

Спектр и свойства сечения рассеяния электронов в открытых сферических квантовых точках

© Н.В. Ткач[¶], Ю.А. Сети

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 22 января 2008 г. Принята к печати 10 июня 2008 г.)

В модели эффективной массы и прямоугольных потенциалов впервые выполнен расчет сечения рассеяния электронов в открытой сферической квантовой точке. Показано, что в такой наносистеме с барьером в несколько монослоев экспериментально измеряемое сечение рассеяния позволяет хорошо идентифицировать резонансные энергии и ширины низкоэнергетической части квазистационарного спектра электронов. Показано также, что в открытой сферической квантовой точке со слабым потенциальным барьером адекватными спектральными параметрами квазистационарного спектра являются обобщенные резонансные энергии и ширины, определенные через вероятность пребывания электрона внутри квантовой точки.

PACS: 73.21.La, 73.22.Dy, 73.63.Kv, 73.90.+f

1. Введение

Преобладающее большинство экспериментальных [1–6] и теоретических [7–10] работ, в которых исследуются квантовые точки (КТ), проволоки и пленки, посвящено закрытым наносистемам. Только в последние годы в связи с развитием технологических возможностей создания различных наносистем [1,5,6] и выявлением важной роли открытых наносистем в сенсорной нанотехнике, биологии и медицине [11–14] возрастает интерес к таким системам [15–20].

Открытые наносистемы представляют несомненный интерес и с теоретической точки зрения, так как при определенных условиях в них возникают квазистационарные состояния с мало изученными или совсем не изученными свойствами. Такая ситуация имеет место в наносистемах с низкими и узкими потенциальными барьерами, из-за чего квазичастицы в них слабо локализованы. Состояния такого типа уже не являются брейт-вигнеровскими. Для них нет строгой классификации, и не определена граница между ними и „действительными“ квазистационарными состояниями. В книге [21] по этому поводу сказано: „Разные авторы помещают ее (границу) в разных местах соответственно своим вкусам и наклонностям. Зачастую эта граница определяется желанием интерпретировать экспериментальные данные в пользу одной из нескольких альтернативных теоретических возможностей“.

В ядерных и атомных системах мощность потенциальных барьеров для элементарных частиц, как правило, очень большая и поэтому резонансные состояния хорошо описываются полюсами соответствующих S -матриц. В открытых же наносистемах из-за малой эффективной массы электронов и малой энергии потенциальных барьеров характер квазистационарных состояний оказывается весьма „чувствительным“ к толщине слоя барьера. Поэтому возникает необходимость

детально исследовать спектральные характеристики квазистационарных состояний электронов в открытых сферических квантовых точках (ОСКТ) во всем интервале изменения толщины барьера, а не только для систем с большими толщинами (больше 10 монослоев).

Исследование квазистационарного спектра электронов в открытых наносистемах со слабыми потенциальными барьерами оказывается весьма актуальным для тех систем, которые получаются экспериментальными методами ионного замещения [5,6]. В них эффективная толщина барьера может быть очень малой (меньше монослоя) и поэтому изучение квазистационарных состояний требует особого внимания.

Для таких состояний необходимо ввести адекватные аналоги понятий резонансных энергий и ширин полос, характеризующих квазистационарные состояния в ОСКТ с достаточно мощными потенциальными барьерами. Необходимо также выяснить вопрос о том, как можно оценить параметры квазистационарного спектра электронов по экспериментально измеряемым физическим величинам (например, по полному сечению рассеяния) в наносистемах с потенциальными барьерами в несколько монослоев.

Цель настоящей работы состоит в исследовании экспериментально измеряемого сечения рассеяния, $\sigma(E)$, и вероятности нахождения электронов внутри ОСКТ, $W(E)$, в зависимости от их энергии E . Это даст возможность установить соответствие между особенностями сечения рассеяния и спектральными характеристиками квазистационарных состояний. Будет также показано, что обобщенные резонансные энергии и ширины квазистационарных состояний, определенные через вероятность $W(E)$ нахождения квазичастицы внутри КТ, в отличие от резонансных энергий и ширин, определенных через матрицу $S(E)$, справедливы во всем интервале изменения толщины потенциальных барьеров.

[¶] E-mail: ktf@chnu.edu.ua

2. Гамильтониан, волновые функции, S-матрица и сечение рассеяния электрона в открытой сферической квантовой точке

Как и в работах [19,20], будем изучать квазистационарный спектр электрона в ОСКТ (рис. 1) с радиусом внутренней потенциальной ямы r_0 и шириной слоя барьера Δ . В приближении эффективных масс $m(r)$ и прямоугольного потенциального барьера $U(r)$ гамильтониан электрона в наносистеме имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m(r)} \nabla + U(r), \quad (1)$$

где в сферической системе координат с началом в центре КТ

$$m(r) = \begin{cases} m_0, & 0 \leq r, \\ m_1, & r_0 \leq r \leq r_0 + \Delta, \end{cases} \quad U(r) = \begin{cases} 0, & 0 \leq r, \\ U, & r_0 \leq r \leq r_0 + \Delta, \end{cases} \quad (2)$$

С учетом сферической симметрии уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) имеет решением волновые функции

$$\Psi_{lm}(r, \theta, \varphi) = R_l(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ — сферические функции, $l = 0, 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а радиальные функции $R_{lK}(r)$ целесообразно представить в виде линейных комбинаций функций Ханкеля

$$R_{lK}(r) = \begin{cases} R_l^{(0)}(kr) = a_l^{(0)} [h_l^-(kr) + h_l^+(kr)], & r \leq r_0, \\ R_l^{(1)}(i\chi r) = a_l^{(1)} [h_l^-(i\chi r) + S_l^{(1)} h_l^+(i\chi r)], & r_0 \leq r \leq r_0 + \Delta, \\ R_l^{(2)}(kr) = a_l^{(2)} [h_l^-(kr) + S_l(k) h_l^+(kr)], & r_0 + \Delta < r < \infty, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$k_i^2 = \frac{2m_i E}{\hbar^2}, \quad (i = 0, 2),$$

$$\chi_i^2 = \frac{2m_i(U - E)}{\hbar^2}, \quad (i = 1). \quad (5)$$

Условия непрерывности волновых функций и потоков вероятностей на обеих границах раздела наносистемы

$$\left. \begin{aligned} R_l^{(0)}(kr_0) &= R_l^{(1)}(i\chi r_0), \\ \frac{1}{m_0} \frac{dR_l^{(0)}(kr)}{dr} \Big|_{r=r_0} &= \frac{1}{m_1} \frac{dR_l^{(1)}(i\chi r)}{dr} \Big|_{r=r_0}, \\ R_l^{(1)}(i\chi r_1) &= R_l^{(2)}(kr_1), \\ \frac{1}{m_1} \frac{dR_l^{(1)}(i\chi r)}{dr} \Big|_{r=r_1} &= \frac{1}{m_0} \frac{dR_l^{(2)}(kr)}{dr} \Big|_{r=r_1} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

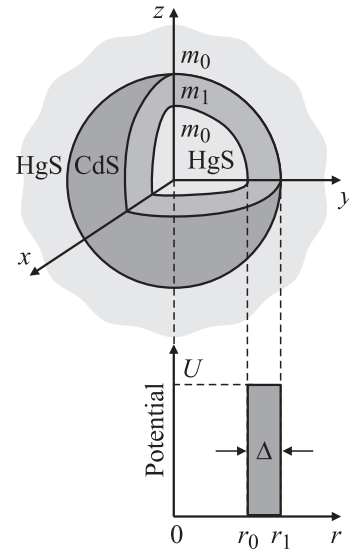


Рис. 1. Геометрическая и энергетическая схемы простой открытой сферической квантовой точки.

и условие нормировки

$$\int_0^\infty R_{kl}^*(r) R_{k'l'}(r) r^2 dr = \delta(k - k') \quad (7)$$

однозначно определяют все коэффициенты $a_l^{(i)}$, $S_l^{(1)}$ и S_l-матрицу.

Аналитический расчет позволяет представить величины в удобном для анализа и расчетов симметричном виде:

$$a_l^{(0)} = \frac{h_l^-(i\chi r_0) + S_l^{(1)} h_l^+(i\chi r_0)}{h_l^-(kr_0) + h_l^+(kr_0)} a_l^{(1)},$$

$$a_l^{(1)} = \frac{h_l^-(kr_1) + S_l h_l^+(kr_1)}{h_l^-(i\chi r_1) + h_l^+(i\chi r_1)} a_l^{(2)}, \quad a_l^{(2)} = -\frac{ik}{\sqrt{2\pi}}, \quad (8)$$

$$S_l^{(1)} = -\frac{m_1 k^2 h_l^-(i\chi r_0) j_l'(kr_0) + m_0 \chi^2 j_l(kr_0) h_l^{-'}(i\chi r_0)}{m_1 k^2 h_l^+(i\chi r_0) j_l'(kr_0) + m_0 \chi^2 j_l(kr_0) h_l^{+'}(i\chi r_0)}, \quad (9)$$

$$S_l = -\left\{ m_1 k^2 [h_l^-(i\chi r_1) + S_l^{(1)} h_l^+(i\chi r_1)] h_l^{-'}(kr_1) + m_0 \chi^2 h_l^-(i\chi r_1) [h_l^{-'}(i\chi r_1) + S_l^{(1)} h_l^{+'}(i\chi r_1)] \right\} \times \left\{ m_1 k^2 [h_l^-(i\chi r_1) + S_l^{(1)} h_l^+(i\chi r_1)] h_l^{+'}(kr_1) + m_0 \chi^2 h_l^+(i\chi r_1) [h_l^{-'}(i\chi r_1) + S_l^{(1)} h_l^{+'}(i\chi r_1)] \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где

$$h_l^{\pm'}(i\chi r_{0,1}) = \frac{\partial h_l^{\pm}(x)}{\partial x} \Big|_{x=i\chi r_{0,1}}, \quad j_l'(kr_0) = \frac{\partial j_l(x)}{\partial x} \Big|_{x=kr_0}.$$

$j_l(x) = \frac{1}{2} [h_l^-(x) + h_l^+(x)]$ — функции Бесселя.

Согласно общей теории [21], найденное аналитическое выражение для S_l -матрицы позволяет рассчитать парциальные ($\sigma_l(k)$) и полное ($\sigma(k)$) сечения рассеяния:

$$\sigma(k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(k) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\pi(2l+1)}{k^2} |S_l(k) - 1|. \quad (11)$$

Кроме того, теперь можно найти вероятность нахождения электрона в состоянии $|lk\rangle$ во внутренней области квантовой точки ($0 \leq r \leq r_0$) при изменении квазиимпульса k в интервале $0 \leq k \leq k_0 = \hbar^{-1}\sqrt{2m_0V}$

$$W_l(kr_0) = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} |R_l^{(0)}(kr)|^2 r^2 dr. \quad (12)$$

Вычисление интеграла в формуле (12) выполняется в общем виде. В результате получается аналитическое выражение для вероятности

$$W_l(kr_0) = 2|r_0 a_l^{(0)}(kr_0)|^2 [j_l^2(kr_0) - j_{l-1}(kr_0)j_{l+1}(kr_0)], \quad (13)$$

из которого видно, что от толщины барьера (Δ) она зависит только через коэффициент $|a_l^{(0)}(\Delta, kr_0)|^2$.

3. Анализ свойств квазистационарных состояний электрона в открытой сферической квантовой точке на примере наносистемы HgS/CdS/HgS

Согласно общей теории [21], резонансные энергии (E_{ln}) и ширины (Γ_{ln}) квазистационарных состояний электрона в ОСКТ при условии $E_{ln} \gg \Gamma_{ln}$ определяются полюсами $S_l(k)$ -матрицы (10) на комплексной плоскости $k = k' + ik''$:

$$E_{ln} = \frac{\hbar^2 k_{ln}'^2}{2m_0}, \quad \Gamma_{ln} = \frac{\hbar^2 k_{ln}''^2}{2m_0}, \quad S_l^{-1}(k_{ln}) = 0. \quad (14)$$

Так как эти важные спектральные характеристики непосредственно не измеряются экспериментально, а измеряется, например, сечение рассеяния σ , то целесообразно проанализировать и выяснить те свойства зависимости σ от E , из которых при соответствующих условиях можно с приемлемой точностью определять спектральные параметры квазистационарных состояний электрона. С этой целью нужно исследовать свойства парциальных сечений σ_l , вероятности пребывания электрона внутри КТ W_l и полюсов S_l -матрицы как функций квазиимпульса (или энергии).

Расчет $S_l(E)$, $W_l(E)$, $\sigma_l(E)$ и $\sigma(E)$ выполняется по формулам разд. 2 на примере ОСКТ HgS/CdS/HgS с эффективными массами $m(\text{HgS}) = 0.036$ и $m(\text{CdS}) = 0.2$, $U = 1350 \text{ мэВ}$, с постоянными решетками $a(\text{HgS}) = 5.851 \text{ \AA}$, $a(\text{CdS}) = 5.818 \text{ \AA}$, которые из-за

очень малой разницы постоянных решетки и диэлектрических проницаемостей всех слоев наносистемы хорошо удовлетворяют требованиям исходной модели.

На рис. 2 приведены результаты расчета зависимостей от энергии парциальных ($\sigma_{l=0,1}$) и полного (σ) сечений рассеяния в единицах площади (πr_0^2), а также вероятности нахождения электрона в КТ ($W_{l=0,1}$) при $r_0 = 20a$, $\Delta = 2a$. Там же указаны величины резонансных энергий (E_{ln}^S) и ширины (Γ_{ln}^S) полос квазистационарных состояний электрона, найденных из полюсов S_l -матрицы.

Из рис. 2 видно, что даже при сравнительно малой толщине барьера в два монослоя резонансные энергии (E_{ln}^S) и ширины (Γ_{ln}^S) точно совпадают с положением максимумов (E_{ln}^W) функции $W_l(E)$ в шкале энергий и с ширинами пиков (Γ_{ln}^W), определенными условиями $\Gamma_{ln}^W = E_{ln}^+ - E_{ln}^-$, где значения энергий E_{ln}^{\pm} находятся из уравнений $W_l(E_{ln}^W) = 2W_l(E^{\pm})$. В узких окрестностях резонансных энергий (E_{ln}^S) и парциальные (σ_l), и полное (σ) сечения как функции энергии имеют весьма глубокие минимумы (впадины на кривых), причем $\min \sigma_l(E_{ln}^S) = 0$.

Проанализируем сначала сферически-симметричные квазистационарные состояния электрона ($l = 0$). Как видно из рис. 2, положение ($E_{01}^{\sigma^+}$) первого минимума функции $\sigma_{l=0}(E)$ в шкале энергий совпадает со значением $E_{l=0,n=1}^W + (1/2)\Gamma_{l=0,n=1}^W$, а положение ($E_{01}^{\sigma^-}$) соседнего с этим минимумом низкоэнергетического максимума функции $\sigma_{l=0}(E)$ совпадает со значением $E_{l=0,n=1}^W - (1/2)\Gamma_{l=0,n=1}^W$. Таким образом, резонансная энергия ($E_{01}^{\sigma_0}$) и ширина ($\Gamma_{01}^{\sigma_0}$) основного квазистационарного состояния ($l = 0, n = 1$) электрона могут быть определены через параметры кривой $\sigma_{l=0}(E)$ в окрестности первого минимума:

$$E_{01}^{\sigma_0} = \frac{1}{2} (E_{01}^{\sigma_0^+} + E_{01}^{\sigma_0^-}), \quad \Gamma_{01}^{\sigma_0} = \Gamma_{01}^{\sigma_0^+} + \Gamma_{01}^{\sigma_0^-}.$$

В окрестности наименьшей резонансной энергии ($E_{l=0,n=1}^S$) положения минимумов и максимумов кривых σ_0 и σ , а также ширины их впадин практически совпадают, т. е.

$$E_{01}^S = E_{01}^W, \quad E_{01}^{\sigma_0} = E_{01}^{\sigma}, \quad \Gamma_{01}^S = \Gamma_{01}^W, \quad \Gamma_{01}^{\sigma_0} = \Gamma_{01}^{\sigma}.$$

Из рис. 2 видно, что значения энергий $E_{l=0,1}^{\sigma_0}$ и $E_{l=0,1}^{\sigma}$, соответствующих минимумам $\sigma_0(E)$ и $\sigma(E)$ и отвечающих возбужденному состоянию ($n = 2$), находятся в окрестности $E_{l=0,n}^W$ ($E_{0n}^W - \Gamma_{0n}^W/2 \leq E_{0n}^{\sigma_0, \sigma} \leq E_{0n}^W + \Gamma_{0n}^W/2$). При этом величины ширин $\Gamma_{0n}^{\sigma_0, \sigma}$ определяются непосредственно из характеристик функций σ_0, σ соотношениями $\Gamma_{0n}^{\sigma_0, \sigma} = E_{0n}^{\sigma_0, \sigma^+} - E_{0n}^{\sigma_0, \sigma^-}$, где величины $E_{0n}^{\sigma_0, \sigma^{\pm}}$ находятся из условий

$$\min[\max \sigma_{0n}(E^{\sigma_0, \sigma})] = 2\sigma_0(E^{\sigma_0, \sigma^{\pm}}).$$

Заметим, что, как видно из рис. 2, таким же условием может определяться и ширина основного квазистационарного состояния (Γ_{01}).

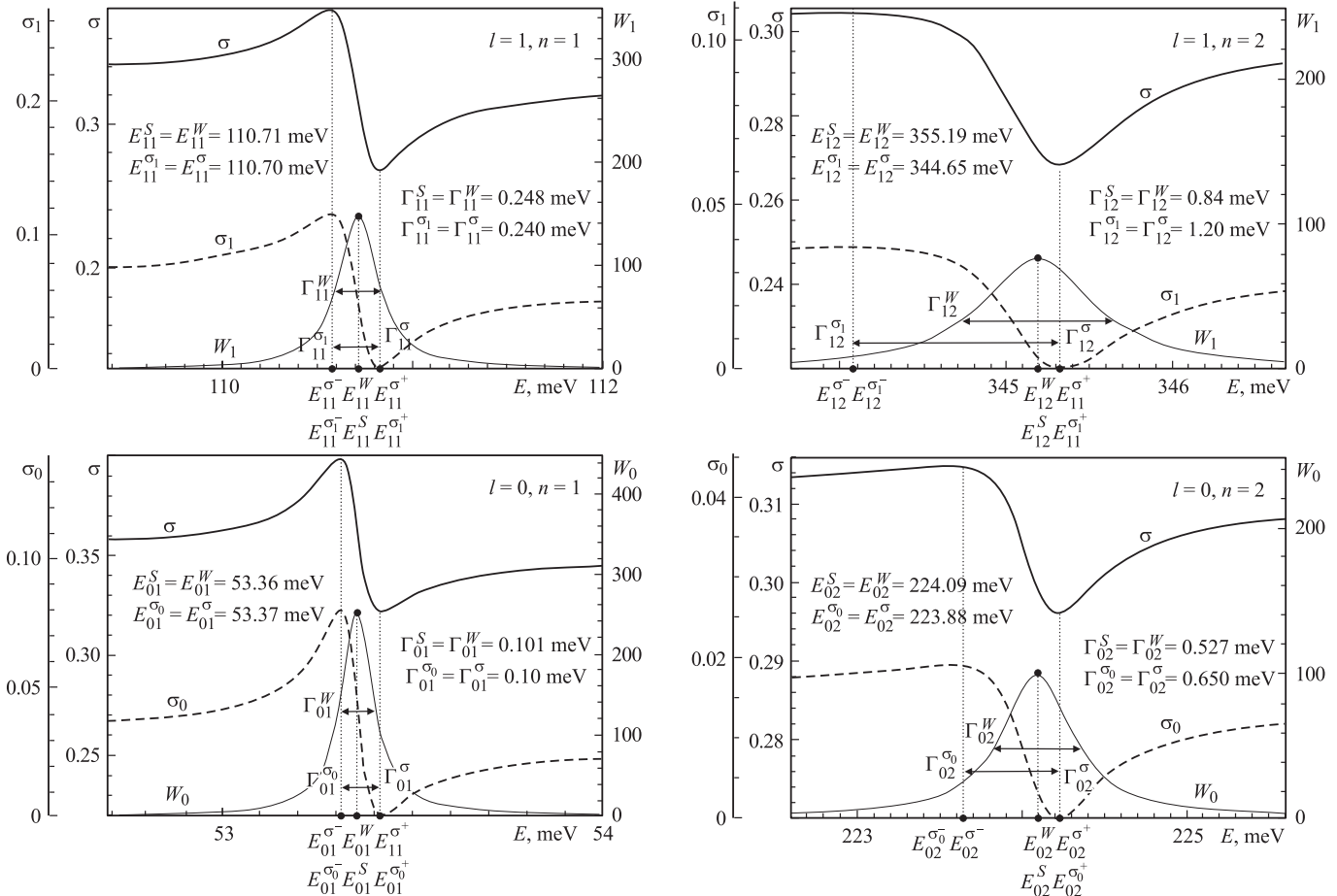


Рис. 2. Зависимости σ , σ_l , W от энергии E в окрестностях резонансных состояний электрона ($l = 0, 1$; $n = 1, 2$) при $r_0 = 20a$, $\Delta = 2a$.

Для состояний с $l \geq 1$ остаются справедливыми выводы, сделанные для $l = 0$. Это видно из рис. 2 на примере $l = 1$. Таким образом, если экспериментально измеряемое сечение рассеяния $\sigma(E)$ как функция энергии E имеет хорошо выраженные пики и впадины, то анализ их параметров позволяет достаточно уверенно находить резонансные уровни энергии (E_{ln}) и ширины (Γ_{ln}) квазистационарного электронного спектра (по меньшей мере его низкоэнергетической части) даже при толщинах барьеров в несколько монослоев.

На рис. 3 показан пример однозначной идентификации квазистационарных состояний $|ln\rangle$ электрона по особенностям сечения рассеяния $\sigma(E)$ с использованием анализа рассчитанных парциальных сечений $\sigma_l(E)$. Расчет $\sigma(E)$ выполнялся по формуле (11) во всей области энергий $0 \leq E \leq U$ с учетом такого количества парциальных сечений $\sigma_l(E)$, которое обеспечивало необходимую точность ($\sim 0.01\%$) во всем указанном интервале энергий. Конечно, с увеличением энергии E необходимо было учитывать все больше значений l , но в связи с быстрой сходимостью ряда в формуле (11) даже при $E \sim U$ расчет показывает, что $\max l = 20$.

Из рис. 3 видно также, что все нечетные нули функции $\sigma_{l=0}(E)$ и все четные нули функции $\sigma_{l \neq 0}(E)$, как уже отмечалось, последовательно определяют положения резонансных уровней E_{ln}^σ в шкале энергий. Им соответствуют минимумы на кривой $\sigma(E)$, из которой видно, что наиболее четко выражены состояния $|ln = 1\rangle$, менее четко $|ln = 2\rangle$ и т. д. Таким образом, очевидно, что с увеличением числа n при фиксированном l впадины на кривой $\sigma(E)$ размываются. Это происходит не только из-за естественного увеличения ширин Γ_{ln} в области высоких энергий, но также, главным образом, из-за суперпозиции парциальных вкладов многих состояний.

На рис. 3 показана зависимость сечения рассеяния σ от энергии электрона E при трех значениях радиуса r_0 и двух значениях толщины барьера Δ . Из рисунка видно, что в соответствии с физическими соображениями с увеличением энергии E усредненное сечение рассеяния σ уменьшается при фиксированном r_0 и с уменьшением r_0 при заданной энергии E . С увеличением радиуса r_0 открытой КТ все резонансные уровни E_{ln} квазистационарных состояний сдвигаются в область меньших энергий, а их ширины Γ_{ln} уменьшаются. Такое поведение электронного спектра в ОСКТ вполне коррелирует с

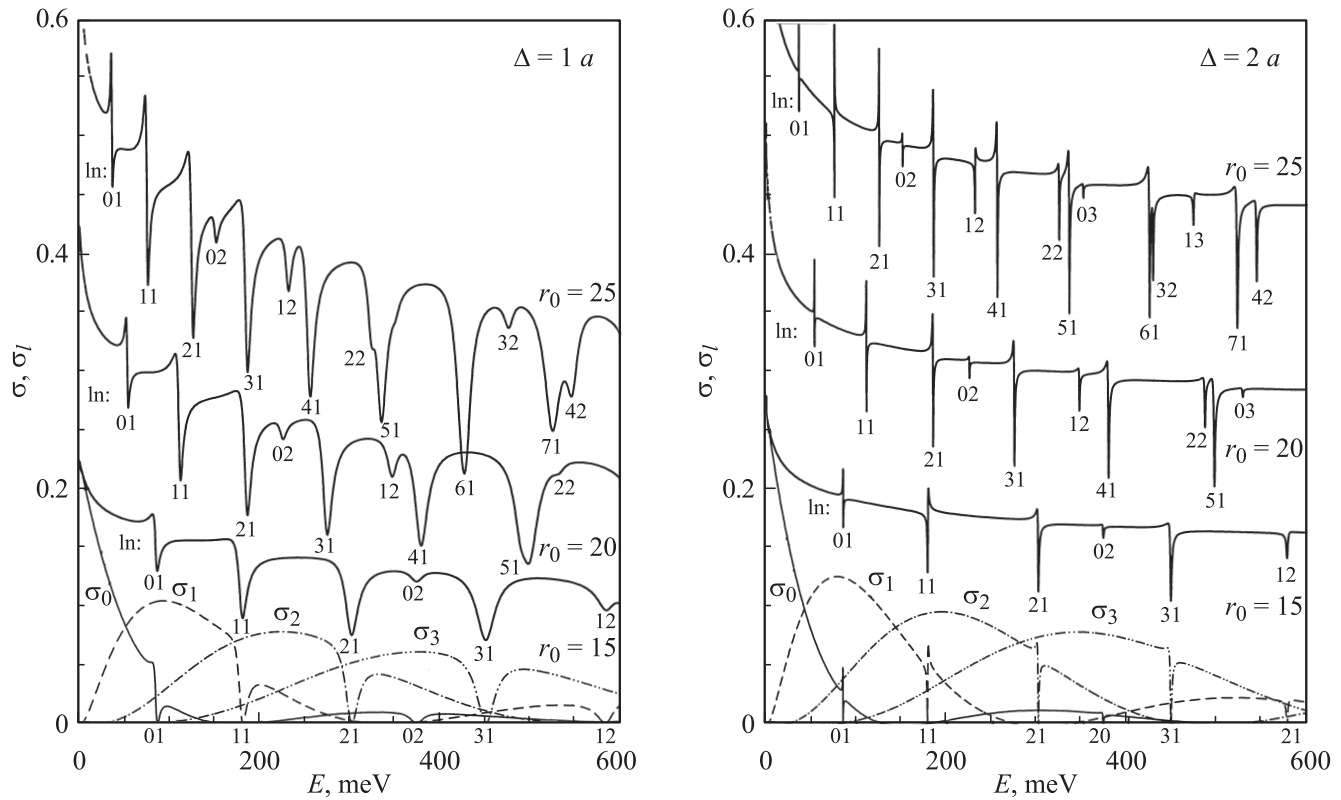


Рис. 3. Зависимости от энергии электрона (E) полного (σ) и парциальных (σ_l) сечений рассеяния при разных значениях радиуса (r_0) и толщины барьера (Δ) открытой сферической квантовой точки.

тем, что при $\Delta \rightarrow \infty$ наносистема становится закрытой, и весь ее стационарный ($\Gamma_{ln}^c = 0$) спектр сдвигается в область малых энергий пропорционально r_0^{-2} [20].

Теперь представляет интерес исследование поведения квазистационарных состояний электрона при очень малых толщинах Δ слоя барьера ОСКТ. Заметим, что, хотя используемая здесь модель наносистемы в таком случае заведомо не может давать числовые результаты, претендующие на согласие с экспериментальными данными, качественные выводы не противоречат физическим соображениям, тем более что фигурирующая в этой теории толщина барьера Δ может рассматриваться как некий эффективный параметр. Экспериментально такая ситуация возникает тогда [5,6], когда слои КТ образуются путем замещения ионов матрицы ионами замещающего элемента малой концентрации (например, в матрице CdS ионы Cd замещаются малым количеством ионов Hg).

Из общей теории [21] известно, что при малых размерах барьеров КТ полюса S -матрицы определяют резонансные энергии E_{ln} и ширины Γ_{ln} тем хуже, чем меньше толщина барьера. Из физических соображений понятно, что это происходит потому, что с уменьшением толщины барьера все больше нарушается условие $E_{ln}^S \gg \Gamma_{ln}^S$ существования квазистационарных состояний (типа состояний Брейта-Вигнера), достаточно сильно локализованных во внутренней области ОСКТ.

Из качественных физических соображений ясно следующее. Квазистационарные состояния электрона в ОСКТ с мощным барьером (большие высота и ширина) с увеличением его ширины все больше локализуются внутри КТ, а при $\Delta \rightarrow \infty$ локализируются в ней полностью и таким образом превращаются в стационарные состояния. Такая ситуация отображается на электронном спектре в том, что при мощных барьерах он характеризуется резонансными энергиями E_{ln}^S и ширинами Γ_{ln}^S квазистационарных состояний, определяемых полюсами S_l -матрицы. Если толщина барьера увеличивается до бесконечности, то резонансные энергии E_{ln}^S стремятся к соответствующим энергиям E_{ln}^c стационарного спектра закрытой системы и при этом $\lim_{\Delta \rightarrow \infty} \Gamma_{ln}^S \rightarrow \Gamma_{ln}^c = 0$.

В другом предельном случае потенциальных барьеров малой мощности (малая толщина при конечной высоте) понятно, что с уменьшением толщины Δ квазистационарные состояния делокализуются внутри КТ, но их нельзя считать полностью свободными, пока высота потенциала остается конечной. Это обстоятельство должно отображаться на соответствующих энергетических характеристиках квазичастицы. Теперь очевидно, что квазистационарные состояния частицы в ОСКТ с барьером произвольной толщины должны характеризоваться такими обобщенными резонансными энергиями E_{ln}^W и ширинами Γ_{ln}^W , которые при больших толщинах совпадали бы с резонансными энергиями E_{ln}^S и ши-

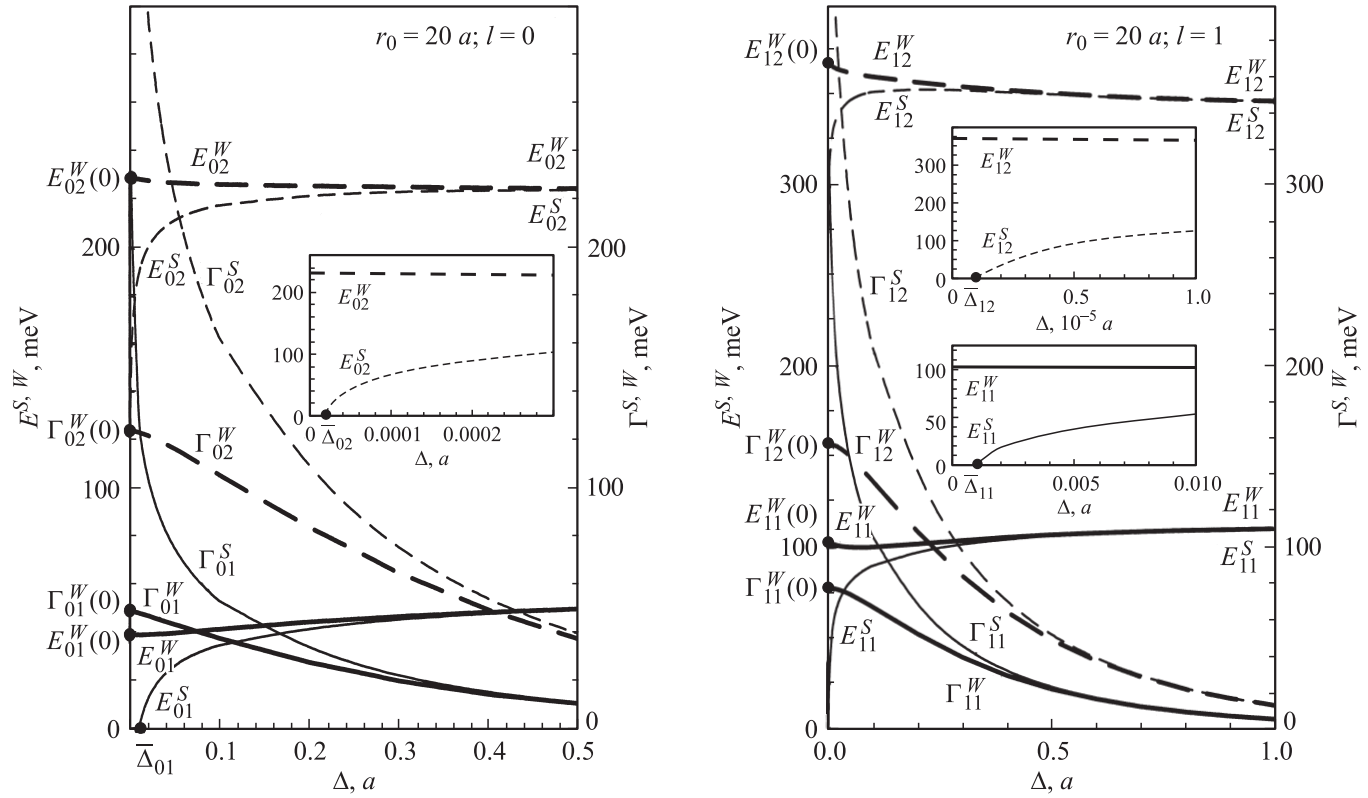


Рис. 4. Зависимости энергий (E_{ln}^S, E_{ln}^W) и ширин ($\Gamma_{ln}^S, \Gamma_{ln}^W$) состояний электрона от толщины барьера (Δ) при $r_0 = 20a$.

ринами Γ_{ln}^S , а при малых толщинах барьера (вплоть до $\Delta = 0$) описывали бы квазистационарные состояния почти свободной частицы.

То, что введенные обобщенные резонансные энергии E_{ln}^W и ширины Γ_{ln}^W точно совпадают с резонансными энергиями E_{ln}^S и ширинами (Γ_{ln}^S) при $\Delta = 1a$ и $\Delta = 2a$, когда условие $E_{ln}^S/\Gamma_{ln}^S \gg 1$ выполняется хорошо, видно из рис. 2. Что же касается поведения этих величин при малых значениях толщины барьера Δ , то их принципиальное различие видно из рис. 4.

В области малых толщин с уменьшением Δ величины Γ_{ln}^S резко возрастают, а E_{ln}^S резко уменьшаются, стремясь к нулю при $\Delta_{ln} \neq 0$. Теперь очевидно, что в области толщин $\Delta \sim \Delta_{ln}$ параметры E_{ln}^S и Γ_{ln}^S уже не могут служить определениями резонансных энергий и ширин квазистационарных состояний, так как это привело бы к нарушению принципа неопределенности Гейзенберга ($\hbar E_{ln}^S/\Gamma_{ln}^S \geq \hbar/2$).

Из рис. 4 видно, что в этой же области толщин барьеров с уменьшением Δ обобщенные ширины Γ_{ln}^W увеличиваются подобно Γ_{ln}^S , но при $\Delta \rightarrow 0$ они значительно медленнее, чем Γ_{ln}^S , стремятся к конечным величинам $\Gamma_{ln}^W(0)$. Поведение обобщенных резонансных энергий E_{ln}^W с уменьшением Δ принципиально отличается от поведения E_{ln}^S . Также видно, что с уменьшением Δ , вплоть до нуля, все величины E_{ln}^W принимают конечные значения $E_{ln}^W(0)$, которые находятся в окрестностях энергий E_{ln}^c

стационарных состояний закрытой ($\Delta \rightarrow \infty$) сферической квантовой точки радиуса r_0 . Теперь из рис. 4 видно, что неопределенность Гейзенберга ($\hbar E_{ln}^S/\Gamma_{ln}^S \geq \hbar/2$) выполняется для всех значений толщин слоя барьера. Таким образом, обобщенные резонансные энергии E_{ln}^W и ширины Γ_{ln}^W адекватно описывают спектральные параметры квазистационарных состояний во всем интервале толщин $0 \leq \Delta \leq \infty$.

В заключение отметим следующее.

Анализ экспериментально измеряемых сечений рассеяния электронов в ОСКТ с толщинами барьеров в несколько монослоев позволяет определить резонансные энергии и ширины квазистационарных состояний (во всяком случае, низкоэнергетической части спектра).

Введенные понятия обобщенных резонансных энергий и ширин квазистационарных состояний через вероятность нахождения квазичастицы внутри ОСКТ адекватно описывают характеристики квазистационарного спектра во всей области изменения толщин потенциальных барьеров.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (1), 3 (1998).
- [2] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, И.Г. Табатадзе, П.С. Копьев. ФТП, **28** (8), 1483 (1994).

- [3] В.П. Евтихийев, И.В. Кудряшов, Е.Ю. Котельников, В.Е. Токранов, А.Н. Титков, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (12), 1482 (1998).
- [4] Ж.И. Алфёров, А.И. Васильев, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Е. Луценко, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, **14** (19), 1803 (1988).
- [5] D. Schoss, A. Mews, A. Eychmuller, H. Weller. Phys. Rev. B, **49** (24), 17078 (1994).
- [6] A. Mews, A.V. Kadavanich, U. Banin, A.P. Alivisator. Phys. Rev. B, **53** (20), 13242 (1996).
- [7] M.C. Klein, F. Hache, D. Ricard, C. Flytzanis. Phys. Rev. B, **42**, 11143 (1990).
- [8] Y. Wang, N. Zhu, J. Wang, H. Guo. Phys. Rev. B, **53** (24), 16408 (1996).
- [9] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ, **43** (2), 350 (2001).
- [10] М. Ткач, А. Головацкий, М. Михалёва, Р. Фаргушинский. ФТТ, **43** (7), 1315 (2001).
- [11] W.C.W. Chan, Sh. Nie. Science, **281**, 2016 (1998).
- [12] X. Michalet, F.F. Pihaud, L.A. Bentolila, J.M. Tsay, S. Doose, J.J. Li, G. Sundaresan, A.M. Wu, S.S. Gambhir, S. Weiss. Science, **307**, 538 (2005).
- [13] X. Gao, Y. Cui, R.M. Levenson, L.W.K. Chung, Sh. Nie. Nature Biotechnology, **22** (8), 969 (2004).
- [14] Г.Г. Зегря. Письма ЖТФ, **32** (4), 75 (2006).
- [15] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ, **41** (11), 2081 (1999).
- [16] М. Ткач, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska. Physica E, **11**, 17 (2001).
- [17] М. Ткач, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska, M. Mikhalyova. Phys. Status Solidi B, **207**, 373 (1997).
- [18] *Biological Nanostructures and Applications of Nanostructures in Biology. Electrical, Mechanical and Optical Properties*, ed. by M.A. Strosio, M. Dutta (N.Y., Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2004).
- [19] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФТП, **40** (9), 1111 (2006).
- [20] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети, Г.Г. Зегря. Письма ЖТФ, **33** (1), 70 (2007).
- [21] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (М., Наука, 1971).

Редактор Л.В. Шаронова

Spectrum and properties of electron scattering cross section in open spherical quantum dots

M. Tkach, Ju. Seti

Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The calculation of the cross section of electron scattering in an open spherical quantum dot is performed, for the first time, within the model of effective masses and rectangular potentials. It is shown that in such nanosystem with the barrier consisting of several monoshells, the experimentally measured scattering cross section allows to identify the resonance energies and widths of low energy part of electron quasistationary spectrum rather well. It is also established that in an open spherical quantum dot with a weak potential barrier the adequate spectral parameters of quasistationary spectrum are generalized resonance energies and widths defined within the probability of electron location inside the quantum dot.