Письма в ЖТФ, том 18, вып. 11 12 июня 1992 г.

01; 06.3; 07

ДВОЙНОЙ ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

В.А. Синяк

Уникальность оптических свойств квантовых ям и сверхрешеток находит широкое применение в оптоэлектронике при создании новых устройств и приборов и вызывает в настоящее время неослабевающий интерес. Большое количество работ посвящено межзонным оптическим переходам, экситонным эффектам, электропоглощению, оптическому эффекту Штарка и многим другим линейным и нелинейным оптическим свойствам полупроводниковых квантовых ям (см. обзор [1]).

Представляет интерес рассмотреть межзонное поглощение слабого света частоты ω_1 полупроводниковой квантовой ямой с бесконечными стенками при воздействии мощной электромагнитной волны частоты $\omega < \mathcal{E}_g$ ($\mathcal{E}_g$ – ширина запрещенной зоны). Мощная электромагнитная волна распространяется перпендикулярно плоскости ямы. Эффекты внутризонного поглощения не учитываем, предполагая, что $\omega, \omega_1 > E_{n_1}, n_2$, где $\Delta E_{n_1,n_2}$ – расстояние между соседними уровнями размерного квантования в одной зоне.

В приближении эффективной массы волновые функции носителей заряда в полупроводниковой квантовой яме с бесконечными стенками в поле мощной электромагнитной волны, задаваемой векторным потенциалом

$$\vec{A}(t)=\frac{c}{\omega}\mathcal{E}(\vec{e}_x\cos\omega t+\vec{e}_y\sin\omega t), \tag{1}$$

имеют вид

$$\Psi^i_{n_i}(\vec{r},t)=\frac{1}{\sqrt{L_xL_y}}u_i(\vec{r})e^{\frac{i}{\hbar}(p_x x+p_y y)}\psi^i_{n_i}(z,t). \tag{2}$$

Здесь $u(\vec{r})$ – периодическая часть волновой функции в плоскости (x, y), $i=c,v$; $\vec{e}_x$ и $\vec{e}_y$ – единичные векторы поляризации вдоль соответствующих осей; e – заряд электрона; c – скорость света;

$$\psi^i_{n_i}(z,t)=\sqrt{\frac{2}{d}}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left[E^i_{n_i}t+f_i(t)\right]\right\}\sin\frac{\pi n_i}{d}z;$$

$$f_i(t)=\frac{e\mathcal{E}}{m_i\omega^2}\left(P_x\sin\omega t+P_y\cos\omega t\right);$$

d – ширина ямы; n_i – номер уровня размерного квантования в зоне i ; $m_i=-m_v^*$ для валентной зоны и $m_i=m_c^*$ для зоны проводимости;

$$E_{n_c}^{c}=\frac{1}{2m_c^*}\left(P_\perp^2+\frac{\hbar^2\pi^2}{d^2}n_c^2+\frac{e^2\mathcal{E}^2}{\omega^2}\right)+\mathcal{E}_g;$$

$$E_{n_v}^{v}=-\frac{1}{2m_v^*}\left(P_\perp^2+\frac{\hbar^2\pi^2}{d^2}n_v^2+\frac{e^2\mathcal{E}^2}{\omega^2}\right);$$

$$P_\perp^2=P_x^2+P_y^2.$$

Используя волновые функции (2), для мнимой части восприимчивости $Im\chi$ получим

$$Im\chi=\frac{2\pi\hbar^2|\vec{P}_{cv}|^2e^2}{L_xL_yd\,m_0^2\hbar^2\omega_1^2}\sum_{P_\perp,n_1}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}|B_n(P_\perp)|^2\delta\left(\beta-\frac{P_\perp^2}{2\mu}\right), \tag{3}$$

где $\mu^{-1}=m_c^{*-1}+m_v^{*-1}$; $\vec{P}_{cv}$ – межзонный матричный элемент; $n_1=n_c=n_v$;

$$\beta=\hbar\omega_1+n\hbar\omega-\mathcal{E}_g-\frac{1}{2\mu}\left(\frac{\hbar^2\pi^2}{d^2}n_1^2+\frac{e^2\mathcal{E}^2}{\omega^2}\right).$$

Величина $\dfrac{e^2\mathcal{E}^2}{2\mu\omega^2}$ имеет смысл сдвига уровня размерного квантования n_1, связанного с полем; n – число поглощенных фотонов сильного поля. $B_n(P_\perp)$ – коэффициенты разложения в ряд фурье функции:

$$\exp\left\{\frac{i}{\hbar}(f_c-f_v)\right\}=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}B_n(P_\perp)e^{in\omega t}.$$

Выражение (3) получено для прямых межзонных переходов в пренебрежении импульсов фотона слабого света.

Интегрирование по импульсам в (3) в полярных координатах дает для $Im\chi$

$$Im\chi=\frac{R}{d}\sum_{n_1}\sum_{n=1}^{\infty}J_n^2\left(\sqrt{\alpha\beta}\right)\theta(\beta), \tag{4}$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода;

$$R=\frac{\mu e^2|\vec{P}_{cv}|^2}{m_0^2\hbar^2\omega_1^2};\quad \alpha=\frac{2e^2\mathcal{E}^2}{\mu\hbar^2\omega^4};\ \theta(x)=\begin{cases}1, & x>0\\ 0, & x<0.\end{cases}$$

При $\mathcal{E}\to 0$ получаем из (4) известное выражение $Im\chi$ для однофотонного поглощение [1, 2]:

$$Im\chi=\frac{R}{d}\sum_{n_1}\theta\left(\hbar\omega_1-\mathcal{E}_g-\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu d^2}n_1^2\right). \tag{5}$$

Зависимость $Im\chi$ в (5) от $\hbar\omega_1$, как и плотность состояний в двумерных системах, носит ступенчатый характер.

Различие $Im\chi$ (4) и (5) состоит в том, что в случае присутствия мощной электромагнитной волны выражение для мнимой части восприимчивости содержит осциллирующий весовой множитель $J_n^2(\sqrt{\alpha}\rho)$, который существенно меняет $Im\chi$, следовательно, и коэффициента поглощения $K(\omega_1)$. Положение ступенек по $\hbar\omega_1$ сдвинуто по сравнению со случаем отсутствия сильного поля на величину $n\hbar\omega-\frac{e^2\mathcal{E}^2}{2\mu\omega^2}$.

Оценим величину коэффициента поглощения

$$K(\omega_1)=\frac{4\pi\omega_1}{cn}Im\chi$$

для квантовой ямы $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ при следующих значениях параметров [3]: d=9.5 нм; m_c^*=0.0665 m_0; m_v^*=0.45 m_0; $\mathcal{E}_g$=1.52 эВ; $\mathcal{E}=10^5$ В/см; $\omega_1=10^{15}$ с$^{-1}$; $\omega=2\cdot10^{15}$с$^{-1}$, показатель преломления n=4. Воспользуемся апроксимацией $\left|\frac{\vec{P}_{cv}}{m_0}\right|=\frac{\mathcal{E}_g}{\mu}$. Оценки дают значение $K(\omega_1)\sim 10^2$ см$^{-1}$.

Список литературы

[1] Schmitt-Rink S., Chemla D.S., Miller A.B. // Advances in Physics. 1989. V. 38. N 4. P. 89-198.

[2] Чайковский И.А. // Изв. АН МССР. 1975. № 2. С. 50-56.

[3] Trallero Giner C., Lopez Gondar J. // Physica. 1986. V. 138. B + C. N 3. P. 287-294.

Институт прикладной
физики АНМ, Кишинев

Поступило в Редакцию
21 апреля 1992 г.