

Спектры и времена жизни квазичастиц в открытой квантовой точке, окруженной одинаковыми барьерами в цилиндрической квантовой проволоке

© Н.В. Ткач, А.М. Маханец

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

E-mail: theormyk@chnu.cv.ua

(Поступила в Редакцию 20 апреля 2004 г.)

Методом S -матрицы развита теория квазистационарных состояний и времен жизни электронов, дырок и экситонов в открытой цилиндрической полупроводниковой квантовой проволоке, содержащей квантовую точку, окруженную двумя одинаковыми антиточками (потенциальными барьерами конечной величины).

На примере наногетеросистемы $\beta\text{-HgS}/\beta\text{-CdS}/\beta\text{-HgS}/\beta\text{-CdS}/\beta\text{-HgS}$ выполнены расчет и анализ спектров и времен жизни электронов, дырок и экситонов в зависимости от геометрии квантовой точки. Показано, что при увеличении высоты квантовой точки энергии квазистационарных экситонных состояний типа Брейта-Вигнера уменьшаются, а времена жизни увеличиваются. Продолжительность жизни экситонных состояний достаточна для того, чтобы их обнаружить экспериментально.

Прогресс в исследовании низкоразмерных полупроводниковых систем связан с появлением новых технологий выращивания нанокристаллов, которые позволяют получать разнообразные наногетеросистемы (двумерные квантовые ямы, одномерные квантовые проволоки (КП), нуль-мерные квантовые точки (КТ)) и различные их комбинации [1,2].

Практически все теоретические и экспериментальные исследования наногетеросистем касались так называемых закрытых систем, т. е. таких, у которых внешняя среда представлялась максимальным потенциальным барьером для квазичастиц (электронов, дырок, экситонов). В таких системах состояния с энергией квазичастиц, меньшей, чем потенциал внешней среды, всегда стационарны. Потери энергии возбужденных квазичастиц (например, экситонов) возможны лишь за счет их взаимодействия либо с другими квазичастицами, либо с полями.

Открытые наногетеросистемы интересны тем, что в отличие от закрытых в них всегда существует возможность проникновения квазичастиц сквозь потенциальный барьер во внешнюю среду [3], что создает дополнительный канал релаксации энергии возбужденных в квантовой яме квазичастиц. Такая особенность открытых систем может иметь важное значение для создания безынерционных быстродействующих датчиков.

Теория квазистационарных состояний электронов и дырок в сложных сферических КТ и цилиндрических КП разрабатывалась на основе метода S -матрицы в работах [4–6]. На примерах конкретных наногетеросистем там были выполнены расчеты зависимости энергетических спектров и времен жизни квазичастиц от геометрических параметров наносистем и динамических характеристик квазичастиц (например, продольного квазиимпульса в случае КП).

Теория квазистационарных состояний электронов, дырок и экситонов в открытых комбинированных наногетеросистемах пока не существует, поэтому представляет интерес исследование особенностей поведения квазистационарных состояний хотя бы в сравнительно простых системах. Одной из таких систем, которые могут создаваться современными экспериментальными методами, является полупроводниковая КП, содержащая КТ, отделенную от остальной части КП двумя одинаковыми антиточками (АКТ) с конечной высотой потенциального барьера (рис. 1).

В зависимости от того, где в пространстве наногетеросистемы первоначально образована квазичастица, возникают две разные задачи. Первая — задача рассеяния. Предполагается, что в одной части КП в результате определенного физического процесса образовалась свободная квазичастица (электрон, дырка, экситон), которая с определенной энергией и квазиимпульсом движется через АКТ и КТ в другую часть КП, и нужно определить коэффициенты прохождения и отражения через систему АКТ–КТ–АКТ. Вторая — задача о квазистационарных состояниях первоначально локализованной в пределах КТ квазичастицы. Предполагается, что в результате первоначального возбуждения локализованной в пространстве КТ квазичастицы она будет проникать через потенциальные барьеры в пространство КП (полностью изолированной от внешней среды). Нужно определить энергии и времена жизни соответствующих квазистационарных состояний. Именно эта задача решается в настоящей работе.

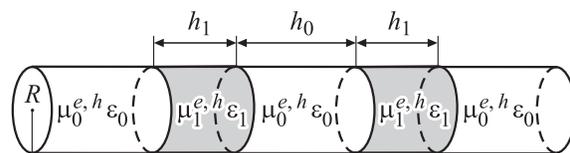


Рис. 1. Геометрическая схема наногетеросистемы.

1. Гамильтониан и S -матрица электрона (дырки) в сложной цилиндрической квантовой проволоке с открытой квантовой точкой

Рассмотрим сложную полупроводниковую цилиндрическую КП, которая содержит КТ, окруженную двумя одинаковыми антиточками. Радиус нанопроволоки, КТ и обеих антиточек R , высоты точки и антиточек h_0 и h_1 соответственно (рис. 1). Цилиндрическую систему координат из соображений симметрии удобно выбрать в центре КТ с осью OZ вдоль аксиальной оси системы. Предполагается, что материалы КП и КТ имеют одинаковые физические характеристики (эффективные массы, диэлектрические проницаемости), а материал обеих антиточек имеет в общем случае другие характеристики. Вся сложная КП находится во внешней среде, которая является бесконечным потенциальным барьером для любых квазичастиц, присутствующих в этой системе.

Предполагается, что в результате определенного физического воздействия (например, с помощью электромагнитного поля) в какой-то момент времени созданы локализованные в КТ квазичастицы (экситоны). Вследствие конечных высоты и ширины потенциальных барьеров обеих антиточек КП является открытой системой, поэтому экситоны имеют возможность проникать сквозь потенциальные барьеры, из-за чего их состояния становятся квазистационарными с определенным конечным временем жизни.

Целью настоящей работы является исследование зависимости от геометрических параметров системы квазистационарного спектра и времен жизни экситонных состояний, образованных в открытой цилиндрической КТ, расположенной в КП и изолированной от нее двумя антиточками.

Для исследования спектра и времен жизни экситонных состояний сначала необходимо изучить квантовые состояния электрона и дырки в исследуемой наносистеме.

В дальнейшем геометрические размеры составляющих элементов наногетеросистемы будут предполагаться такими, чтобы для электрона (дырки) было справедливо приближение эффективных масс, а взаимодействие между ними определялось кулоновским потенциалом с диэлектрическими проницаемостями соответствующих массивных сред.

Таким образом, эффективные массы электрона (дырки) считаются известными и равными характерным для этих квазичастиц в массивных аналогах нанокристаллов

$$\mu^{e,h}(z) = \begin{cases} \mu_0^{e,h}, & z_{-1} \leq |z| \leq z_1, \\ \mu_1^{e,h}, & z_1 \leq |z| \leq z_2, \\ \mu_0^{e,h}, & z_2 \leq |z| < \infty. \end{cases} \quad (1)$$

Считается также, что постоянные решеток a_0, a_1 материалов ям (индекс 0) и барьеров (индекс 1) очень близки по величине. Заметим, например, что в исследуемой далее наносистеме на основе β -HgS и β -CdS постоянные

Материальные параметры исследуемой системы

	μ^e, μ_0	μ^h, μ_0	U^e, eV	U^h, eV	$a, \text{\AA}$	ε	E_g, eV
CdS	0.2	0.7	3.8	6.3	5.818	5.5	2.5
HgS	0.036	0.044	5.15	5.65	5.851	11.36	0.5

решеток таковы (см. таблицу), что $(a_1 - a_0)/a_0 \leq 1\%$. Таким образом, границы раздела между подсистемами достаточно точные, что позволяет использовать приближение прямоугольных потенциальных энергий для электрона и дырки

$$U^{e,h}(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} -U_0^{e,h}, & z_{-1} \leq |z| \leq z_1, \\ -U_1^{e,h}, & z_1 \leq |z| \leq z_2, \\ -U_0^{e,h}, & z_2 \leq |z| < \infty, \end{cases} \quad (2)$$

где $U_{0,1}^{e(h)}$ — потенциальные энергии электрона и дырки в соответствующих средах относительно вакуума. При $\rho > R$ $U^e(\rho, \varphi, z) = U^h(\rho, \varphi, z) = \infty$.

Поскольку теории квазистационарного спектра электрона и дырки в исследуемой системе эквивалентны, приведем ее для электрона, опуская временно индекс e .

Для исследования квантовых состояний электрона необходимо решить уравнение Шредингера

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (3)$$

с гамильтонианом

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{\mu(z)} \nabla + U(\rho, \varphi, z). \quad (4)$$

Исходя из симметрии задачи волновую функцию $\psi(\mathbf{r})$ удобно искать в виде [7]

$$\Psi_{n_\rho m}(\mathbf{r}) = (-\pi R^2 J_{m-1}(x_{n_\rho m}) J_{m+1}(x_{n_\rho m}))^{-1/2} \times J_m\left(\frac{x_{n_\rho m}}{R} \rho\right) e^{im\varphi} \varphi(z), \quad (5)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, — магнитное квантовое число, $J_m(\rho x_{n_\rho m}/R)$ — функция Бесселя целого порядка, $x_{n_\rho m}$ — нули функции Бесселя (n_ρ — радиальное квантовое число, которое определяет порядковый номер нуля функции Бесселя при фиксированном m).

При подстановке (5) в уравнение Шредингера (3) переменные разделяются, и для z -составляющей волновой функции получается уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi(z) + \varphi(z) \left[\frac{2\mu(z)}{\hbar^2} (E - U(\rho, \varphi, z)) - \frac{x_{n_\rho m}^2}{R^2} \right] = 0. \quad (6)$$

Поскольку потенциальная энергия электрона симметрична относительно переменной z , уравнение (6) инвариантно относительно преобразования инверсии

($z \rightarrow -z$). Это позволяет ограничиться областью изменения z от 0 до ∞ . При этом решения уравнения (6) разбиваются на четные (+) и нечетные (-) [8]

$$\varphi^\pm(z) = \begin{cases} \varphi_0(z) = A^\pm(e^{ik_0z} \pm e^{-ik_0z}), & 0 < z \leq z_1, \\ \varphi_1(z) = B^\pm(e^{-k_1z} + S_1^\pm e^{k_1z}), & z_1 \leq z \leq z_2, \\ \varphi_2(z) = C^\pm(e^{-ik_0z} + S^\pm e^{ik_0z}), & z_2 \leq z \leq \infty. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь $k_0^2 = 2\mu_0/\hbar^2 E - x_{n_p m}^2/R^2$, $k_1^2 = 2\mu_1/\hbar^2(U - E) + x_{n_p m}^2/R^2$, $U = U_0 - U_1$; S^\pm — матрица рассеяния (S -матрица). Отсчет энергии производится вверх от дна потенциальной ямы (среда 0).

Используя далее условия непрерывности волновой функции и потока плотности вероятности на всех границах раздела сред

$$\begin{aligned} \varphi_0(z) \Big|_{z=z_1} &= \varphi_1(z) \Big|_{z=z_1}, & \varphi_1(z) \Big|_{z=z_2} &= \varphi_2(z) \Big|_{z=z_2}, \\ \frac{1}{\mu_0} \varphi_0'(z) \Big|_{z=z_1} &= \frac{1}{\mu_1} \varphi_1'(z) \Big|_{z=z_1}, \\ \frac{1}{\mu_1} \varphi_1'(z) \Big|_{z=z_2} &= \frac{1}{\mu_0} \varphi_2'(z) \Big|_{z=z_2}, \end{aligned} \quad (8)$$

а также условия нормировки волновой функции

$$\int_0^\infty \varphi_{k_0}^{*\pm}(z) \varphi_{k_0'}^\pm(z) dz = \delta(k_0 - k_0'), \quad (9)$$

можно получить аналитические выражения для коэффициентов A^\pm , B^\pm , C^\pm и S -матрицы в виде

$$S^\pm = \frac{S_1^\pm(\mu_0 k_1 + i\mu_1 k_0) \exp[(k_1 - ik_0)z_2] - (\mu_0 k_1 - i\mu_1 k_0) \exp[-(k_1 + ik_0)z_2]}{(\mu_0 k_1 + i\mu_1 k_0) \exp[-(k_1 - ik_0)z_2] - S_1(\mu_0 k_1 - i\mu_1 k_0) \exp[(k_1 + ik_0)z_2]}, \quad (10)$$

где

$$S_1^\pm = \frac{\exp(-2k_1 z_1) \left[k_1 \mu_0 \begin{Bmatrix} \cos(k_0 z_1) \\ \sin(k_0 z_1) \end{Bmatrix} \mp k_0 \mu_1 \begin{Bmatrix} \sin(k_0 z_1) \\ \cos(k_0 z_1) \end{Bmatrix} \right]}{k_1 \mu_0 \begin{Bmatrix} \cos(k_0 z_1) \\ \sin(k_0 z_1) \end{Bmatrix} \pm k_0 \mu_1 \begin{Bmatrix} \sin(k_0 z_1) \\ \cos(k_0 z_1) \end{Bmatrix}}. \quad (11)$$

В настоящей работе мы не изучаем особенности волновых функций квазистационарных состояний электрона и дырки, поэтому достаточно громоздкие аналитические выражения для коэффициентов A^\pm , B^\pm , C^\pm приводить не будем, а ограничимся анализом и расчетом S -матрицы.

Согласно общей теории [3], действительная часть полюсов S -матрицы в комплексной плоскости энергий

$$\tilde{E}_{n_p m z} = E_{n_p m z} - i\Gamma_{n_p m z}/2 \quad (12)$$

определяет энергии квазистационарных состояний $E_{n_p m z}$, а мнимая — их полуширину $\Gamma_{n_p m z}$. Квантовое число n_z нумерует полюса S -матрицы при фиксированных значениях квантовых чисел n_p и m . Полуширина уровня связана со временем жизни электрона (дырки) в

состояниях $|n_p m z\rangle$ соотношением

$$\tau_p = \frac{\hbar}{\Gamma_p} \quad (p = n_p m z). \quad (13)$$

Таким образом, формулы (10)–(13) определяют энергетический спектр и времена жизни экситонных электрона и дырки в квазистационарных состояниях, образованных в открытой цилиндрической КТ, помещенной в цилиндрическую КП.

2. Энергетический спектр и времена жизни квазистационарных состояний экситона в открытой цилиндрической квантовой точке, помещенной в цилиндрическую квантовую проволоку

Чтобы решить задачу о квазистационарном спектре экситона, который в момент образования рождается в области цилиндрической КТ, отделенной двумя антиоточками от цилиндрической КП, нужно решить уравнение Шредингера

$$\hat{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \psi_{\text{ex}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = E_{\text{ex}} \psi_{\text{ex}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \quad (14)$$

с гамильтонианом

$$\hat{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \hat{H}_e(\mathbf{r}_e) + \hat{H}_h(\mathbf{r}_h) + U(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|) + E_{g0}, \quad (15)$$

в котором E_{g0} — ширина запрещенной зоны материала КТ, $H_{e,h}$ — гамильтонианы невзаимодействующих электрона и дырки, определяемые формулой (4) для каждой из квазичастиц соответственно,

$$U(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|) = -\frac{e^2}{\varepsilon(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \quad (16)$$

потенциал взаимодействия электрона и дырки, в котором $\varepsilon(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ — диэлектрическая проницаемость, являющаяся сложной функцией положения электрона и дырки в наносистеме.

Точно решить уравнение (14) невозможно, поэтому для приближенного исследования квазистационарных состояний экситона воспользуемся результатами предыдущего раздела и методом теории возмущений.

Предполагая, что энергия взаимодействия электрона и дырки между собой меньше, чем разность энергий размерного квантования (это видно далее из численных расчетов), выполним расчет времен жизни $\tau_{p_h}^{p_e}$ и энергетического спектра $E_{p_h}^{p_e}$ экситона в квазистационарных состояниях исходя из этих соображений. Вследствие слабого взаимодействия электрона и дырки времена жизни экситонных состояний будем определять [9] согласно соотношению

$$\frac{1}{\tau_{p_h}^{p_e}} = \frac{1}{\tau_{p_e}} + \frac{1}{\tau_{p_h}}. \quad (17)$$

Что же касается $\Delta E_{p_h}^{p_e}$, то эта величина не может быть рассчитана с помощью волновых функций квазистационарных состояний $\psi_{n_p m z}^{e,h}$ открытой наносистемы,

так как их составляющие $\varphi_{n_z}^{e,h}(z_{e,h})$ нормированы не на единицу, а на δ -функцию (9). Однако с достаточной точностью ΔE_{ph}^{pe} можно вычислить с учетом того, что соответствующие энергетические уровни электрона и дырки, выраженные через полюса S -матриц (10) для открытой КТ и найденные в результате решения уравнений Шредингера для закрытой КТ (антигочки-барьеры расширены на всю длину КП), весьма близки. Это означает, что энергию связи электрона и дырки можно вычислить как диагональный матричный элемент

$$\Delta E_{ph}^{pe} = -e^2 \iint \frac{|\psi_{ph}^{pe}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|^2}{\varepsilon(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h, \quad (18)$$

в котором волновые функции стационарных состояний экситона

$$\psi_{ph}^{pe}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \psi_{pe}(\mathbf{r}_e)\psi_{ph}(\mathbf{r}_h) \quad (19)$$

определяются волновыми функциями стационарных состояний электрона и дырки закрытой КТ

$$\begin{aligned} \Psi_{n_p^{e,h} m^e, h n_z^{e,h}}(\mathbf{r}_e, h) &= (-\pi R^2 J_{m^e, h-1}(x_{n_p^{e,h} m^e, h})) \\ &\times J_{m^e, h+1}(x_{n_p^{e,h} m^e, h})^{-1/2} J_{m^e, h} \left(\frac{x_{n_p^{e,h} m^e, h}}{R} \rho_{e,h} \right) \\ &\times e^{i m^e, h \varphi_{e,h}} \varphi_{n_z^{e,h}}^{s \pm}(z_{e,h}), \end{aligned} \quad (20)$$

где аксиальные волновые функции $\varphi_{n_z^{e,h}}^{s \pm}(z_{e,h})$ стационарных (s) состояний электрона и дырки определяются соответствующими уравнениями Шредингера с гамильтонианом закрытой наносистемы. Эти уравнения решаются тривиально, так что в результате

$$\varphi_{n_z^{e,h}}^{s \pm}(z_{e,h}) = \frac{\exp(k_1(z_0 - z_{e,h})\theta(z_{e,h} - z_0)) \begin{Bmatrix} \cos(k_0 z_{e,h}) \\ \sin(k_0 z_{e,h}) \end{Bmatrix}}{\sqrt{\frac{2k_0 z_0 \pm \sin(2k_0 z_0)}{4k_0} + \frac{\begin{Bmatrix} \cos^2(k_0 z_0) \\ \sin^2(k_0 z_0) \end{Bmatrix}}{2k_1}}}, \quad (21)$$

где $\theta(z_{e,h} - z_0)$ — тэта-функция Хевисайда.

Вычисление ΔE_{ph}^{pe} выполняется в цилиндрической системе координат с учетом того, что диэлектрическая проницаемость как сложная функция $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h$ приближенно может быть представлена в виде

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)} \approx \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\rho_{pe, ph}^0}{\varepsilon_0} + \frac{\rho_{pe, ph}^1}{\varepsilon_1}, \quad (22)$$

где $\rho_{pe, ph}^{0,1}$ — вероятности нахождения экситона в КТ (индекс 0) и обеих антигочках (индекс 1) соответственно.

Таким образом, для ΔE_{ph}^{pe} получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta E_{ph}^{pe} &= \int_0^\infty \int_0^\infty dz_e dz_h \int_0^\infty \int_0^\infty d\rho_e d\rho_h \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_e d\varphi_h \\ &\times \frac{J_{m^e}^2(\rho_e x_{n_p^e m^e} / R) J_{m^h}^2(\rho_h x_{n_p^h m^h} / R) \rho_e \rho_h \varphi_{n_z^e}^{s \pm}(z_e) \varphi_{n_z^h}^{s \pm}(z_h)}{\varepsilon \sqrt{(z_e - z_h)^2 + \rho_e^2 + \rho_h^2 - 2\rho_e \rho_h \cos(\varphi_e - \varphi_h)}}. \end{aligned} \quad (23)$$

В формуле (23) два интеграла берутся в общем виде, а последние четыре вычисляются с помощью ЭВМ при заданных параметрах конкретных систем.

3. Анализ и обсуждение результатов

Чтобы изучить спектр и времена жизни экситонных состояний в исследуемой наногетеросистеме в зависимости от ее геометрических параметров, сначала нужно исследовать, как изменяются эти же характеристики для электронов и дырок, из которых образуется экситон.

Расчет энергий $E_{n_p m n_z}^{e,h}$ и времен жизни $\tau_{n_p m n_z}^{e,h}$ электрона (e) и дырки (h) в зависимости от высоты цилиндрической КТ h_0 при фиксированном значении ее радиуса ($R = 10a_{\text{HgS}}$) и высоты АКТ ($h_1 = 4a_{\text{CdS}}$) выполнялся согласно теории, изложенной в предыдущих разделах. Материальные параметры системы представлены в таблице. Результаты расчетов приведены на рис. 2, a, b .

Понятно, что качественно картины поведения спектров и времен жизни электрона и дырки одинаковы, а количественное расхождение обусловлено лишь различием их эффективных масс и потенциальных энергий. Таким образом, достаточно ограничиться анализом спектра и времен жизни электронных состояний.

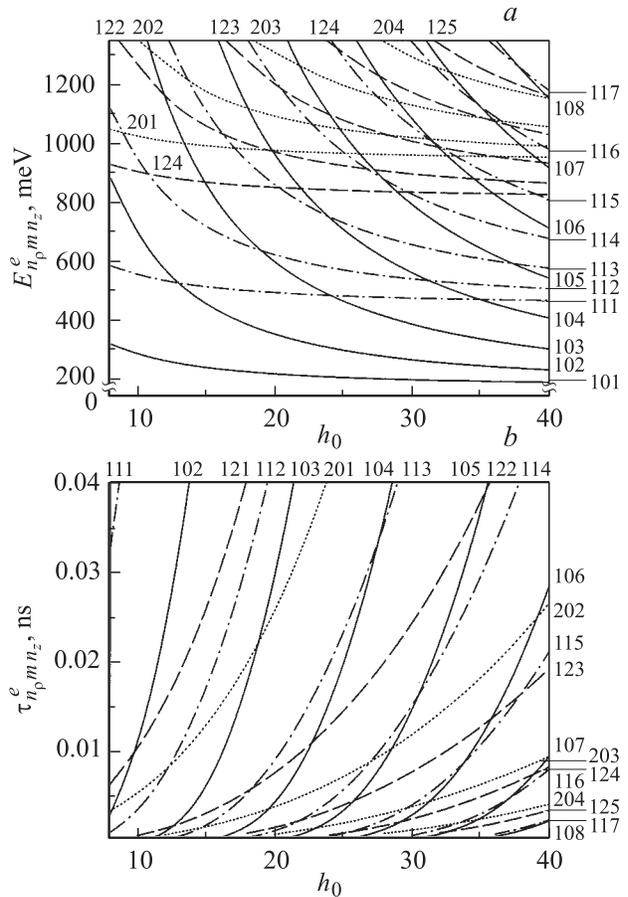


Рис. 2. Зависимости энергетических уровней $E_{n_p m n_z}^e$ (a) и времен жизни $\tau_{n_p m n_z}^e$ электрона от высоты КТ h_0 при $h_1 = 4a_{\text{CdS}}$, $R = 10a_{\text{HgS}}$.

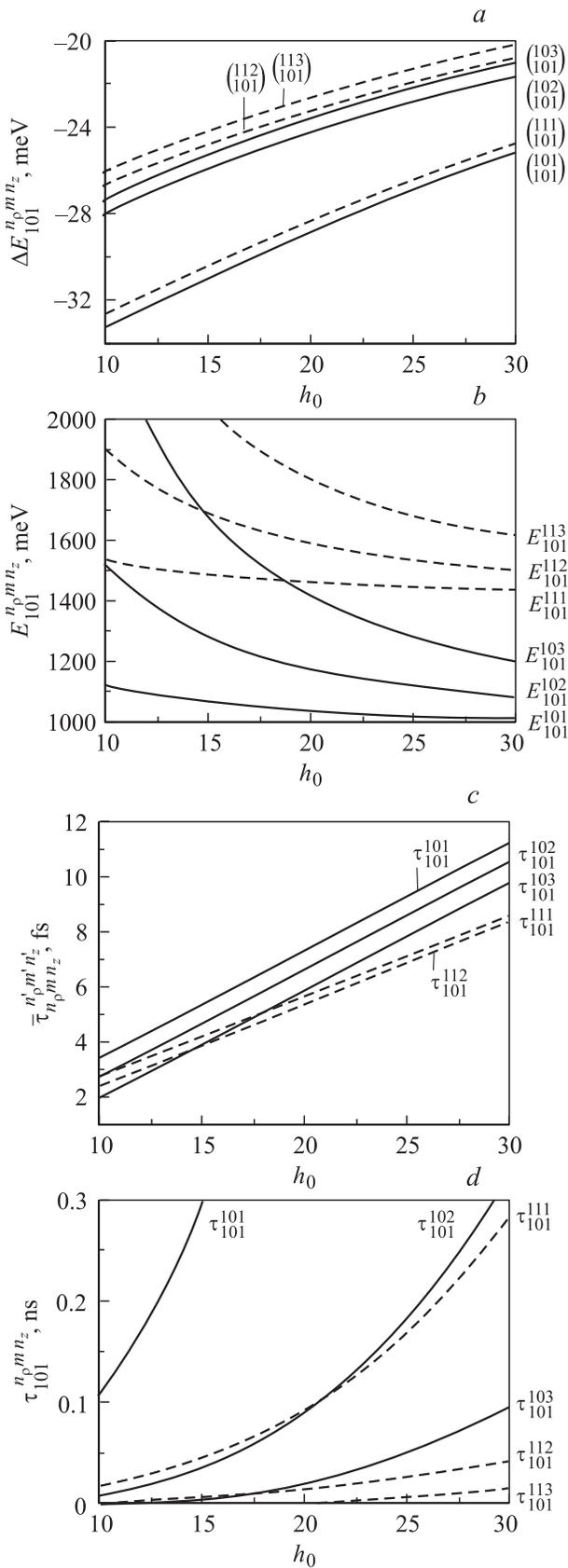


Рис. 3. Зависимости $\Delta E_{101}^{n_ρ m n_z}$ (a), $E_{101}^{n_ρ m n_z}$ (b), $\tau_{101}^{n_ρ m n_z}$ (c) и $\tau_{101}^{n_ρ m n_z}$ (d) от h_0 при $h_1 = 4a_{\text{CdS}}$, $R = 8a_{\text{HgS}}$.

На рис. 2 видно, что с увеличением высоты h_0 цилиндрической КТ все квантованные энергетические уровни $E_{n_ρ m n_z}^e$ сдвигаются в область меньших энергий, а времена жизни $\tau_{n_ρ m n_z}^e$ в соответствующих состояниях увеличиваются. Спектральные уровни образуют группы по квантовому числу $n_ρ$, состоящие из подгрупп по квантовому числу m , в которые входят уровни с разными значениями квантового числа n_z . При увеличении любого из трех квантовых чисел ($n_ρ, m, n_z$) энергии соответствующих состояний растут, а времена жизни уменьшаются. Таким образом, наиболее низкоэнергетической является группа уровней с $n_ρ = 1$, в которой снизу вверх по шкале энергий располагаются подгруппы с $m = 0, 1, 2, \dots$, каждая из которых содержит уровни с $n_z = 1, 2, 3, \dots$. Далее следуют группы уровней с $n_ρ = 2, 3, \dots$, которые содержат свои подгруппы с квантовыми числами m и n_z .

Из общего анализа следует, что все электронные состояния дважды вырождены по m (кроме $m = 0$) и, как видно из рис. 2, a, существует также случайное вырождение разных состояний, так как при изменении высоты h_0 или радиуса ρ_0 КТ пересекаются между собой уровни всех групп и подгрупп, кроме уровней одной и той же подгруппы. Причем, если пересекаются уровни разных подгрупп в одной группе ($E_{n_ρ m n_z} = E_{n_ρ m' n'_z}$), в точках вырождения $\tau_{n_ρ m n_z} > \tau_{n_ρ m' n'_z}$ при $m > m'$, а при пересечении уровней разных подгрупп из разных групп ($E_{n_ρ m n_z} = E_{n'_ρ m' n'_z}$) $\tau_{n_ρ m n_z} > \tau_{n'_ρ m' n'_z}$ при $n_ρ > n'_ρ$. Такая иерархия времен жизни физически обусловлена тем, что при равной энергии квазичастице труднее проникать сквозь потенциальный барьер в том состоянии, в котором она более размазана в плоскости, перпендикулярной направлению движения вдоль аксиальной оси.

Результаты расчетов зависимостей от высоты КТ h_0 энергий связи $\Delta E_{101}^{n_ρ m n_z}$, энергий возбуждения $E_{101}^{n_ρ m n_z}$ и времен жизни экситона $\tau_{101}^{n_ρ m n_z}$ приведены на рис. 3, a, b, d. Там же (рис. 3, c) для сравнения приведены зависимости от h_0 времен пролета экситона $\bar{\tau}_{101}^{n_ρ m n_z}$ вдоль КТ, рассчитанные с учетом того, что экситон как квазичастица, состоящая из электрона и дырки, движется со средней скоростью, которую можно оценить как $v_{\text{ex}} = 1/2(v_e + v_h)$, т. е.

$$\begin{aligned} \tau_{n_ρ m n_z}^{n'_ρ m' n'_z} &= \frac{2h_0}{v_{n_ρ m n_z}^e + v_{n'_ρ m' n'_z}^h} \\ &= \sqrt{2}h_0 \left(\sqrt{\frac{E_{n_ρ m n_z}^e}{m_e}} + \sqrt{\frac{E_{n'_ρ m' n'_z}^h}{m_h}} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Расчет выполнен для таких состояний, в которых дырка, находясь в основном состоянии ($|101\rangle$), взаимодействует с электроном, находящимся в нескольких различных квантовых состояниях ($|n_ρ m n_z\rangle$).

Из рис. 3 видно, что уменьшение высоты h_0 квантовой ямы приводит к увеличению абсолютной величины энергии связи экситона во всех состояниях, так как это способствует сближению экситонных электрона и дырки в пространстве.

При фиксированных размерах КТ, заданном квазистационарном состоянии дырки $|101\rangle$ и квантовых чисел электрона n_ρ, m увеличение электронного квантового числа n_z приводит к уменьшению энергии связи, так как при этом дырка сохраняет свое положение в пространстве КТ, а электрон со все большей вероятностью проникает в среду-барьер, из-за чего среднее расстояние между электроном и дыркой увеличивается.

При увеличении h_0 экситонные энергии во всех состояниях уменьшаются (рис. 3, *b*), так как сдвиги соответствующих энергетических уровней электрона и дырки значительны и происходят быстрее, чем уменьшается абсолютная величина энергии связи этих квазичастиц.

Увеличение времени жизни экситона $\tau_{101}^{n_\rho m n_z}$ с ростом h_0 (рис. 3, *d*) объясняется ранее проанализированной зависимостью $\tau_{n_\rho m n_z}^e$ и $\tau_{n_\rho m n_z}^h$ от h_0 и их общим вкладом в $\tau_{n_\rho m n_z}^{n'_\rho m' n'_z}$ согласно формуле (17).

Сравнение времен пролета экситона вдоль КТ $\tau_{101}^{n_\rho m n_z}$ (рис. 3, *c*) и времен жизни экситона в тех же состояниях $\tau_{101}^{n_\rho m n_z}$ (рис. 3, *d*) показывает, что последние на несколько порядков превышают $\bar{\tau}_{101}^{n_\rho m n_z}$, т.е. все исследуемые состояния являются резонансными квазистационарными состояниями брейт-вигнеровского типа. Таким образом, исследованные экситонные состояния достаточно хорошо локализованы в пространстве КТ и имеют достаточную продолжительность жизни для того, чтобы наблюдаться экспериментально.

В заключение отметим, что развитая теория применима для исследования спектров и времен жизни экситонов и в других аналогичных гетеросистемах, состоящих из различных полупроводниковых материалов.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алферов. ФТП **32**, 1, 3 (1998).
- [2] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. ФТП **32**, 4, 385 (1998).
- [3] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М. (1971). 463 с.
- [4] R. Buczko, F. Bassani. Phys. Rev. B **54**, 4, 2667 (1996).
- [5] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ **41**, 11, 2081 (1999).
- [6] M. Tkach, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska. Physica E **11**, 17 (2001).
- [7] Н.В. Ткач, И.В. Пронишин, А.М. Маханец. Изв. вузов. Физика **2**, 96 (1998).
- [8] З. Флюгге. Задачи по квантовой механике. Мир, М. (1974). Т. 1. 341 с.
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука, М. (1974). 752 с.