МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.Р.ГАДИРОВА
Бакинский Государственный Университет
igadirova@yahoo.com

Получено выражение для коэффициента поглощения света в параболической квантовой яме и исследованы особенности межзонного поглощения в однородном электрическом поле. Изучено поглощение с образованием двумерного экситона.

В настоящее время широко изучаются физические явления в квазидвумерном электронном газе, реализующемся в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. В работах [1-2] рассмотрено внутризонное поглощение света в квазидвумерных системах. Известно, что электрическое поле существенно влияет как на состояния электронов и дырок, так и на оптические свойства низкоразмерных систем на основе полупроводников [3]. В работе [4] исследовано межзонное поглощение света в однородном электрическом поле в квазидвумерных системах с различным профилем одномерного потенциала. Для параболической квантовой ямы исследованы частотные зависимости коэффициента межзонного поглощения света в случае когда однородные магнитное и электрическое поля направлены вдоль поверхности системы. В данной работе изучается межзонное поглощение света в параболической квантовой яме во внешнем однородном электрическом поле, направленном вдоль оси размерного квантования. В работе получено выражение для коэффициента оптического поглощения с учетом кулоновского взаимодействия электронно-дырочной пары, исследуется характер особенностей в спектре поглощения.

Рассмотрим структуру $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ с параболической квантовой ямой, в которой зависимость потенциальной энергии частицы от координаты z имеет вид :

$$V(z) = \begin{cases} \frac{1}{2}Kz^2 & |z| \le \frac{d}{2} \\ V_0 & |z| \ge \frac{d}{2} \end{cases}, \tag{1}$$

где $K = \frac{8V_0}{d^2}$, $V_0 = \Delta E_{c(\upsilon)}$ - высота квантовой ямы в зоне проводимости (валентной зоне).

В приближении огибающей функции волновые функции частицы в квантовой яме можно написать в виде:

$$\psi^{i}_{lk_\perp}(\vec{r}) = S^{-1/2} u_i(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp)\, f^{i}_{l}(z) \qquad (2)$$

Здесь индекс i обозначает состояния, принадлежащие зоне проводимости $(i = e)$ и валентной зоне $(i = h)$, $l -$индекс подзоны, $\vec{r}_\perp$ - двумерный вектор в плоскости слоев, имеющих площадь S, $u_i(\vec{r})$ - периодическая часть блоховской функции исходного материала, $f^{i}_{l}(z)$ - зависящая от z огибающая функция. Для параболической квантовой ямы, находящейся в однородном электрическом поле $\vec{\mathcal{E}}$, направленном вдоль оси z, огибающие функции $f^{i}_{l}(z)$ являются решениями уравнения Шредингера [3]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + +\frac{K}{2}z^2 \pm e\,\mathcal{E}\,z\right] f^{i}_{l}(z) = E^{i}_{ol}\, f^{i}_{l}(z) \qquad (3)$$

и представляют собой волновые функции гармонического осциллятора:

$$f^{i}_{l}(z) = \left(\frac{\beta_i}{2^l\, l!\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} e^{-\frac{\beta_i^2}{2}}(z - z_i)^2 \qquad (4)$$

с энергией $$E^{i}_{ol} = \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar\,\omega_i - \frac{e^2\,\mathcal{E}^2}{2\,m_i\,\omega_i^2}, \qquad l = 0,1,2,..., \qquad (5)$$

$$\beta_i = \sqrt{\frac{m_i\omega_i}{\hbar}}\ , \quad , \qquad \omega_i = \sqrt{\frac{K}{m_i}}\ , \quad z_i = \pm\frac{e\mathcal{E}}{m_i\omega_i^2}, \qquad (5')$$

В (3), (5') знак ”+” относится к электронам в зоне проводимости, знак ”-” – к дыркам в валентной зоне.

Полные энергии электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне соответственно равны:

$$E^{e}_{l} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_e} + E^{e}_{ol} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_e} + \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar\,\omega_e - \frac{e^2\mathcal{E}^2}{2m_e\omega_e^2} \qquad (6)$$

$$E^{h}_{p} = E_g + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_h} + E^{h}_{op} = E_g + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_h} + \left(p + \frac{1}{2}\right)\hbar\,\omega_h - \frac{e^2\mathcal{E}^2}{2m_h\omega_h^2}\ , \qquad (7)$$

где E_g - ширина запрещённой зоны объёмного полупроводника $GaAs$, $\quad k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Рассмотрим переходы из верхней валентной зоны в нижнюю зону проводимости. В дипольном приближении вероятность перехода в единицу времени из основного состояния в возбуждённое состояние дается выражением:

$$\mathrm{P}_{lp} = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{eA_0}{mc}\right)^2 \delta_{k_{экс}}\ \ \delta_{м}\left|\vec{\xi}\, M_{lp}(0)\right|^2 \left|F(0)\right|^2\ \delta(E_{экс} - E_0 - \hbar\omega). \qquad (8)$$

Здесь $\vec{\xi}$ - единичный вектор поляризации электромагнитной волны,

$$M_{lp}(\vec{k}) = \int\limits_{(V)} \psi^{e^*}_{lk_\perp}(\vec{r})\ \hat{p}\ \psi^{h}_{pk_\perp}(\vec{r})\, d^3 r \qquad (9)$$

матричный элемент импульса между состояниями ρ–ой подзоны валентной зоны и l- й подзоны зоны проводимости, $F(\vec{r})$ - огибающая функция для экситона Ваннье, описывающая относительное движение электрона и дырки, $\delta_{k_{экс}}$ и $\delta_{м}$ отражают законы сохранения квазиимпульса и полного спина.

Подставив выражение (2) в (9) и, выполняя интегрирование, получим:

$$M_{lp}(0) = \frac{P_{eh}}{\sqrt{\pi 2^{l+p} l!\, p!}} \cdot \left(\frac{2\beta_e \beta_h}{\beta_e^2 + \beta_h^2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\beta_e^2 \beta_h^2 z_0^2}{2(\beta_e^2 + \beta_h^2)} \right) \cdot J_{lp}\ , \qquad (10)$$

где $p_{eh} = \dfrac{1}{\Omega_0} \int\limits_{\Omega_0} u_e^*(\vec{r})\ \hat{p}\ u_h(\vec{r})\, d^3 r$, $\qquad z_0 = |z_e| + |z_h|$,

$$J_{lp} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} H_l \left(\frac{2\beta_e}{\sqrt{\beta_e^2 + \beta_h^2}} x - \frac{\beta_e \beta_h^2 z_0}{\beta_e^2 + \beta_h^2} \right) H_p \left(\frac{2\beta_h}{\sqrt{\beta_e^2 + \beta_h^2}} x + \frac{\beta_h \beta_e^2 z_0}{\beta_e^2 + \beta_h^2} \right) dx\ , \qquad (11)$$

H_p - полином Эрмита.

Принимая во внимание, что вероятность нахождения частицы в смещенном из положения равновесия состоянии экспоненциально убывает с z , а расстояние между положениями равновесия электрона и дырки z_0~10Å намного меньше диаметра трёхмерного экситона $a_э$ ~300Å, можно предположить, что вследствие кулоновского взаимодействия электрон и дырка образуют двумерный экситон. Тогда, согласно [5] $F(\vec{r}) = S\Phi(\vec{r})$ и, соответственно, для связанных состояний и для состояний непрерывного спектра относительного движения электрона и дырки в плоскости квантовой ямы можно написать:

$$|\Phi_n(0)|^2 = \left[\pi a^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^3 \right]^{-1}\ , \quad E_n = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \varepsilon_0^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2}, \quad n = 0,1,2,... \qquad (12)$$

$$|\Phi_{k_\perp}(0)|^2 = \frac{e^{\frac{\pi}{a k_\perp}}}{S ch \frac{\pi}{a k_\perp}}$$

$\mu = \dfrac{m_e m_h}{m_e + m_h}$, $\qquad a = \dfrac{\varepsilon_0 \hbar^2}{\mu e^2}$ - эффективный боровский радиус экситона.

Коэффициент поглощения α есть по определению отношение плотности поглощенной в единицу времени энергии $\hbar\omega W$ к величине потока энергии uc/n :

$$\alpha = \frac{\hbar\omega W}{uc/n} \tag{13}$$

Чтобы найти вероятность переходов W надо просуммировать (8) по всем возможным состояниям: выполнить суммирование по индексам под зон l, ρ по спиновым состояниям, а также проинтегрировать по $d\vec{k}_\perp$ по первой зоне Бриллюэна для переходов между состояниями непрерывного спектра и просуммировать по квантовому числу n поперечных состояний для переходов в связанные состояния экситона. Тогда для коэффициента поглощения получим выражение:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\beta_e^2\beta_h^2 z^2}{\beta_e^2+\beta_h^2}\right)\sum_{l,p}\frac{J_{lp}^2}{2^{l+p}l!\rho!}\left\{\frac{e^\chi}{ch\chi}\theta(\hbar\omega - E_{ol}^e - E_{op}^h - E_g)+\right.$$

$$\left.+\sum_n \frac{\hbar^2}{\mu a^2\left(n+\frac{1}{2}\right)^3}\delta(E_n + E_{ol}^e + E_{op}^h + E_g - \hbar\omega)\right\}, \tag{14}$$

$$\alpha_0 = \frac{8\mu e^2(\vec{\xi}\vec{\rho}_{eh})^2}{ncm^2\hbar^2\omega d}\;\frac{\beta_e\beta_h}{\beta_e^2+\beta_h^2}\;,\;\; \chi = \frac{\pi\hbar}{a}\left[2\mu\left(\hbar\omega - E_{ol}^e - E_{op}^h - E_g\right)\right]^{-1/2}$$

Здесь $\theta(x)=1$ при $x \ge 0$ и $\theta(x)=0$ при $x<0$.

Из полученного выражения видно, что зависимость $\alpha(\omega)$ имеет характерный для квазидвумерных систем ступенчатый вид. При энергии фотонов $\hbar\omega = 1{,}5eV$ и значениях параметров структуры $d = 325$ Å $m_e = 0{,}0665m,\ m_h = 0{,}34m,\ \Delta E_c = 0{,}25eV,\ \Delta E_\upsilon = 0{,}17eV$ для переходов $l=p=0$ в отсутствие электрического поля коэффициент поглощения $\alpha(0) \approx 7\cdot 10^3 см^{-1}$. С увеличением электрического поля коэффициент поглощения уменьшается, при $\mathcal{E} = 10$ *kv/см* отношении $\alpha(0)/\alpha(\mathcal{E}) \approx 1{,}4$. В электрическом поле край поглощения сдвигается в низкочастотную область (ширина запрещённой зоны уменьшается), при $\mathcal{E} = 10$ *kv/см* и 40 *kv/см* сдвиг края поглощения составляет, соответственно, $\Delta E \approx 0{,}7\ meV$ и $\Delta E = 11\ meV$.

Как видно из выражения (14) в электрическом поле влияние кулоновского взаимодействия электрона и дырки на поглощение уменьшается. Образованию двумерных экситонов соответствуют пики поглощения, расположенные в высокочастотной области ступенек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гадирова И.Р. Вестник БГУ, сер. физ.-мат наук, №4, 2009, с.139.
2. Гадирова И.Р. Материалы Международной научной конференции, посвящённой 90-летию БГУ (Баку, 30-31 октября 2009 года) с. 217.
3. S.Schmitt – Rink, D.S.Chemla, D.A.B. Miller. Adv. Phys. 38(2), 1989, p. 89.
4. Синявский Э.П., Соковнич С.М., Хамидуллин Р.А. ФТП 39, 11, 2005, с.1359.
5. Shinada M., Sugano S. J.Phys. Soc. Japan. 21, 10, 1966, p. 1936.

BİRCİNS ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ YERLƏŞƏN PARABOLİK KVANT ÇUXURUNDA İŞIĞIN ZONALARARASI UDULMASI

İ.R.QƏDİROVA

XÜLASƏ

Elektrik sahəsində yerləşən parabolik kvant çuxurunda işığın zonalararası udulmasının xüsusiyyətləri öyrənilmişdir. Kulon qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaqla udulma əmsalının ifadəsi alınmışdır.

THE INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN A PARABOLIC QUANTUM WELL IN A UNIFORM ELECTRIC FIELD

I.R.GADIROVA

SUMMARY

The interband optical transitions in a parabolic quantum well in a uniform electric field are studied. The absorption coefficient is calculated accounting the exciton effects.