

02;12

## Сверхупругое рассеяние электронов на метастабильных атомах стронция

© В.И. Марушка, И.И. Шафраньош

Ужгородский национальный университет,  
88000 Ужгород, Украина  
e-mail: shafivan@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 14 февраля 2007 г. В окончательной редакции 26 июля 2007 г.)

Проведены экспериментальные исследования процесса сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция. Исследования проводились в условиях пересекающихся электронного и атомного пучков с использованием электронного спектрометра. Впервые получена энергетическая зависимость эффективного сечения сверхупругого рассеяния электронов в области энергий 0.15–2.0 eV.

PACS: 34.80.-i

### Введение

Сверхупругое рассеяние электронов относится к неупругим процессам второго рода, в результате которого потенциальная энергия мишени преобразуется в кинетическую энергию рассеянного электрона. На данное время явление сверхупругого рассеяния остается малоизученным. В литературе встречаются только единичные работы по определению эффективных сечений сверхупругого рассеяния электронов на атомах натрия [1]. Ввиду значительных трудностей в ряде работ [2,3] определялись лишь коэффициенты скорости реакции.

В работе [4] было показано, что в спектрах энергетических потерь электронов, рассеянных на метастабильных атомах стронция, присутствует группа сверхупруго рассеянных электронов. В настоящей работе представлены постановка исследований и результаты по эффективному сечению сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных состояниях  $5s5p^3P_{0,2}$  атома стронция в области энергий налетающих электронов 0.15–2.0 eV.

### Экспериментальная часть

Исследования проводились в условиях пересекающихся под прямым углом электронного и атомного пучков с использованием электронного спектрометра (рис. 1). Пучок электронов генерировался трохоидальным электронным монохроматором (ТЭМ), созданным на основе работ [5,6]. Главные параметры использованного ТЭМ были следующими: энергетическая неоднородность пучка электронов  $\Delta E_{1/2}$  (на полувысоте  $\Delta E_{1/2}$  распределения) равнялась 0.1 eV при силе тока пучка  $8 \cdot 10^{-8}$  А в области энергий до 2 eV, напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$  и индукция магнитного поля  $\mathbf{B}$  были равны соответственно  $1.2 \cdot 10^2$  V/m и  $1.5 \cdot 10^{-2}$  Т.

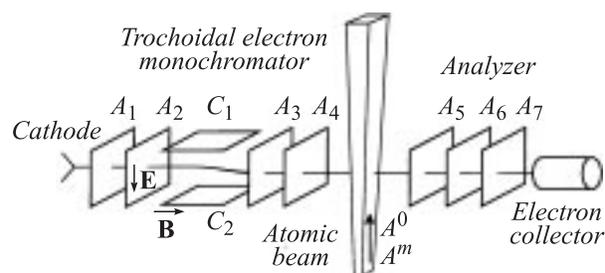
Для получения пучка метастабильных атомов стронция использовался разрядный способ возбуждения [7]. Рабочие параметры атомного пучка были следующими: концентрации атомов в метастабильных  $5s5p^3p_{0,2}$

и основном  $5s^21S_0$  состояниях равнялись соответственно  $5 \cdot 10^9$  и  $8 \cdot 10^{10}$  cm<sup>-3</sup>, угол расхождения атомного пучка —  $8.7 \cdot 10^{-2}$  rad. Исследования проводились при вакууме  $\sim 6.5 \cdot 10^{-6}$  Pa.

Для анализа энергий рассеянных электронов использовался анализатор с тормозящим полем, состоящий из трех плоских электродов с круглыми диафрагмами. Потенциалы электродов  $A_5$  и  $A_6$  задавались одинаковыми. Разрешающая способность анализатора при энергии 2 eV достигала величины  $5 \cdot 10^{-2}$ . Система регистрации электронов, прошедших анализатор, работала в аналоговом режиме и состояла из спектрометра типа В7-30 и двухкоординатного („X–Y“) самописца.

### Методика

Процедура экспериментальных измерений проходила следующим образом. На электрод  $A_4$  ТЭМ и параллельно на вход „X“ самописца подавался линейно возрастающий потенциал  $V_0$ . При этом к среднему электроду анализатора  $A_6$  прикладывали задерживающий отрицательный потенциал  $V_r$ , близкий по величине к потенциалу катода. Таким образом, сквозь средний электрод пройдут только те рассеянные электроны, кинетическая



**Рис. 1.** Схема эксперимента:  $A_1$ – $A_4$  — электроды ТЭМ;  $C_1$ ,  $C_2$  — отклоняющие пластины ТЭМ;  $A_5$ – $A_7$  — электроды анализатора;  $A^0$ ,  $A^m$  — атомы в основном и метастабильных состояниях соответственно;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  — векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей.

энергия  $E_n$  которых вдоль направления движения удовлетворяет условию:  $E_n > eV_r$ , где  $e$  — заряд электрона. Учитывая, что

$$E_n = (eV_0 + eV^m) \cos^2 \alpha,$$

где  $V^m$  — потенциал возбуждения метастабильного уровня атома, а  $\alpha$  — апертурный угол для рассеянных электронов, получим условие прохода электронов через анализатор

$$(eV_0 + eV^m) \cos^2 \alpha > eV_r. \quad (1)$$

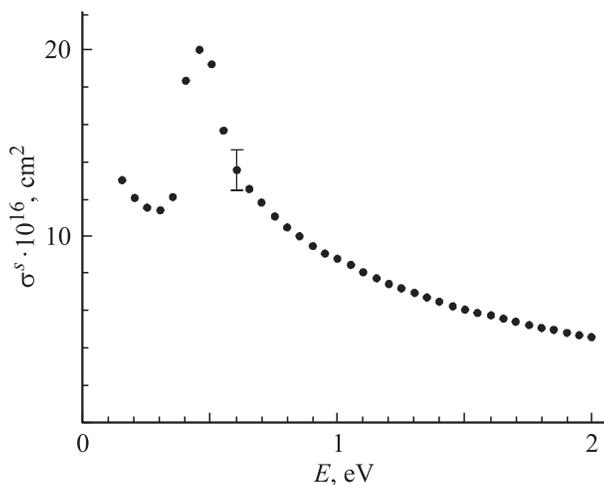
Наличие магнитного поля приводит к тому, что рассеянные электроны под углом  $\alpha < \pi/2$  будут двигаться по трохоидам в направлении электрода  $A_5$  анализатора. Для условий экспериментов радиус трохоиды сверхупруго рассеянного электрона на угол, близкий к  $\pi/2$ , меньше радиуса входящей диафрагмы анализатора ( $4 \cdot 10^{-4}$  м), что дает им возможность пройти в область действия тормозного поля. Это, в свою очередь, означает, что угловая апертура анализатора определяется уже не только его геометрией, но и величинами ускоряющего и задерживающего потенциалов (см. условие (1)).

Предложенный методический подход позволил впервые найти энергетическую зависимость эффективного сечения сверхупруго рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция  $\sigma^s(E)$ , которая определялась как отношение тока сверхупруго рассеянных электронов к току пучка падающих электронов в зависимости от величины ускоряющего потенциала. Результат экспериментов показан на рис. 2.

Для нахождения абсолютной величины сечения сверхупруго рассеяния  $\sigma^s$  было использовано выражение:

$$\sigma^s = \frac{I_s}{I_0} \frac{1}{N^m k l}, \quad (2)$$

где  $I_s$  и  $I_0$  — соответственно токи сверхупруго рассеянных электронов и электронов первичного пучка;



**Рис. 2.** Энергетическая зависимость эффективного сечения сверхупруго рассеяния электронов на метастабильных состояниях  $5s5p^3P_{0,2}$  атома стронция.

$N^m$  — концентрация метастабильных атомов;  $l$  — путь электронного пучка в атомном пучке;  $k$  — коэффициент пропускания анализатора, обусловленный разными условиями прохождения через него первичных и сверхупруго рассеянных электронов. В данном эксперименте  $k$  изменялся в пределах 0,7–0,8.

Под  $\sigma^s$  следует понимать часть интегрального сечения сверхупруго рассеяния в диапазоне углов рассеяния  $\pm\alpha$ , пределы которого определяются угловым разрешением анализатора.

В соотношении (2) наиболее сложным заданием представляется нахождение значения  $N^m$ . Поиск альтернативного пути дал возможность определения  $\sigma^s$  через нормирование его на сечение ионизации метастабильных атомов стронция электронным ударом  $\sigma_i^m$  в соответствии с выражением

$$\sigma^s = \frac{I_s}{I_i^m} \frac{I_0^m}{I_0} \frac{\sigma_i^m}{k}, \quad (3)$$

где  $I_i^m$  — ток образовавшихся положительных ионов;  $I_0^m$  — ток первичного пучка электронов при заданной энергии пучка  $E_i^m$ ;  $\sigma_i^m$  — значение сечения ионизации атомов стронция с метастабильных состояний.

Значения токов  $I_0$ ,  $I_0^m$ ,  $I_s$ ,  $I_i^m$  измерялись непосредственно электрометром В7-30. Графические зависимости токов  $I_s(V_0)$  и  $I_0(V_0)$  записывались на „X–Y“-самописце. Значения для  $\sigma_i^m$  брались из работы [7]. Величина сечения  $\sigma^s$  получена при энергии электронов 0,6 эВ и в максимуме достигает значения  $20 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Относительные погрешности при определении величины  $\sigma^s(E)$  и  $\sigma^s$  не превышали соответственно 8 и 60%.

## Результаты и их обсуждение

Атом стронция имеет два триплетных  $5s5p^3P_0$ ,  $5s5p^3P_2$  и одно синглетное  $5s4d^1D_2$  метастабильные состояния с энергиями возбуждения соответственно 1,78, 1,85 и 2,50 эВ (рис. 3). Безусловно, все эти метастабильные компоненты присутствовали в атомном пучке. Однако, как показали результаты работы [4], в спектрах энергетических потерь рассеянных электронов присутствовали только линии, вызванные сверхупругим рассеянием электронов на состояниях  $5s5p^3P_{0,2}$ , и полностью отсутствовали какие-либо особенности вследствие сверхупруго рассеяния на состояниях  $5s4d^1D_2$ . Это объясняется тем, что концентрация метастабильных атомов в состоянии  $5s4d^1D_2$  значительно меньше, чем в состояниях  $5s5p^3P$ . Последнее дает основание утверждать, что приведенный на рис. 2 результат отображает усредненное сечение процессов сверхупруго рассеяния электронов на состояниях  $5s5p^3P_{0,2}$  атома стронция.

Проанализируем полученный результат. Энергетическая зависимость имеет структуру в виде узкого максимума при энергии 0,45 эВ. Далее кривая монотонно спадает без какой-либо особенности, причем само значение сечения после 1 эВ уменьшается незначительно.

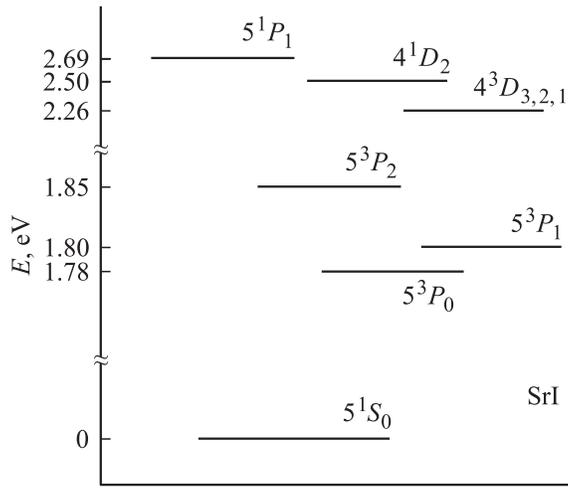


Рис. 3. Диаграмма нижних атомных энергетических уровней SrI.

Поэтому можно говорить об отличительном характере полученной энергетической зависимости в разных областях энергий, в связи с чем энергетический диапазон целесообразно представить двумя условными участками — от 0.15 до 0.5 и от 0.5 до 2 eV. В первой части на кривой наблюдается четкое чередование минимум–максимум. На втором участке кривая монотонно спадает с ростом энергии налетающих электронов без всякой структуры. Обращает на себя внимание резкий рост сечения для энергий, меньших 0.2 eV. Если последние два факта полностью вписываются в качественную схему протекания как потенциального рассеяния электрона на атоме, то первый никак нельзя объяснить с точки зрения существующих моделей процесса — можно утверждать, что на фоне потенциального процесса эффективно происходит резонансный процесс. Считаем, что наблюдаемый резонанс следует связать с влиянием процесса образования отрицательного иона стронция, согласно реакции:  $A^m + e^- \rightarrow A^{*-} \rightarrow A^0 + \bar{e}^-$ , где  $e^-$  и  $\bar{e}^-$  — налетающий и сверхупруго рассеянный электроны соответственно;  $A^m, A^0$  — атомы в метастабильном и в основном состояниях соответственно;  $A^{*-}$  — отрицательный ион в возбужденном состоянии. Косвенным подтверждением этому являются результаты работы [8], в которой обнаружена резонансная структура в сечениях возбуждения с метастабильных состояний  $5s5p^3P_{2,0}$ . Авторы [8] связывали природу этой структуры с процессами образования и распада возбужденных состояний отрицательных ионов  $Sr^-$ .

## Заключение

Полученная величина сечения ( $20 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  в максимуме) свидетельствует о высокой эффективности процесса сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция. Ярво выраженный резо-

нансный характер энергетической зависимости сечения рассеяния указывает на особый механизм протекания сверхупругого процесса.

## Список литературы

- [1] Jiang T.Y., Shi Z., Ying C.H., Vušković L., Bederson B. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51. N 5. P. 3773–3782.
- [2] Jacka M., Kelly J., Lohmann B., Buckman S.J. // J. Phys. B. 1995. Vol. 28. N 10. P. L361–L366.
- [3] Blagoev A., Kovachev S., Petrov G., Popov Ts. // J. Phys. B. 1992. Vol. 25. N 7. P. 1599–L1606.
- [4] Марушка В.И., Шафраньош И.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 22. С. 16–22.
- [5] Шпеник О.Б., Совтер В.В., Завилопуло А.Н., Запесочный И.П., Коитрош Е.Э. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 1 (7). С. 48–58.
- [6] Стаматович А., Шульц Дж. // ПНИ. 1970. № 3. С. 115–119.
- [7] Маргитич М.О., Шафраньош И.И. // Укр. физ. журн. 2000. Т. 45. № 1. С. 31–34.
- [8] Снегурская Т.А., Шафраньош И.И., Небесный Ф.И., Александрин И.С. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 1. С. 235–236.