- [25] *Litherland A.E., Kilius L.R., Gaewan M.A. et al.* // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. P. L233–236.
- [26] *Стаматович А., Шульц Дж.* // ПНИ. 1970. № 3. С. 115.
- [27] *Романюк Н.И.* Канд. дис. ЛГУ, 1981. 256 с.
- [28] *Johnston A.R., Burrow P.D.* // J. Elect. Spectr. and Rel. Phen. 1982. Vol. 25. P. 119.
- [29] *Романюк Н.И., Папп Ф.Ф., Чернышова И.В. и др.* // Физика электронных и атомных столкновений. № 12. СПб., 1991. С. 174–186.
- [30] *Romanjuk N.I., Shpenik O.B.* // Meas. Sci. Technol. 1994. Vol. 5. P. 238–246.
- [31] *Burke P.G.* Potential Scattering in Atomic Physics. New York: Plenum, 1977. 100 p.
- [32] *Bilak Yu.Yu., Remeta E.Yu.* // Наукові Праці ІЕФ'96. Ужгород, 1996. С. 244–248.
- [33] *Remeta E.Yu., Bilak Yu. Yu.* // 2nd Phot. and Elect. Coll. with Atoms and Mol. (PECAM). Belfast, 1996. P. 35.
- [34] *Remeta E.Yu., Bilak Yu.Yu., Shimon L.L.* // 20th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Vienna, 1997. P. TH 013.