Эволюция квазистационарных состояний электрона в открытой сферической квантовой точке

© Н.В. Ткач, Ю.А. Сети

Черновицкий национальный университет им. Юрия Федьковича,
Черновцы, Украина

E-mail: ktf@chnu.edu.ua

(Поступила в Редакцию 14 марта 2008 г.
В окончательной редакции 10 июня 2008 г.)

На основе модели эффективных масс и прямоугольного потенциального барьера предложена теория эволюции спектральных параметров квазистационарных состояний электрона в открытой сферической квантовой точке. Введены понятия функций распределения (по квазиимпульсу или энергии) вероятности нахождения электрона внутри открытой квантовой точки и их спектральных характеристик — обобщенных резонансных энергий и ширин.

При изменении толщины слоя-барьера от нуля до бесконечности обобщенные резонансные энергии и ширины, определенные методом функций распределения, удовлетворяют принципу неопределенности Гейзенберга, тогда как резонансные энергии и ширины, определенные полюсами S-матрицы, при малых толщинах барьера ему не удовлетворяют.

PACS: 71.15.Dx, 73.21.La, 73.22.Dj, 73.90.+f

1. Введение

В отличие от закрытых квантовых точек (КТ), проволок и пленок, которые уже давно и детально изучаются [1–8], открытым наносистемам до недавнего времени уделялось очень мало внимания. Это вполне естественно, поскольку исследователей интересовали главным образом такие физические системы, в которых оптические явления, обусловленные взаимодействием квазичастиц, характеризовались бы минимально „размытыми“ спектрами. Именно этому требованию хорошо удовлетворяли закрытые наносистемы с точными пространственными размерами: квантовые пленки, проволоки и особенно точки.

Тем не менее было ясно, что, хотя спектр квазичастиц в открытых системах является квазистационарным, т.е. изначально „размытым“ из-за возможности выхода квазичастиц во внешнюю среду, такие системы имеют дополнительный управляемый (например, внешним полем) канал релаксации энергии, и потому они могут служить элементной базой для прецизионных наноустройств резонансно-туннельного типа. Интерес к открытым наносистемам усилился и в связи с тем, что, как оказалось, они находят различные способы применения в микробиологии и медицине [9–11].

Открытые наносистемы интересны и как объект исследования фундаментальных физических задач, так как до сих пор нет последовательной теории квазистационарных спектров электронов и экситонов, а также взаимодействия этих квазичастиц как между собой, так и с классическими (электромагнитное) и с квантоваными (фононы) полями в наногетеросистемах.

Квазистационарный спектр электронов в открытых сферических квантовых точках (ОСКТ) и в квантовых проволоках теоретически исследовался методом S-матрицы в работах [12–16]. Поскольку расчет резонансных энергий (РЭ) и резонансных ширин (РШ) выполнялся там через комплексные полюса S-матрицы, согласно общей теории [17], он справедлив для наносистем с достаточно мощными потенциальными барьерами.

Так как открытые наносистемы со слабыми (ультратонкими) потенциальными барьерами [18,19] могут служить элементной базой резонансно-туннельных устройств, то они представляют наибольший практический интерес. Однако именно для наносистем с тонкими барьерами расчет спектральных параметров (РЭ и РШ) методом комплексных полюсов S-матрицы неприменим из-за нарушения принципа неопределенности Гейзенберга.

Цель предлагаемой работы состоит в том, чтобы в модели эффективных масс и прямоугольных потенциальных барьеров разработать такой метод расчета энергетических параметров электрона, который был бы справедлив для ОСКТ с произвольной толщиной слоя-барьера — от нуля до бесконечности. Будет показано, что универсальными характеристиками, которые корректно (не нарушая принцип Гейзенберга) описывают эволюцию квазистационарных состояний (КСС) электрона в зависимости от толщины слоя-барьера, являются функции распределения вероятности нахождения электрона внутри квантовой точки и их спектральные параметры — обобщенные резонансные энергии (ОРЭ) и обобщенные резонансные ширины (ОРШ).

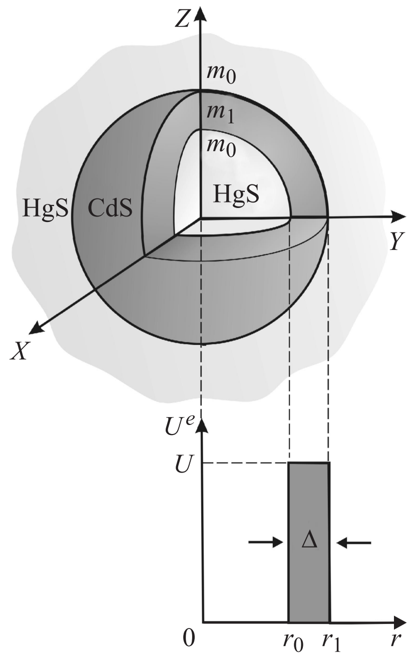

Рис. 1. Геометрическая и энергетическая схемы простой открытой сферической квантовой точки.

2. S-матрица и функции распределения вероятности нахождения электрона внутри открытой сферической квантовой точки

Чтобы изучить эволюцию сферически-симметричных КСС электрона в ОСКТ, будем исследовать ту же модель, что и в работе [12]. Предполагается, что ОСКТ представляет собой полупроводниковую сферу радиуса r_0, которая окружена слоем-барьером толщиной Δ и помещена во внешнюю среду (рис. 1).

В приближении эффективной массы и прямоугольного потенциального барьера

$$m(r) = \begin{cases} m_0, \\ m_1, \end{cases}$$

$$U(r) = \begin{cases} 0, & 0 \le r \le r_0, \quad r_0 + \Delta \le r < \infty, \\ U, & r_0 \le r \le r_1 = r_0 + \Delta \end{cases} \tag{1}$$

уравнение Шредингера

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m(r)} \nabla - U(r) \right\} \Psi(r) = E\Psi(r) \tag{2}$$

в случае сферически-симметричных состояний ($l = 0$) имеет решением волновую функцию

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R(r). \tag{3}$$

В области энергий $E \le U$ радиальную функцию $R(r)$ удобно искать в виде линейных комбинаций функций Ханкеля

$$R_{lk} = \begin{cases} R_l^{(0)}(kr) = a_l^{(0)} \left[h_l^-(kr) + h_l^+(kr) \right], \ 0 \le r \le r_0, \\ R_l^{(1)}(kr) = a_l^{(1)} \left[h_l^-(i\chi r) + S_l^{(1)} h_l^+(i\chi r) \right], \\ \qquad r_0 \le r \le r_1 = r_0 + \Delta, \\ R_l^{(2)}(kr) = a_l^{(2)} \left[h_l^-(kr) + S_l h_l^+(kr) \right], \\ \qquad r_0 + \Delta \le r < \infty, \end{cases} \tag{4}$$

где

$$k = \frac{\sqrt{2m_0 E}}{\hbar}, \quad \chi = \sqrt{\frac{m_1}{m_0}(k_0^2 - k^2)}, \quad k_0 = \frac{\sqrt{2m_0 U}}{\hbar}. \tag{5}$$

Условия непрерывности радиальной волновой функции (4) и потока плотности вероятности на обеих границах наносистемы

$$R_l^{(0)}(kr_0) = R_l^{(1)}(i\chi r_0), \ \left. \frac{dR_l^{(0)}(kr)}{m_0 dr} \right|_{r=r_0} = \left. \frac{dR_l^{(1)}(i\chi r)}{m_1 dr} \right|_{r=r_0},$$

$$R_l^{(1)}(i\chi r_1) = R_l^{(2)}(kr_1), \ \left. \frac{dR_l^{(1)}(i\chi r)}{m_1 dr} \right|_{r=r_1} = \left. \frac{dR_l^{(2)}(kr)}{m_0 dr} \right|_{r=r_1}, \tag{6}$$

а также условие нормировки

$$\int_0^\infty R^*(kr) R(kr) r^2 dr = \delta(k - k') \tag{7}$$

однозначно определяют все коэффициенты и S-матрицу, которую целесообразно представить в аналитическом виде

$$S(k) = e^{-2ikr_1} \frac{1 + iZ(k)}{1 - iZ(k)}, \tag{8}$$

где

$$Z(k) = \frac{kr_1}{1 - \frac{m_0}{m_1}\left\{ 1 - \chi r_1 \frac{1 + \xi(k)\exp(-2\chi\Delta)}{1 - \xi(k)\exp(-2\chi\Delta)} \right\}}, \tag{9}$$

$$\xi(k) = \frac{m_1 k r_0 \operatorname{ctg} k r_0 - m_0 \chi r_0 + m_0 - m_1}{m_1 k r_0 \operatorname{ctg} k r_0 + m_0 \chi r_0 + m_0 - m_1}. \tag{10}$$

Матрица (8) совпадает с найденной ранее в работе [12], но ее представление через действительную функцию $Z(k)$ имеет преимущества, которые будут видны далее. В частности, представление (8) сохраняется и в области $k > k_0$ ($E > U$) при условии замены $\chi \to i\chi$ в функции $Z(k)$.

Введем теперь функции распределения $W(k)$ или $W(E)$ (по квазиимпульсу или энергии) вероятности нахождения электрона внутри ОСКТ (в сфере радиуса $r_1 = r_0 + \Delta$). По определению

$$W(k) = \frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} |X(kr)|^2 dr, \ \ W(E) = \frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} |X_E(r)| dr, \tag{11}$$

где

$$X(kr) = rR(kr), \quad X_E = rR_E(r). \tag{12}$$

Расчет функций распределения выполняется точно в аналитическом виде. Действительно, рассматривая уравнения Шредингера (2) для двух близких значений энергий (E и E_1), получим

$$W(E) = \frac{1}{r_1}\frac{\hbar^2}{2m_0} \times \lim_{E_1\to E}\frac{1}{E_1-E}\left(X_{E_1}(r)X'_E(r) - X'_{E_1}(r)X_E(r)\right)\Big|_{r=r_1}. \tag{13}$$

Так как в области $r \le r_1$, где $U(r) = 0$, согласно общей теории [17], функция $X_E^{(2)}(r)$ имеет вид

$$X_E^{(2)}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\sin(kr+\delta), \tag{14}$$

где фаза δ связана с S-матрицей соотношением

$$S(k) = e^{2i\delta(k)}, \tag{15}$$

то после простых преобразований получим

$$W(k) = \frac{1}{\pi r_1}\left\{r_1 + \frac{d\delta(k)}{dk} - \frac{1}{2k}\sin 2\big(kr_1 + \delta(k)\big)\right\}. \tag{16}$$

С учетом аналитического выражения для S-матрицы (8) и ее связи с фазой $\delta(k)$ [15] теперь получается точное и удобное для расчетов выражение для функции распределения вероятности в области $k \le k_0$

$$W(k) = \frac{kr_1}{\pi} \times \frac{\sqrt{\frac{m_0}{m_1}}\frac{k}{\chi}\left(\xi^2 + \exp(-4\chi\Delta)\right) + 2\exp(-2\chi\Delta)\left(\chi\frac{m_0}{m_1}\xi' - \sqrt{\frac{m_0}{m_1}}2\xi\Delta\right)}{\left[1+Z^2\right]\left[\chi r_1\frac{m_0}{m_1}\left(\xi + \exp(-2\chi\Delta)\right) + \frac{m_1-m_0}{m_1}\left(\xi - \exp(-2\chi\Delta)\right)\right]}, \tag{17}$$

где

$$\xi' = 2\frac{m_0}{m_1}r_0 \times \frac{k\chi r_0^2(1+\operatorname{ctg}^2 kr_0) - \left(1 + \sqrt{\frac{m_1}{m_0}}\frac{k^2}{\chi^2}\right)\chi r_0\operatorname{ctg} kr_0 + \frac{m_1-m_0}{m_1}\sqrt{\frac{m_1}{m_0}}\frac{k}{\chi}}{\left[kr_0\operatorname{ctg} kr_0 - \frac{m_0}{m_1}\chi r_0 - \frac{m_1-m_0}{m_1}\right]^2}. \tag{18}$$

Выражение (17) для функции распределения $W(k)$ остается справедливым и в области $k \ge k_0$ ($E \ge U$), если в нем выполнить замену $\chi \to i\chi$. Далее будет показано, что именно функции распределения $W(k)$ (или $W(E)$) в отличие от полюсов $S(k)$-матрицы в комплексной плоскости содержат полную информацию о виртуальных, квазистационарных и стационарных (при $\Delta \to \infty$) состояниях электрона в ОСКТ, независимо от размеров потенциального барьера.

3. Эволюция квазистационарных состояний электрона в открытой сферической квантовой точке

Развитая в предыдущем разделе теория позволяет выполнить расчет функций распределения вероятности нахождения электрона в ОСКТ. Расчет выполнялся на примере наносистемы HgS/CdS/HgS с физическими параметрами [18,19]

$$m_0 = 0.036m_e, \quad m_1 = 0.2m_e, \quad U = 1350\,\text{meV},$$

$$a_{\text{HgS}} = a_0 = 5.851\,\text{Å}, \quad a_{\text{CdS}} = a_1 = 5.818\,\text{Å}.$$

Прежде чем детально анализировать обобщенные резонансные энергии и полуширины как спектральные характеристики функций $W(k)$ и $W(E)$, изучим основные свойства этих функций. Это даст возможность так определить понятия ОРЭ и ОРШ квазистационарных состояний, чтобы они были справедливыми на всем бесконечном интервале изменения толщины потенциального барьера Δ, а при $\chi\Delta > 1$ полностью совпадали бы с теми РЭ и РШ, которые, согласно общей теории [17], определяются полюсами S-матрицы в комплексной плоскости.

Рассчитанные функции распределения $W(\mathcal{K} = kr_0)$ и $W(E)$ представлены на рис. 2. Анализ показывает, что свойства этих функций существенно разные в разных интервалах изменения толщины Δ. Условно можно выделить три интервала толщин барьеров: a) малые $(0 \le \Delta \ll r_0)$; b) соразмерные $(\Delta \le r_0)$; c) большие $(\Delta > r_0)$.

Проанализируем сначала свойства функций $W(\mathcal{K})$ и $W(E)$ в области малых значений Δ (рис. 2). При отсутствии потенциального барьера ($\Delta = 0$) из аналитического выражения для функции распределения вероятности

$$W(\mathcal{K})\big|_{\Delta=0} = \frac{1}{\pi}\left(1 - j_0(\mathcal{K})\right) = \frac{1}{\pi}\left(1 - \frac{\sin 2\mathcal{K}}{2\mathcal{K}}\right), \quad (\mathcal{K} = kr_0), \tag{19}$$

и из рис. 2 видно, что функции $W(\mathcal{K})$ и $W(E)$ описывают квазипериодические колебания относительно среднего значения

$$\overline{W}\big|_{\Delta=0} = \lim_{A\to\infty}\frac{1}{A}\int_0^\infty W(\mathcal{K})d\mathcal{K} = \frac{1}{\pi}, \tag{20}$$

последовательно принимая минимальные ($W_n^<$) и максимальные ($W_n^>$) значения $W_n^> = \frac{2}{\pi}\sin^2 k_n^> r_0$, $W_n^< = \frac{2}{\pi}\sin^2 k_n^< r_0$ $(n = 0, 1, 2, \ldots, \infty)$ при $k_n^< = \frac{K_{2n}}{r_0}$, $k_n^> = \frac{K_{2n+1}}{r_0}$, где K_{2n} и K_{2n+1} являются четными и нечетными корнями уравнения

$$W'(\mathcal{K})\big|_{\Delta=0} = 0, \quad \text{или} \quad \mathcal{K}\operatorname{ctg}\mathcal{K} = 1. \tag{21}$$

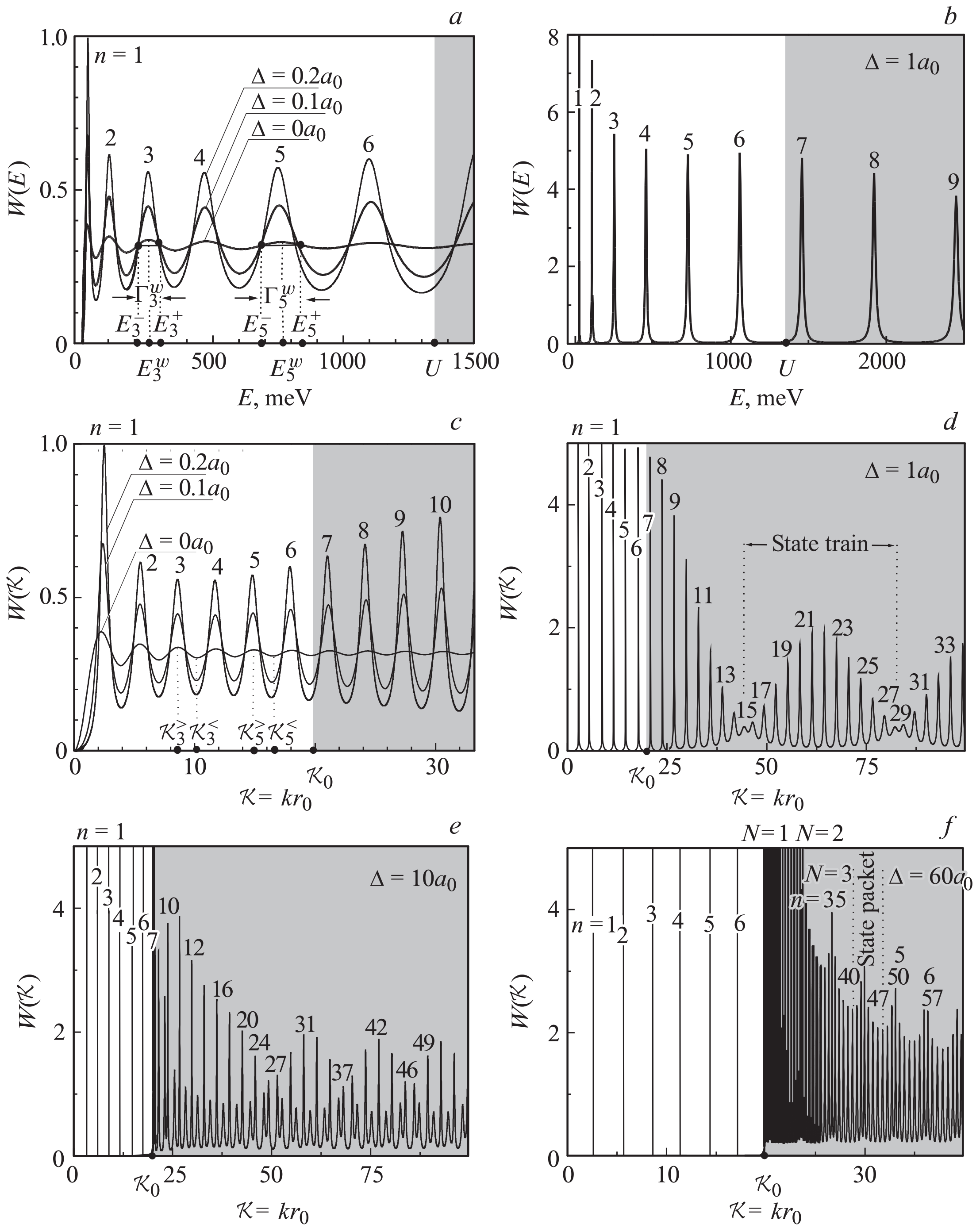

Рис. 2. Эволюция функции распределения $W(\mathcal{K})$ и $W(E)$ с изменением толщины слоя-барьера Δ при $r_0 = 30a_0$.

Колебания функций $W(\mathcal{K})$ и $W(E)$ в шкалах $\mathcal{K}$ и E соответственно образуют непрерывную последовательность пиков $(n = 1, 2, 3, \ldots \infty)$, каждый из которых характеризуется некоторым положением максимума и шириной. Так как это справедливо для произвольных значений Δ, целесообразно ввести две главные спектральные характеристики n-го пика: обобщенную резонансную энергию $E_n^w = \frac{\hbar^2 (k_n^>)^2}{2m_0}$, соответствующую максимальному значению $W_n(\mathcal{K}_n^>)$, и обобщенную резонансную ширину $\Gamma_n^w = E_n^{(+)} - E_n^{(-)}$, где энергии $E_n^{(\pm)}$ являются решениями уравнения, определяемого естественным условием (рис. 2)

$$2W(E) = W(\mathcal{K}_n^>) + W(\mathcal{K}_n^<). \tag{22}$$

Из рис. 2, *a*, *c* видно, что с увеличением Δ высóты всех подбарьерных пиков увеличиваются в окрестностях резонансных значений энергий за счет уменьшения $W(\mathcal{K})$ в интервалах между резонансами. Таким образом, с увеличением толщины барьера Δ эти пики больше приобретают форму кривых квазилоренцевого типа.

С увеличением Δ ОРЭ (E_n^w) изменяются слабо, а ОРШ (Γ_n^w) резко уменьшаются. Существенной разницы в спектральных характеристиках подбарьерных и близких к величине U надбарьерных состояний при очень малых толщинах (рис. 2, c, пики $n = 1-10$) не наблюдается. С физической точки зрения это означает, что появление в пространстве „маломощного" потенциального барьера не очень сильно изменяет спектр КСС электрона в области энергий, соизмеримых с величиной потенциала U (или $\mathscr{K}_0$ в пространстве $\mathscr{K}$).

Однако при $\Delta \neq 0$ во всем интервале энергий $(0 \leq E < \infty)$ или квазиимпульсов $(0 \leq \mathscr{K} < \infty)$ появление потенциального барьера приводит к существенному, качественному изменению спектра КСС — на кривых $W(\mathscr{K})$ и $W(E)$ появляется бесконечное количество цугов (рис. 2, b, d). Цуг КСС состоит из группы пиков — от наименьшего низкоэнергетического (например, 15-й на рис. 2, d) до наименьшего высокоэнергетического (например, 28-й на рис. 2, d).

Из рис. 2 видно, что в подбарьерной области квазиимпульсов (энергий) увеличение толщины Δ независимо от ее величины относительно r_0 приводит к постепенному превращению всех пиков в δ-образные функции с максимумами при $\mathscr{K} \sim \mathscr{K}_n$. В пределе $\Delta \to \infty$ ОРШ этих состояний стремятся к нулю $(\Gamma_n^w \to 0)$, а их ОРЭ (E_n^w) совпадают со стационарным энергетическим спектром (E_n^c) электрона в закрытой сферической КТ, как и должно быть из физических соображений.

Формирование квазистационарного спектра в области надбарьерных энергий более разнообразно. С увеличением Δ количество пиков в каждом цуге уменьшается, а их спектральные характеристики эволюционируют довольно сложным образом, что будет видно далее. Когда толщина барьера Δ меньше, но сравнима с r_0 (рис. 2, e), цуги начинают „размываться", а затем образуется новая форма — появляются своеобразные пакеты КСС (рис. 2, f). Каждый пакет состоит из группы пиков (например, $n = 40-47$). С увеличением толщины Δ количество пиков в каждом пакете увеличивается, а размеры пакетов уменьшаются до некоторых минимальных значений (рис. 2, f).

В каждом пакете выделяется один максимальный пик, соответствующий так называемому виртуальному КСС [17]. Виртуальные КСС, как и любые другие, характеризуются своими ОРЭ E_N^v и ОРШ Γ_N^v. По определению в каждом виртуальном состоянии вероятность нахождения электрона внутри КТ максимальная по сравнению с другими КСС из того же пакета. Последовательности $N = 1, 2, 3, 4, 5$ виртуальных состояний на рис. 2, f, например, соответствует последовательность КСС общей нумерации $n = 18, 27, 35, 43, 50$. Поскольку с увеличением Δ произвольное n-е квазистационарное состояние в надбарьерной области сдвигается только в область меньших значений квазиимпульсов $\mathscr{K} > \mathscr{K}_0$ (или $E > V$) в одно и то же виртуальное состояние (N) последовательно попадают КСС с постепенно увеличивающимися номерами n.

Особо следует отметить эволюцию первого надбарьерного КСС $(n = 7)$, которое также является виртуальным. Его эволюция с увеличением Δ более похожа на эволюцию подбарьерных КСС, т. е. ОРЭ слабо изменяется, а ОРШ уменьшается, и при $\Delta \to \infty$ $\Gamma^v \to 0$. В этом состоянии электрон является уже практически связанным и с большой вероятностью находится внутри КТ.

Переходя теперь к анализу спектральных параметров ОРЭ и ОРШ КСС электрона в ОСКТ, заметим, что они должны удовлетворять принципу неопределенности Гейзенберга во всем интервале изменения толщины барьера $(0 \leq \Delta < \infty)$, а при больших толщинах совпадать с РЭ и РШ, рассчитанных через комплексные полюса S-матрицы рассеивания.

То, что необходимые требования к ОРЭ и ОРШ удовлетворяются, видно из рис. 3, на котором приведены зависимости от толщины барьера Δ величин E_n^w, Γ_n^w и E_n^s, Γ_n^s. Из рис. 3, a, b видно, что в подбарьерной области энергий $(E < U)$ в ОСКТ с толщиной слоя-барьера Δ порядка и больше толщины (a_0) одного монослоя спектральные параметры КСС (E_n^w, E_n^s и Γ_n^w, Γ_n^s), определенные через функцию W и S-матрицу, совпадают между собой тем точнее, чем больше Δ. Если же толщина Δ меньше a_0, то с уменьшением до нуля РЭ E_n^s также стремится к нулю, а РШ Γ_n^s увеличиваются, стремясь к бесконечности. Это приводит к тому, что величины $\alpha_n^s(\Delta) = E_n^s/\Gamma_n^s$ (штриховые кривые на вставке к рис. 3, a) при малых значениях Δ становятся меньше 1/2, чем нарушается принцип Гейзенберга $(E_n t_n = \hbar E_n/\Gamma_n = \hbar\alpha_n^s \geq \hbar/2)$. Что же касается ОРЭ E_n^w и ОРШ Γ_n^w, то, как видно из рис. 3, a, b, при уменьшении Δ вплоть до нуля оба параметра стремятся к конечным значениям так, что принцип Гейзенберга не нарушается (сплошные кривые на вставке к рис. 3, a). Наконец, стоит заметить, что при $\Delta \to \infty$ $\Gamma_n^w \to \Gamma_n^s \to 0$, а $E_n^w \to E_n^s \to E_n^c$, где E_n^c — энергетические уровни связанных стационарных состояний электрона в закрытой КТ.

Эволюция спектральных параметров $(E_{n\geq 8}^{(w,s)}, \Gamma_{n\geq 8}^{(w,s)})$ надбарьерных $(E \geq U)$ КСС существенно отличается от подбарьерных (рис. 3, c, d). Из рисунка видно, что с увеличением Δ практически совпадающие между собой ОРЭ $(E_{n\geq 7}^w)$ и РЭ $(E_{n\geq 7}^s)$ смещаются в область меньших энергий $(E \geq U)$, образуя антикроссинги („бутылочные горла") в окрестностях энергий, близких к энергиям (E_n^c) стационарных состояний электрона в закрытой КТ радиуса r_0 с потенциальным барьером $U \to \infty$. Антикроссинги, как и в закрытых КТ [15], являются следствием „отталкивания" каждой пары сближающихся уровней энергии (E_n^w), происходящих от бесконечно глубокой внутренней сферы-ямы радиуса r_0 (штрихпунктирные линии на рис. 3, d), и уровней (E_n^b) бесконечно глубокой потенциальной ямы слоя-барьера толщины Δ (пунктирные линии на рис. 3, d).

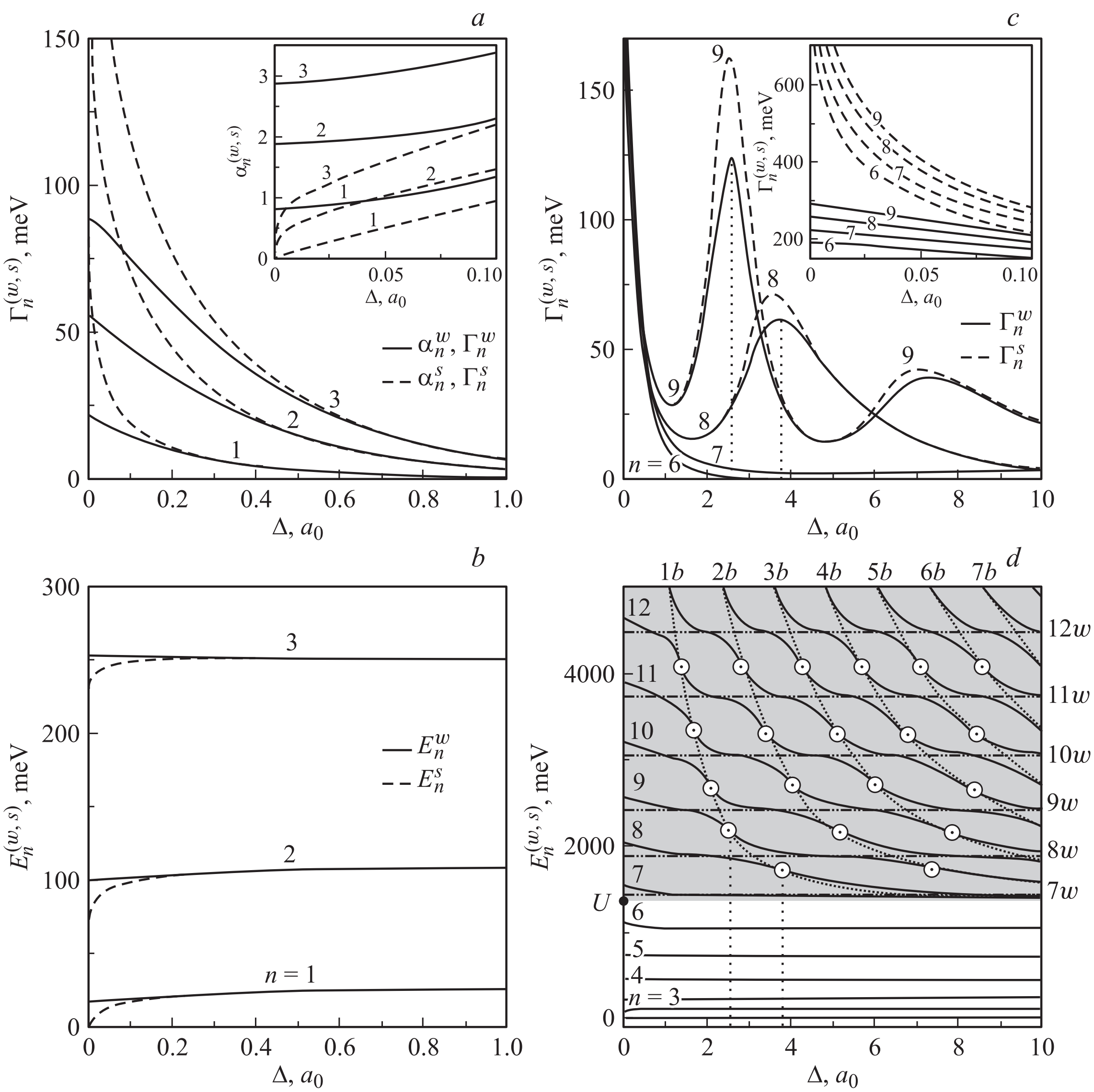

Рис. 3. Зависимости спектральных параметров $E_n^{(w,s)}$ и $\Gamma_n^{(w,s)}$ от толщины слоя-барьера Δ при $r_0 = 30a_0$.

Из рис. 3 видно, что максимумам на кривых Γ_n^w, Γ_n^s соответствуют те точки на линиях E_n^w, E_n^s (кружки на кривых рис. 3, d), которые расположены в окрестностях антикроссингов так, что попадают на условные линии (пунктирные кривые) „барьерных“ уровней. Это означает, что в таких КСС электрон с большей вероятностью находится в слое-барьере, чем ядре-яме, а потому он быстрее выходит из КТ. Времена жизни в таких КСС минимальные, следовательно Γ_n^w, Γ_n^s — максимальные (что видно из рис. 3, c). Теперь немонотонная эволюция спектральных параметров Γ_n^s, Γ_n^w (рис. 3, c) в зависимости от толщины барьера Δ вполне понятна. С увеличением Δ надбарьерные КСС, сдвигаясь в низкоэнергетическую область к энергии U, последовательно проходят то окрестности энергетических уровней бесконечно глубокой потенциальной ямы внутреннего ядра (штрихпунктирные линии на рис. 3, d), то окрестности энергетических уровней бесконечно глубокой потенциальной ямы слоя-барьера (пунктирные линии на рис. 3, d). В соответствии с этим изменяются времена жизни КСС, а значит, с увеличением Δ немонотонно изменяются и величины Γ_n^s, Γ_n^w.

Наконец, из рис. 3, c, d видно, что величины E_n^w и E_n^s как функции Δ практически совпадают для всех надбарьерных КСС (на рисунке они неразличимы), а величины Γ_n^w и Γ_n^s хорошо совпадают в минимумах, но значительно не совпадают в максимумах.

4. Заключение

Расчет спектральных параметров (РЭ и РШ) сферически-симметричных квазистационарных состояний электронов в ОСКТ методом комплексных полюсов S-матрицы применим в широком интервале значений толщин слоя-барьера (Δ), за исключением малых толщин ($\Delta \ll r_0$), где его результаты входят в противоречие с принципом неопределенности Гейзенберга.

Функции распределения $W(k)$, $W(E)$ вероятности нахождения электрона внутри ОСКТ и их спектральные параметры (ОРЭ и ОРШ) корректно (не нарушая принцип Гейзенберга) описывают эволюцию всех сферически-симметричных КСС на всем бесконечном интервале изменения толщины (Δ) слоя-барьера.

Предложенный метод расчета ОРЭ и ОРШ при соответствующей модификации вполне применим и к многослойным открытым квантовым точкам, проволокам и пленкам. В связи с этим он может быть весьма актуален для оценки величин резонансных энергий и ширин КСС резонансно-туннельных устройств, работающих на базе открытых наносистем с тонкими слоями-барьерами.

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. Евтихиев, И.В. Кудряшов, Е.Ю. Котельников, В.Е. Токранов, А.Н. Титков, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП **32**, *12*, 1482 (1998).
[4] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, L. Wendler. Phys. Rev. B **48**, *16*, 12 016 (1993).
[5] X.F. Wang, X.L. Lei. Phys. Rev. B **49**, *7*, 4780 (1994).
[6] Н.В. Ткач. ФТТ **39**, *6*, 1109 (1997).
[7] Н. Ткач, А. Головацкий, М. Михалева, Р. Фартушинский. ФТТ **43**, *7*, 1315 (2001).
[8] M. Tkach, A. Makhanets, G. Zegrya. Semicond. Sci. Tochpol. **15**, 395 (2000).
[9] M. Stroscio, M. Dutta. Biological nanostructures and applications of nanostructures in biology electrical, mechanical, and optical properties. Plenum Publ., N.Y. (2004). 192 p.
[10] Xiaohu Gao, Yuanyuan Cui, R.M. Levenson, L.W.K. Chung, Shuming Nie. Nature Biotechnol. **22**, *8*, 969 (2004).
[11] Г.Г. Зегря. Письма в ЖТФ **32**, *4*, 75 (2006).
[12] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ **41**, *11*, 2081 (1999).
[13] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ **43**, *2*, 350 (2001).
[14] Н.В. Ткач, А.М. Маханец. ФТТ **47**, *3*, 550 (2005).
[15] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФТП **40**, *9*, 1111 (2006).
[16] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети, Г.Г. Зегря. Письма в ЖТФ **33**, *1*, 70 (2007).
[17] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М. (1971). 463 с.
[18] D. Schooss, A. Mews, A. Eychmuller, H. Weller. Phys. Rev. B **49**, *24*, 17 072 (1994).
[19] A. Mews, A.V. Kadavanich, U. Banin, A.P. Alivisatos. Phys. Rev. B **53**, *20*, 13 242 (1996).