

PACS numbers: 71.35.-y, 73.20.Mf, 73.21.La, 78.40.Fy, 78.67.Hc, 81.07.Ta

## **Поглощение света квазинульмерными полупроводниковыми наносистемами**

С. И. Покутний, С. Д. Петренко, Д. А. Старовойтов

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Развита теория межзонного поглощения света полупроводниковыми квантовыми точками в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью квантовой точки играет доминирующую роль. Показано, что край поглощения квантовой точки формируется двумя сравнимыми по интенсивности переходами с разных уровней размерного квантования дырки на нижний уровень размерного квантования электрона.

Розвинуто теорію міжзонного вбирання світла напівпровідниковими квантовими точками в умовах, коли поляризаційна взаємодія електрона та дірки з поверхнею квантової точки відіграє домінуючу роль. Показано, що край вбирання квантової точки формується двома порівнянними за інтенсивністю переходами з різних рівнів розмірного квантування дірки на нижній рівень розмірного квантування електрона.

Theory of interband absorption of light by semiconductor quantum dots in an environment where polarization interaction of electrons and holes with the surface of the quantum dot plays a dominant role is developed. As shown, the absorption edge of quantum dot is formed by two transitions comparable in intensity from different levels of size quantization of holes onto the lower level of size quantization of electron.

**Ключевые слова:** межзонное поглощение, поляризационное и кулоновское взаимодействия, квантовые точки, дипольное приближение.

*(Получено 16 ноября 2011 г.)*

## **ВВЕДЕНИЕ**

К настоящему времени межзонное поглощение света полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) слабо изучено. В работах [1, 2]

и [3, 4] теоретически изучалось поглощение света сферическими и несферическими полупроводниковыми КТ соответственно. При этом в [1, 2], также как и в [3, 4], не учитывалось влияние поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью КТ на процессы поглощения и люминесцентного света такими КТ.

В данной работе развита теория межзонного поглощения света КТ в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью КТ играет доминирующую роль.

## МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим простую квазиульмерную наносистему: нейтральная сферическая КТ радиуса  $a$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  погружена в матрицу боросиликатного стекла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ . В объеме КТ двигаются электрон с эффективной массой  $m_e$  и дырка с эффективной массой  $m_h$ .

В рамках адиабатического приближения (т.е. при  $m_e \ll m_h$ ) и в приближении эффективной массы, считая также, что зоны электронов и дырок в КТ имеет параболическую форму, на примере простой модели квазиульмерной наносистемы изучим межзонное поглощение света в КТ, радиус которых  $a$  удовлетворяет условию

$$a_h \ll a \leq a_e \approx a_{ex}, \quad (1)$$

где  $a_h$ ,  $a_e$ , и  $a_{ex}$  — боровские радиусы дырки, электрона и экситона в полупроводниковом материале с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ , содержащимся в объеме КТ:

$$a_h = \frac{\epsilon_2 \hbar^2}{m_h e^2}, \quad (2)$$

$$a_e = \frac{\epsilon_2 \hbar^2}{m_e e^2}, \quad (3)$$

$$a_{ex} = \frac{\epsilon_2 \hbar^2}{\mu e^2}, \quad (4)$$

$\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$  — приведенная эффективная масса экситона в КТ). При выполнении условия (1) поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью КТ играет доминирующую роль в формировании спектра электронно-дырочных пар (экситона) в объеме КТ [5–7].

В рамках дипольного приближения, в котором длина поглощения велика по сравнению с радиусом КТ  $a$ , запишем выражение, которое описывает относительную интенсивность оптических межзонных

переходов в КТ с дипольно разрешенными переходами [1, 2]:

$$K(S, \omega) = A \sum_{n_e, n_h, l_e, l_h} \left| \Psi_{n_e, l_e}(r_e) \chi_{n_h, l_h}^{n_e, l_e}(r_h) \delta(r_e - r_h) dr_e dr_h \right|^2 \delta(\Delta - E_{n_h, l_h}^{n_e, l_e}(S)). \quad (5)$$

В формуле (5)  $E_{n_h, l_h}^{n_e, l_e}(S)$  [5–7] — спектр электронно-дырочной пары в состоянии  $(n_e, l_e, n_h, l_h)$  (где  $n_e, l_e, n_h, l_h$  — главные и орбитальные квантовые числа электрона и дырки) в КТ ( $S = a/a_{ex}$  — безразмерный радиус КТ);  $\Delta = \hbar\omega - E_a$ ,  $\omega$  — частота падающего света;  $A$  — величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого на блоховских волновых функциях [1]. Величина  $K(S, \omega)$  (5) описывается квадратом интеграла перекрытия электронных  $\Psi_{n_e, l_e}(r_e)$  и дырочных  $\chi_{n_h, l_h}^{n_e, l_e}(r_h)$  волновых функций.

Учет кулоновского и поляризационного взаимодействий электрона и дырки в гамильтониане экситона приводит к тому, что в КТ радиусом  $a$  (1) тяжелая дырка ( $(m_e/m_h) \ll 1$ ) движется в адиабатическом потенциале электрона, который хорошо описывается потенциалом трехмерного гармонического осциллятора [5].

При этом уровни энергии дырки в электронном потенциале определяются спектром осцилляторного вида (с частотой колебания дырки  $\omega(S, n_e)$  [5]):

$$\omega(S, n_e) = 2 \left( 1 + \frac{2}{3} \pi^2 n_e^2 \right)^{1/2} \left( \frac{m_e}{m_h} \right)^{1/2} S^{-3/2}, \quad (6)$$

а волновые функции дырки  $\chi_{n_h, l_h}^{n_e, l_e}(r_h)$  выражаются через нечетные полиномы Эрмита [1]. Здесь энергия измеряется в единицах  $R_{y_e} = \hbar^2 / (2m_e a_e^2)$ .

Определим величину  $L_{n_h}(S)$ , связанную с оптическими переходами дырки с уровнями  $(n_h = 1, 2, 3, \dots)$  на самый нижний электронный уровень ( $n_e = 1, l_e = 0$ ):

$$L_{n_h}(S) = \left| \int_0^a \Psi_{1,0}(r) \chi_{n_h}^{1,0}(r) r^2 dr \right|^2 = \left[ \frac{\hbar^2}{m_h \omega(S, n_e = 1) a^2} \right]^{3/2} \frac{n_h + 1}{2^{2n_h} n_h!}. \quad (7)$$

Величина  $L_{n_h}(S)$  (7), с учетом  $\omega(S, n_e = 1)$  (6), принимает такой вид:

$$L_{n_h}(S) = \frac{2\pi^{5/2}}{(1 + (2/3)\pi^2)^{3/4}} \frac{n_h + 1}{2^{2n_h} n_h!} \left( \frac{m_h}{m_e} \right)^{-3/4} S^{-3/4}. \quad (8)$$

Подставляя в формулу (8) выражения (6) и (7), получим величину  $K(S, \omega)$  (5) в таком виде:

$$\frac{K(S, \omega)}{A} = \sum n_h L_{n_h}(S) \delta(\Delta - E_{n_h,0}^{1,0}(S)). \quad (9)$$

Для тех условий, в которых были выполнены эксперименты [8], с помощью формулы (6) и (8), получим значения квадратов интегралов перекрытия  $(K(S, \omega)/A)$  (9) для переходов дырки с эквидистантной серии уровней  $(n_h = 0; l_h = 0)$ ,  $(n_h = 1; l_h = 0)$ ,  $(n_h = 2; l_h = 0)$  и  $(n_h = 3; l_h = 0)$ , идущих на нижний уровень размерного квантования электрона  $(n_h = 1; l_h = 0)$ :

$$\frac{K(S, \omega)}{A} = \sum_{n_h=0}^3 L_{n_h}(S) = 7,66S^{-3/4}(1 + 0,5 + 9,4 \cdot 10^{-2} + 1,0 \cdot 10^{-2}). \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что:

$$L_0 = 7,66S^{-3/4}, L_1 = 0,5L_0, L_2 = 9,4 \cdot 10^{-2}L_0, L_3 = 10^{-2}L_0. \quad (11)$$

Из результатов, вытекающих из формул (10) и (11), следует, что основной вклад в коэффициент поглощения света  $(K(S, \omega)/A)$  (9) КТ сульфида кадмия с радиусами  $a$  (1) вносят спектральные линии дырки с квантовыми числами  $(n_h = 0; l_h = 0)$  и  $(n_h = 1; l_h = 0)$ , обладающие максимальными силами осцилляторов переходов [9].

При этом величины вклада высоковозбуждаемых линий дырки  $(n_h \geq 0; l_h = 0)$  пренебрежимо малы ( $\leq 9 \cdot 10^{-2}$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной модели квазиульмерной наносистемы в области размеров КТ  $a$  (1), когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхности КТ играет доминирующую роль, показано, что край поглощения КТ формируется двумя сравнимыми по интенсивности переходами с разных уровней размерного квантования дырки на нижний уровень размерного квантования электрона.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ал. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос, *Физика и техника полупроводников*, **16**, № 7: 1209 (1982).
2. Г. Б. Григорян, Э. М. Казарян, Ал. Л. Эфрос, *Физика и техника полупроводников*, **32**, № 6: 1772 (1990).
3. A. L. Efros and A. V. Rodina, *Phys. Rev. B*, **47**, No. 10: 10005 (1993).
4. M. Nirmal, D. Norris, and A. L. Efros, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, No. 20: 3728 (1995).
5. S. I. Pokutnyi, *Phys. Lett. A*, **168**, No. 516: 433 (1992).
6. S. I. Pokutnyi, *Phys. Lett. A*, **203**: 388 (1995).
7. S. I. Pokutnyi, *Phys. Lett. A*, **342**: 347 (2005).
8. D. Chepik, A. Efros, and A. Ekimov, *J. Lumin.*, **47**, No. 3: 113 (1990).
9. С. И. Покутний, *Физика и техника полупроводников*, **40**, № 2: 223 (2006).