

Предложенный способ вычисления проникаемости барьера (ямы) после некоторой модификации применим и к четному асимптотически свободному потенциалу с особенностью $\lambda|x|^{-\nu}$, $1 \leq \nu < 2$. В частности, в кулоновском случае $\nu=1$ можно с помощью точных кулоновских функций [1, с. 235] и дополнительного индуцированного потенциала [12]

$$U(x) = \begin{cases} 2\lambda \ln|x|\delta(x) + 2 \operatorname{tg} \alpha \delta(x), & -\pi/2 < \alpha < \pi/2, \\ \pm 2|x|^{-1}\delta(x), & \alpha = \pm \pi/2 \end{cases} \quad (12)$$

получить точное аналитическое выражение для коэффициента T :

$$T = C_0^4 E \cos^2 \alpha [(C_0^4 E + \lambda^2 \mu^2) \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha - \lambda \mu \sin 2\alpha]^{-1}, \quad (13)$$

где $C_0 = [\pi \lambda k^{-1} (e^{\pi \lambda k^{-1}} - 1)]^{1/2}$,

$$\mu = \gamma + \ln 2 + 1/2 \ln E + \lambda^2 \sum_{j=1}^{\infty} [j(\lambda^2 + 4Ej^2)]^{-1},$$

$\gamma = 0,577\dots$ — постоянная Эйлера.

При $0 < \nu < 1$ работает стандартная теория [2, с. 82—86], так как нет разрыва $\psi(0)$, $\psi'(0)$. При $\nu=2$, $s \geq 1/2$; $\nu > 2$, $\lambda > 0$ барьер непроницаем: $T=0$. При $\nu=2$, $s \leq -1/2$; $\nu > 2$, $\lambda < 0$ имеет место падение на дно ямы [2, с. 143—146]. Мы считаем этот случай нефизическим.

Таким образом, предложенный метод физически выбранного самосопряженного расширения гамильтониана с особенностью x^{-2} дает однозначное конечное значение для проникаемости этого барьера (ямы) (11) и закрывает проблему, указанную в заголовке настоящей статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М., 1967. [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. [3] Шадан К., Сабатье П. Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. М., 1980. С. 113. [4] Salogero F. J. // J. Math. Phys. 1969. 10. P. 2191—2219. [5] Klauder J. // Acta Phys. Austriaca Suppl. 1973. 11. P. 341—387. [6] Малкин И. А., Манько В. И. Динамические симметрия и когерентные состояния квантовых систем. М., 1979. С. 109. [7] Гостев В. Б., Минеев В. С., Френкин А. Р. // ТМФ. 1986. 68. С. 45—57. [8] Dittgich I., Exner P. // J. Math. Phys. 1985. 26. P. 2000—2008. [9] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. М., 1978. Т. 2. С. 156—185. [10] Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М., 1960. Т. 2. С. 595—596. [11] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. М., 1982. Т. 4. С. 78. [12] Гостев В. Б., Минеев В. С., Френкин А. Р. // ТМФ. 1987. 70. С. 384—393. [13] Леонтович М. А., Мандельштам Л. И. // Леонтович М. А. Избранные труды. М., 1985. С. 56—60. [14] Case K. M. // Phys. Rev. 1950. 80. P. 792—801.

Поступила в редакцию
01.10.86

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186

ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА В ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР С АТОМАМИ

Ю. А. Шурыгина, В. С. Сенашенко, Я. А. Теплова

(НИИЯФ)

В последние годы теория электронного захвата интенсивно развивается, однако все еще мало изученной остается проблема описания захвата электрона в возбужденные состояния в области промежуточных и больших энергий. Исключение состав-

ляют процессы взаимодействия ядер с атомами водорода, для которых захват в возбужденные состояния подробно рассмотрен теоретически [1, 2]. Отсутствие аналогичных исследований для других случаев объясняется, на наш взгляд, тем, что имеющиеся теоретические методы требуют проведения сложных численных расчетов, что затрудняет их применение для систематического исследования сечений захвата электрона в состоянии с большими значениями главного квантового числа n_p . Поэтому при вычислении полных сечений захвата часто используются простейшие аппроксимации, вытекающие из приближения Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса (ОБК) [3], применимость которых не всегда обоснована [4].

Целью настоящей работы является исследование сечений захвата электрона в состоянии с различными главными квантовыми числами n_p при столкновении ядер с атомами в области промежуточных и больших энергий. Расчеты проведены с помощью предложенного ранее метода [5], который позволяет представить сечение захвата электрона в произвольное n_p состояние в следующем виде:

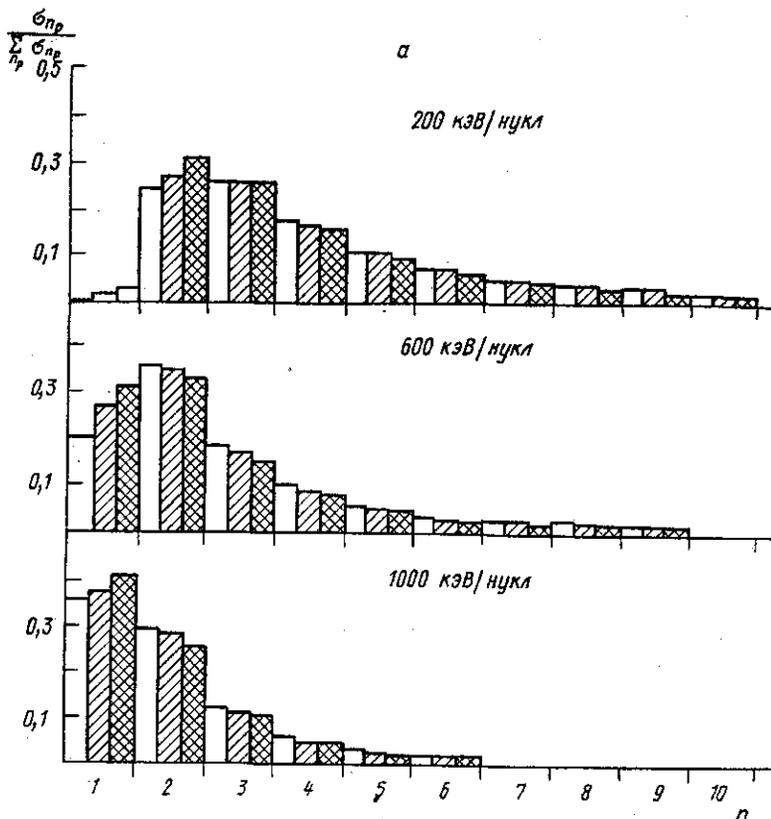
$$\sigma_{n_p} = \sigma_{n_p}^{\text{ОБК}} \alpha(Z_t) \beta(Z_p), \quad (1)$$

где $\sigma_{n_p}^{\text{ОБК}}$ есть выражение для сечения захвата, полученное в ОБК приближении, а коэффициенты

$$\alpha(Z_t) = \frac{\pi Z_t/v}{\text{sh}(\pi Z_t/v)} \exp \left[2 \frac{Z_t}{v} \arctg \left(\frac{\omega_+}{Z_t/n_t} \right) \right] \times Q \left(v; \frac{Z_t}{n_t} \right), \quad (2)$$

$$\beta(Z_p) = \frac{\pi Z_p/v}{\text{sh}(\pi Z_p/v)} \exp \left[2 \frac{Z_p}{v} \arctg \left(\frac{\omega_-}{Z_p/n_p} \right) \right] \times P \left(v; \frac{Z_p}{n_p} \right)$$

учитывают искажение волновой функции электрона за счет его взаимодействия с ядром налетающей частицы Z_p , движущейся со скоростью v , во входном канале и с остаточным ионом мишени, имеющим заряд ядра Z_t , в выходном канале. В формуле (2)



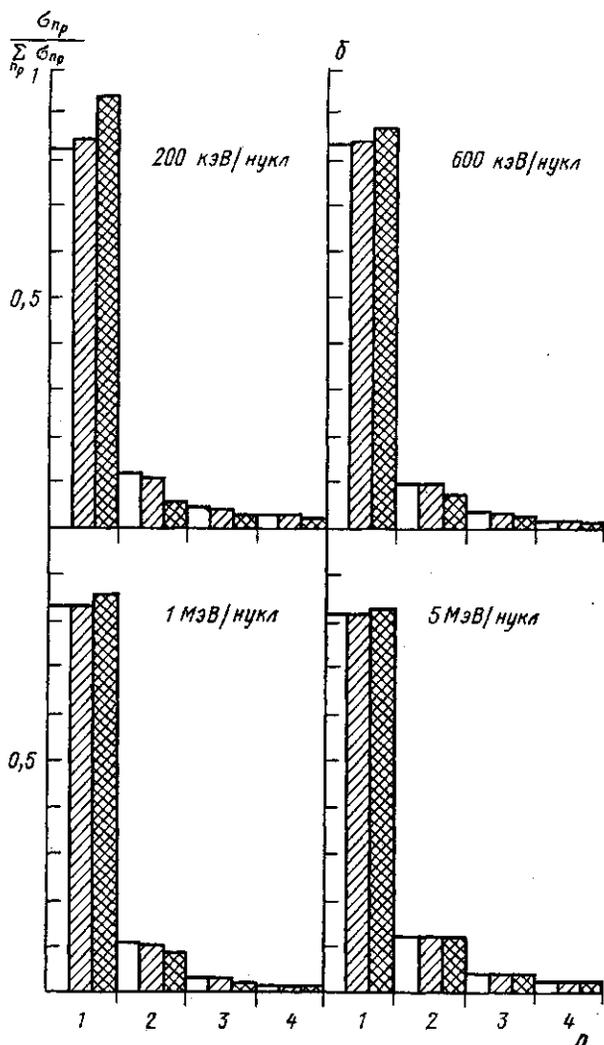


Рис. 1. Относительные значения сечений захвата электрона ядрами Li^{3+} в возбужденные состояния из атомов водорода (а) и неона (б): светлые прямоугольники — результаты данной работы, с косой штриховкой — эйкональные расчеты [8], с крестообразной штриховкой — ОБК расчеты [3]

$P(x)$ и $Q(x)$ — полиномиальные функции, явный вид которых приведен в работе [5], а $\omega_{\pm} = \frac{1}{2v} \left[\frac{Z_t^2}{n_t^2} - \frac{Z_p^2}{n_p^2} \mp v^2 \right]$. В области асимптотически больших скоростей

($v \rightarrow \infty$) и главных квантовых чисел ($n_p \rightarrow \infty$, $n_t \rightarrow \infty$) $\alpha \rightarrow 0,479$, $\beta \rightarrow 1$ [5]. При расчетах сечений захвата электрона из многоэлектронных атомов мишени использовалось приближение активного электрона [6]; влияние пассивных электронов учитывалось путем введения эффективных зарядов, которые вычислялись по правилам Слэтера [7].

На рис. 1 приведены результаты расчетов относительных величин сечений захвата электрона в возбужденные состояния $\sigma_{np} / \sum_{n_p} \sigma_{np}$ ядрами Li^{3+} из атомов водорода

(а) и неона (б), выполненные в рамках предложенного метода [5], приближения ОБК [3] и эйконального приближения [8]. В области $n_p > n_{\text{max}}$ относительные значения эйкональных сечений больше, чем сечений ОБК, и, следовательно, учет искаже-

ний волновой функции и выходном канале увеличивает относительный вклад сечений захвата в состоянии с большим значением n_p . Дополнительный учет искажения волновой функции во входном канале [5] приводит к дальнейшему увеличению вклада высоковозбужденных состояний в полное сечение захвата. При возрастании скорости налетающих ядер различие в результатах, полученных в рамках перечисленных выше методов, уменьшается. В случае взаимодействия ядер Li^{3+} с атомами неона во всей рассмотренной области энергий захват в основное состояние имеет доминирующее значение в отличие от известного распределения сечений захвата по главным квантовым числам для реакций захвата электрона ядрами в водороде [9].

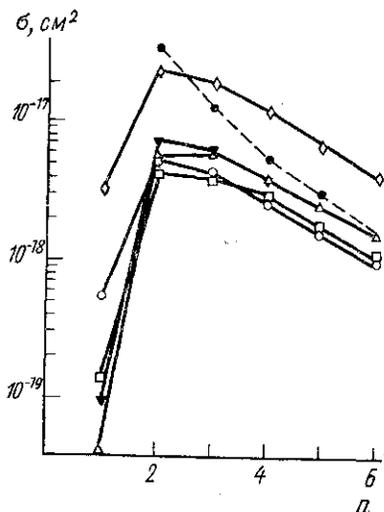


Рис. 2. Сечения захвата электрона налетающими ядрами Li^{3+} с энергией 200 кэВ/нуклон в возбужденные состояния из атомов водорода. Светлые треугольники — результаты данной работы, квадраты — эйкональные расчеты [8], ромбы — ОБК расчеты [3], кружки — расчеты [1], темные треугольники — расчеты [2], штриховая линия — n^{-3} -аппроксимация

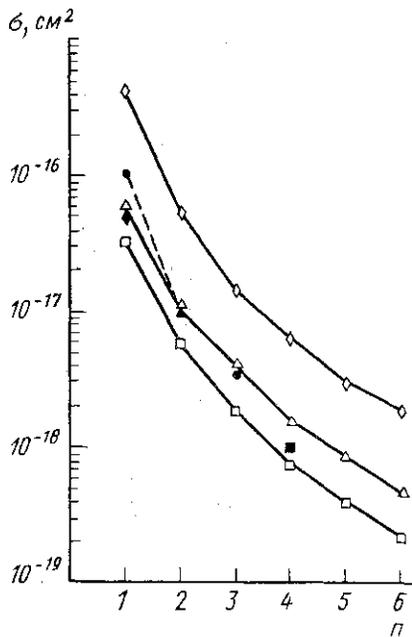


Рис. 3. Сечения захвата электрона налетающими протонами с энергией 100 кэВ/нуклон в возбужденные состояния из атомов кислорода. Светлые треугольники — результаты данной работы, светлые квадраты — эйкональные расчеты [8], светлые ромбы — ОБК расчеты [3]. Экспериментальные данные: темный ромб — [11], темный треугольник — [12], темный кружок — [13], темный квадрат — [14]

На рис. 2 приведены результаты расчетов сечений захвата электрона налетающими ядрами Li^{3+} с энергией 200 кэВ/нуклон в зависимости от n_p . Рассчитанные с помощью предложенного метода [5] сечения захвата электрона в состоянии с $n_p = 2, 3, 4$ несколько превышают сечения [1] и [8], однако соответствуют расчетам, выполненным с помощью численного решения системы уравнений сильной связи каналов [2]; значения сечений ОБК завышены относительно результатов других приближений. Заметим, что проведенный расчет сечений захвата электрона в основное состояние в рассмотренном случае не является корректным, так как для реакций с $Z_i > Z_p$ предложенный метод применим в области высоких скоростей ($v n_i / Z_i > 1$; $v n_p / Z_p > 1$) и, следовательно, с его помощью можно рассчитывать сечения захвата в состоянии с $n_p \geq 2$.

Анализ результатов (рис. 2), а также проведенные ранее исследования [10] показывают, что в рассмотренной области изменения главных квантовых чисел неспра-

ведливо известное соотношение между сечениями захвата электрона в возбужденные состояния

$$\sigma_{n_p} = \sigma_{n_p-1} \left(\frac{n_p - 1}{n_p} \right)^3, \quad (3)$$

которое следует из ОБК приближения при $n_p \rightarrow \infty$ (или при $v \rightarrow \infty$). Из рис. 2 видно, что в области $n_p \approx 3 \div 6$ зависимость сечений захвата от n_p имеет вид $\sigma_{n_p} = \sigma_{n_p-1} / 10^{k(Z_p^v)}$, где, как показали настоящие расчеты, коэффициент k является функцией скорости и зарядов взаимодействующих частиц. Предложенный метод позволяет легко рассчитывать указанный коэффициент для различных процессов захвата и, следовательно, более точно учитывать вклад сечений захвата электрона в возбужденные состояния в полное сечение захвата в той области главных квантовых чисел, где « n^{-3} »-аппроксимация не является справедливой.

На рис. 3 приведены сечения захвата электрона протонами из атомов кислорода в зависимости от n_p при энергии налетающих протонов $E_p = 100$ кэВ, а также результаты ОБК и эйконального приближений и данные экспериментов [11—14]. Рассчитанные нами сечения захвата соответствуют экспериментальным результатам, при этом ОБК расчеты завышают, а эйкональные расчеты занижают значения сечений захвата во все рассмотренные состояния. Из рис. 3 видно, что в отличие от предыдущего случая аппроксимация (3) выполняется уже при $n_p \geq 2$.

Таким образом, предложенный метод позволяет в области промежуточных и больших энергий рассчитывать сечения захвата электрона в возбужденные состояния при взаимодействии легких ядер с атомами различных газов. Это представляется важным, так как в широкой области изменения энергии и главных квантовых чисел атомных систем « n^{-3} »-аппроксимация является несправедливой. Результаты расчетов сечений захвата электрона налетающими протонами с энергией $E_p = 100$ кэВ в различные возбужденные состояния при взаимодействии с атомами кислорода соответствуют данным экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ryufuku H., Watanabe T. // Phys. Rev. 1979. A20, N 5. P. 1828—1837.
 [2] Bransden B. H., Newby C. W., Noble C. J. // J. Phys. 1980. B13, N 21. P. 4245—4255. [3] Omidvar K. // Phys. Rev. 1963. 153, N 3. P. 121—131.
 [4] Ford A. L., Reading J., Becker R. L. // J. Phys. B. 1982. 15, N 18. P. 3257—3273. [5] Шурыгина Ю. А., Сенашенко В. С., Теплова Я. А. // ЖТФ. 1986. 56, № 8. С. 1513—1523. [6] Lin C. D., Soong S. C., Tunnel L. N. // Phys. Rev. 1978. A17, N 5. P. 1646—1657. [7] Slater J. C. // Phys. Rev. 1930. 16, N 1. P. 57—64. [8] Eichler J., Chan F. T. // Phys. Rev. 1979. A20, N 1. P. 104—112. [9] Greenland P. T. // Phys. Rep. 1982. 81, N 2. P. 131—237. [10] Grothers P. S. F. // J. Phys. B. 1981. 14, N 6. P. 1035—1040. [11] Cocke C. L. et al. // Phys. Rev. 1977. A16, N 6. P. 2248—2255. [12] Huges R. H. et al. // Ibid. 1971. A4, N 4. P. 1453—1461. [13] Huges R. H. et al. // Ibid. 1970. A1, N 3. P. 1424—1432. [14] Huges R. H. et al. // Ibid. 1967. A164, N 1. P. 166—170.

Поступила в редакцию
10.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 537:862:621.373.7

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО КВАНТОВАТЕЛЯ ФАЗЫ

С. Е. Жмуров, В. Ф. Марченко, И. Т. Трофименко

(кафедра радиофизики СВЧ)

Одним из физических эффектов, лежащих в основе работы твердотельных приемников светового излучения, является изменение под действием света емкости обедненного слоя в полупроводнике [1]. Наиболее удобной для использования в таких фотоварикапах является бескорпусная структура металл—диэлектрик—полупроводник (МДП), для которой относительный коэффициент перекрытия емкости при изменении