

УДК 621.315

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В БЕСКОНЕЧНО ГЛУБОКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ ДНА

М.С. АТОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 февраля 2004 г.)

Теоретически изучено прямое оптическое поглощение в сферической квантовой точке с модифицированным параболическим ограничивающим потенциалом. Рассмотрены два режима размерного квантования – сильный и слабый. Получены выражения для соответствующих граничных частот поглощения.

При теоретическом описании прямого оптического поглощения в квантовой точке (КТ) важная роль отводится правильному моделированию вида ограничивающего потенциала КТ. Одной из наиболее распространенных моделей ограничивающего потенциала КТ является параболическая (см., напр., [1,2]). Однако ясно, что такая аппроксимация верна только для сравнительно нижних уровней носителей заряда. Поэтому возникает вопрос о такой модификации этого потенциала, при которой имели бы место реальные граничные условия на границе перехода КТ – окружающая среда. Подобные вопросы обсуждались, например, в работах [3,4]. Ясно, что модификация параболического потенциала отразится на оптических свойствах КТ. Следовательно, представляет интерес рассмотреть прямое межзонное оптическое поглощение в сферической КТ с модифицированным параболическим потенциалом.

Рассмотрим сферически симметричную КТ, ограничивающий потенциал которой имеет вид

$$V_{conf}(\mathbf{r}) = \frac{\mu^* \omega_p^2 r^2}{2} + V(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$V(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0, & 0 \leq r \leq R, \\ \infty, & r > R, \end{cases} \quad (2)$$

где ω_p – частота ограничивающего потенциала КТ, R – радиус КТ, μ^* – эффективная масса электрона (дырки, причем $\mu_e \ll \mu_h$). Прямые оптические

переходы в рассматриваемой системе будем обсуждать для двух случаев по отдельности: 1) режим сильного размерного квантования: $a_B^e, a_B^h \gg R$ (a_B^e, a_B^h – боровские радиусы электрона и дырки); 2) режим слабого размерного квантования: $a_B^e, a_B^h \ll R$.

В случае сильного размерного квантования кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой можно пренебречь и в соответствии с этим волновую функцию этих частиц в КТ записать как

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = \begin{cases} Cr^{-1}(\lambda_p r^2)^{\frac{1}{2}(l+1)} \exp\left(-\frac{\lambda_p r^2}{2}\right) {}_1F_1\left[-a_l, l + \frac{3}{2}; \lambda_p r^2\right] Y_{lm}(\theta, \varphi), \\ 0, \end{cases} \quad (3)$$

где C – нормировочная постоянная, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$, ${}_1F_1[a, b, x]$ – вырожденная гипергеометрическая функция первого рода, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферические функции, $y_p = \hbar \omega_p / 2R_B$, $R_B = e^2 / 2\varepsilon_0 a_B$ – эффективная энергия Ридберга (взятая в качестве единицы энергии), ε_0 – диэлектрическая проницаемость, $a_B = \hbar^2 \varepsilon_0 / e^2 \mu^*$ – эффективный боровский радиус, который рассматривается в качестве единицы длины, величина a_l определяется из граничного условия равенства нулю волновой функции на границе КТ ($r = R$):

$${}_1F_1(-a_l, l + 3/2; \gamma_p R^2) = 0. \quad (4)$$

Соответствующие этим волновым функциям энергетические уровни определяются следующим образом:

$$E = \gamma_p (4a_l + 2l + 3). \quad (5)$$

В соответствии с [5] для коэффициента поглощения можем записать

$$K = A \sum_{\substack{m, m' \\ l, l'}} \left| \int \Psi_{l, m}^e(r, \theta, \varphi) \Psi_{l', m'}^h(r, \theta, \varphi) dr \right|^2 \delta(\hbar \tilde{\omega} - \varepsilon_g - E_l^e - E_{l'}^h), \quad (6)$$

где A – величина, пропорциональная квадрату модуля дипольного матричного элемента, взятого на блоховских функциях, ε_g – ширина запрещенной зоны, $\tilde{\omega}$ – частота падающего света, $\Psi_{l, m}^e(r, \theta, \varphi)$, $\Psi_{l', m'}^h(r, \theta, \varphi)$ – волновые функции соответственно электрона и дырки, E_l^e , $E_{l'}^h$ – энергетические уровни электрона и дырки. Здесь нужно отметить, что имеют место следующие правила отбора: $m = -m'$, $l = l'$. Таким образом, для коэффициента поглощения имеем

$$K = A \sum_{l, m} \left| \int \Psi_{l, m}^e(r, \theta, \varphi) \Psi_{l, m}^h(r, \theta, \varphi) dr \right|^2 \delta\left(\hbar \tilde{\omega} - \varepsilon_g - \frac{\hbar \omega_p^e}{2}(4a_l^e + 2l + 3) - \frac{\hbar \omega_p^h}{2}(4a_l^h + 2l + 3)\right). \quad (7)$$

С помощью (7) для пороговой частоты поглощения получим

$$\hbar \tilde{\omega}_{00} = \varepsilon_g + 2^{-1} \hbar \omega_p^e (4a_0^e + 3) + 2^{-1} \hbar \omega_p^h (4a_0^h + 3). \quad (8)$$

При слабом размерном квантовании энергия системы в основном обусловлена кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой. Вследствие этого волновую функцию системы можно представить в виде

$$f(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \varphi(\mathbf{r}) \Psi_{l,m}(\mathbf{R}_\#), \quad (9)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$, $\mathbf{R}_\# = (\mu_e \mathbf{r}_e + \mu_h \mathbf{r}_h) / (\mu_e + \mu_h)$, $\varphi(\mathbf{r})$ – волновая функция относительного движения, $\Psi_{l,m}(\mathbf{R}_\#)$ – волновая функция центра тяжести экситона, определяемая формулой (2), в которой вместо $\mu_{e(h)}$ надо подставить $\mu = \mu_e + \mu_h$. Энергия системы запишется как

$$E = \gamma_p^{ex} (4a_l^{ex} + 2l + 3) - E_{ex}, \quad (10)$$

где E_{ex} – экситонная энергия в единицах Ридберга.

Ввиду локализации экситона в сравнительно небольшой окрестности центра КТ, для K можем записать [5]

$$K = A \sum_{l,m} |\varphi(0)|^2 \left| \int \Psi_{l,m}(\mathbf{R}_\#) d\mathbf{R}_\# \right|^2 \delta(\hbar\tilde{\omega} - \varepsilon_g - E). \quad (11)$$

С учетом того, что $\varphi(0) \neq 0$ только для основного состояния ($l = m = 0$), для коэффициента поглощения во втором случае можем записать

$$K = A_1 \left| \int \Psi_{0,0}(\mathbf{R}_\#) d\mathbf{R}_\# \right|^2 \delta(\hbar\tilde{\omega} - \varepsilon_g + E_{ex} - 2^{-1} \hbar\omega_p^{ex} (4a_0^{ex} + 3)), \quad (12)$$

где A_1 – некоторая постоянная. Здесь для порога поглощения имеем

$$\hbar\tilde{\omega} = \varepsilon_g - E_{ex} + 2^{-1} \hbar\omega_p^{ex} (4a_0^{ex} + 3). \quad (13)$$

На рис.1 представлена зависимость граничной частоты поглощения от радиуса КТ при режиме сильного размерного квантования (в единицах $w = (\hbar\tilde{\omega} - \varepsilon_g) / R_B R = R_0 / a_B^*$). Как следует из рисунка, с увеличением радиуса КТ величина граничной частоты поглощения уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении радиуса КТ размерное квантование ослабевает и поэтому эффективная запрещенная зона уменьшается. Отметим, что кривая 1 соответствует значению $\gamma = 2.4$, а кривая 2 – $\gamma = 7$. При уменьшении радиуса КТ разница в γ становится менее существенной, поэтому кривые 1 и 2 сближаются.

На рис.2 представлена зависимость граничной частоты поглощения от радиуса КТ при режиме слабого размерного квантования (в единицах $W = (\hbar\tilde{\omega} - \varepsilon_g + E_{ex}) / R_B R = R_0 / a_B^*$), и кривая 1 соответствует значению $\gamma = 0.7$, а кривая 2 – $\gamma = 2.4$. Здесь также с увеличением радиуса КТ роль различия в параметрах γ_1 и γ_2 увеличивается, так как ослабевает влияние непроницаемых стенок.

Таким образом, в данной работе предложена модель сферической КТ с модифицированным параболическим ограничивающим потенциалом. При

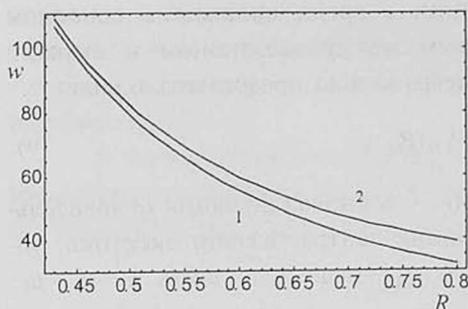


Рис.1.

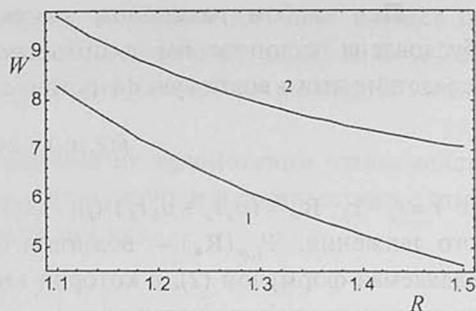


Рис.2.

этом выбран такой модифицированный потенциал, который дает возможность представить в явном виде энергетические уровни уравнения Шредингера для двух режимов размерного квантования. Последнее позволяет дать выражения для коэффициентов поглощения в обоих случаях, а также определить соответствующие граничные частоты поглощений.

Выражаю глубокую благодарность Э.М.Казаряну и А.А.Саркисяну за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Maksym, and T.Chakraborty. Phys. Rev. Lett., 65, 108 (1990).
2. F.M.Peeters. Phys. Rev. B, 42, 1486 (1990).
3. П.Г.Елисеев. Квантовая электроника, 30, 152 (2000).
4. E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan. Physics of Particles and Nuclei, 34, Suppl. 1, S1 (2003).
5. Ал.Л.Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, 16, 772 (1982).

ՀԱՏԱԿԻ ՊԱՐԱԲՈԼԱՅԻՆ ԿՏՐՎԱԾՔՈՎ ԱՆՎԵՐՁ ԽՈՐԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ
ԿԵՏՈՒՄ ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ

Մ.Ս. ԱՌՈՅԱՆ

Դիտարկված է լույսի ուղիղ օպտիկական միջգոտիական կլանումը ձևափոխված պարաբոլային սահմանափակող պոտենցիալով գնդաձև քվանտային կետում: Զննարկված են չափային քվանտացման երկու ռեժիմներ՝ ուժեղ և թույլ: Կլանման սահմանային հաճախությունների համար ստացված են համապատասխան արտահայտություններ:

LIGHT INTERBAND ABSORPTION IN AN INFINITELY DEEP
QUANTUM DOT WITH PARABOLIC PROFILE OF THE BOTTOM

M.S. ATOYAN

Direct interband light absorption in a spherical quantum dot with a modified parabolic confinement potential is investigated theoretically. Two regimes of size quantization are considered: strong and weak. The expressions for corresponding absorption threshold frequencies are obtained.