Линейно-циркулярный дихроизм нелинейного поглощения света в квантовой яме

© *Р.Я. Расулов, Ю.Е. Саленко, Т. Эски, А. Тухтаматов*

Ферганский государственный университет,
712000 Фергана, Узбекистан

(Поступила в Редакцию 12 ноября 1997 г.)

Рассчитан спектр дальнего инфракрасного поглощения света, обусловленного оптическими переходами дырок между подзонами размерного квантования в структурах типа p-GaAs/AlGaAs (001) с квантовыми ямами. Анализируются правила отбора для оптических переходов в центре двумерной зоны Бриллюэна. Учтено резонансное насыщение однофотонных электронных переходов между размерно-квантованными подзонами легких и тяжелых дырок. Исследован линейно-циркулярный дихроизм однофотонного нелинейного (резонансного) и двухфотонного поглощения света в размерно-квантованной яме.

В настоящее время все чаще появляются как экспериментальные, так и теоретические работы, посвященные исследованиям оптических явлений в структурах с квантовой ямой (см., например, [1] и ссылки там), где в основном рассматриваются оптические переходы между подзонами размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны полупроводника.[1]

Далее мы исследуем поглощение света в полупроводниковой квантовой яме, связанное с оптическими переходами между подзонами размерного квантования легких и тяжелых дырок. Для того чтобы выяснить основные закономерности поглощения поляризованного излучения, рассмотрим простейший случай — бесконечно глубокой симметричной квантовой ямы (при этом отсутствием центра инверсии в полупроводниках типа A_2B_5 мы пренебрегаем).

Известно, что ограничение поперечного движения электрона в квантовой яме приводит к размерному квантованию поперечного компонента квазиимпульса (k_z) (см., например, [1–3]). Это квантование приводит к расщеплению каждой энергетической ветви валентной зоны на двумерные подзоны. В этом случае состояния свободных дырок характеризуются двумерным волновым вектором $\mathbf{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ и номером подзоны n. При $\mathbf{k}_\perp = 0$ состояния тяжелых дырок (h) с проекцией момента $m = \pm 3/2$ на главную ось структуры z и легких дырок (l) с $m = \pm 1/2$ не смешиваются, и им отвечают две независимые серии с энергией

$$E_h^0 = \left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_h},$$

$$E_l^0 = \left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_l}, \tag{1}$$

где $m_h(m_l)$ — объемная эффективная масса тяжелых (легких) дырок, $n = 1, 2, 3, \ldots, d$ — ширина ямы.

Далее считаем, что четыре блоховских состояния тяжелых и легких дырок описываются базисом Латтинжера–Кона [4], умноженным на $\exp(ik_z z)$, а ось z совпадает с направлением [001], т.е. направлена по нормали к поверхности стенки.

Нетрудно показать, что расчет коэффициента поглощения света в структуре с квантовыми ямами отличается от расчета для объемного образца заменой нормировочного объема V на площадь S, а также переходом от суммирования по трехмерному волновому вектору $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ к суммированию по двумерному волновому вектору $\mathbf{k}_\perp$ и по индексам уровней размерного квантования.

В пределе бесконечно высоких барьеров матричный элемент оператора скорости для межподзонных оптических переходов $(lnm) \to (l'n'm')$ в структуре с $z \parallel [001]$ с квантовой ямой $\mathbf{k}_\perp = 0$ имеет вид

$$\mathbf{ev}^{(0)}_{l'n'm',\,lnm} = \frac{2}{\hbar} k_z^{(nn')} \Big\{ (A \pm B) e_z \delta_{mm'} + B[J_z, \mathbf{J}_\perp \mathbf{e}_\perp]_{m'm} \Big\}. \tag{2}$$

Здесь

$$k_z^{(nn')} = -\frac{i}{d} \frac{2n'n}{n'^2 - n^2} \left[1 - (-1)^{n+n'}\right], \tag{3}$$

$m, m' = \pm 3/2, \pm 1/2$, J_α — матрицы в базисе Латтинжера–Кона, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации света, A, B — зонные параметры полупроводника [4], $m, m' = \pm 3/2$ при $l, l' = h$; $m, m' = \pm 1/2$ при $l, l' = l$.

Из (2) и (3) видно, что в модели бесконечно высоких барьеров правила отбора для оптических переходов в точке $\mathbf{k}_\perp = 0$ имеют следующий вид: в поляризации $\mathbf{e} \parallel z$ разрешены переходы $(hn) \to (hn')$ и $(ln) \to (ln')$, а в поляризации $\mathbf{e} \perp z$ — переходы $(hn) \to (ln')$, где n и n' имеют разную четность. Заметим, что для структуры GaAs–AlGaAs n-типа межподзонные оптические переходы в поляризации $\mathbf{e} \perp z$ запрещены.

При $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ волновые функции дырок содержат примесь всех четырех состояний: $m = \pm 3/2, \pm 1/2$, и указанные простые правила отбора нарушаются.

При низкой температуре функция распределения имеет ступенчатый вид $\theta(E - E_F)$, E_F — химический потенциал дырок. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам $h1 \to hn, ln$. Каждый из

[1] Например, в гетероструктурах, состоящих из тонких слоев GaAs, чередующихся со сравнительно широкими слоями AlGaAs.

пиков ограничен областью энергий $\hbar\omega$ между $E_h^{(n)} - E_h^{(1)}$ (или $E_l^{(n)} - E_l^{(1)}$ и $E_h^{(n)}(k_F) - E_F$ (или $E_l^{(n)}(k_F) - E_F$), где k_F — квазиимпульс Ферми[2] [1].

В дальнейшем рассмотрим линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) при нелинейном одно- и двухфотонном поглощении в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. Сначала учтем насыщение одноквантовых оптических переходов [6,7] в структурах типа p-GaAs/AlGaAs. Тогда выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно-квантованной яме с шириной d можно записать в виде

$$K^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{I} \sum_{\substack{\mathbf{k}_\perp;mm',\\ l,l';nn'}} \left| M^{(1)}_{l'm'n',lmn} \right|^2 \Delta_{l'l}\delta \times \left(E_{l'n'\mathbf{k}_\perp} - E_{ln\mathbf{k}_\perp} - \hbar\omega \right), \tag{4}$$

где

$$\Delta_{l'l} = \frac{f^{(0)}_{ln\mathbf{k}_\perp} - f^{(0)}_{l'n'\mathbf{k}_\perp}}{\left[1 + 4\hbar^{-2} T_l T_{l'} |M^{(1)}_{l'n'm',lnm}|^2\right]^{1/2}}, \tag{5}$$

$M^{(1)}_{l'n'm',lnm}$ — матричный элемент однофотонного оптического перехода $|l'n'm'\rangle \to |lnm\rangle$, T_l — время выхода из резонансной области дырок ветви l, $E_{ln\mathbf{k}_\perp}$ — энергетический спектр, $f^{(0)}_{ln\mathbf{k}_\perp}$ — равновесная функция распределения дырок (с учетом размерного квантования), δ — функция описывает закон сохранения энергии для рассматриваемого выше оптического перехода. Выше мы учли, что носители тока размерно квантованы по оси z, а по остальным направлениям остаются блоховскими. Тогда в представлении Латтинжера–Кона [4] имеем

$$K^{(1)} = \frac{2\alpha D^2}{\hbar^3 \omega n_\omega d} \sum_{n'n} \left| k_z^{(nn')} \right|^2 \mu_{2n',1n} \times \sum_{s=\pm} \int \frac{|e'_s|^2 d\Omega}{(1 + A_{nn'}|e'_s|^2)^{1/2}}, \tag{6}$$

где

$$A_{nn'} = \frac{I}{I_0} \frac{D^2}{B^2} \left| dk_z^{(nn')} \right|^2, \quad \mu^{-1}_{2n',1n} = m_l^{(n')^{-1}} - m_h^{(n)^{-1}},$$

$$I_0 = \frac{\hbar^3 \omega^2 n_\omega d^2}{8\pi\alpha T_1 T_2 B^2}, \qquad \mu_{1n',1n} = \mu_{2n',1n}(l \to h), \tag{7}$$

α — простоянная тонкой структуры ($e^2/c\hbar$), выражения для $m_l^{(n)}$ и $m_h^{(n)}$, приведенные, например, в [1], мы не даем здесь из-за их громоздкости, B, D — объемные зонные параметры полупроводника (p-GaAs), $e'_\pm = e_{x'} \pm i e_{y'}$, $e_{x'}$, $e_{y'}$, $e_{z'}$ — проекции вектора поляризации $\mathbf{e}$ на оси x', y', z', связанные с направлением двумерного волнового вектора $\mathbf{k}_\perp$, ω — частота, I — интенсивность возбуждающего света, n_ω — коэффициент преломления света на частоте ω, Ω — телесный угол вектора $\mathbf{k}_\perp$. Тогда для линейно поляризованного света имеем

$$|e_{z'}|^2 = \cos\theta_{\mathbf{e}}, \qquad |e'_\pm|^2 = 1 - |e_{z'}|^2, \tag{8}$$

а для циркулярно поляризованного света

$$|e_{z'}|^2 = \frac{1}{2}\sin^2\theta_\varkappa, \quad |e'_\pm|^2 = 1 - |e_{z'}|^2 \mp P_c \cos\theta_\varkappa, \tag{9}$$

где $\varkappa$ — волновой вектор фотона, P_c — степень циркулярной поляризации.

Забегая вперед, отметим, что нельзя получить аналитический вид для коэффициента однофотонного нелинейного (резонансного) поглощения света. Поэтому далее исследуем область интенсивности света, удовлетворяющую условию $I \ll I_0$. Тогда в случае p-поляризации, т. е. $\mathbf{e} \perp z$, имеем

$$K_\perp^{(1)} = \frac{2\pi\alpha}{n_\omega \hbar^3 \omega d^3} B^2 \sum_{nn'} Q^{(\perp)}_{n'n}, \tag{10}$$

где

$$Q^{(\perp)}_{n'n} = |\mu_{2n',1n}| \left| k_z^{(n'n)} d \right|^2 \times \left\{ \tilde{a} - \tilde{b} \frac{I}{I_0} \frac{D^2}{B^2} \left| k_z^{(n'n)} d \right|^2 \right\} \frac{D^2}{B^2}, \tag{11}$$

$\tilde{a} = 78/12$, $\tilde{b} = 35/12$ для линейной поляризации света; $\tilde{a} = 1$, $\tilde{b} = 7/16$ для циркулярной поляризации.

В случае другой геометрии опыта, т. е. при $\mathbf{e} \parallel z$ (s — поляризация), имеем

$$K_\parallel^{(1)} = \frac{2\pi\alpha B^2}{n_\omega \hbar^3 \omega d^3} \sum_{nn',\, s=\pm} Q^{(s)}_{n'n}, \tag{12}$$

где

$$Q^{(\pm)}_{n'n} = 4 \left(\frac{B \pm A}{B} \right) |\mu_\pm|^2 \left| dk_z^{(n'n)} \right|^2 \times \left\{ \tilde{a}_1 - \tilde{b}_1 \frac{I_\pm}{I_0} \left| dk_z^{(n'n)} \right|^2 \right\},$$

$$I_\pm = (B \pm A)I/B, \quad \mu_- = \mu_{1n',1n}, \quad \mu_+ = \mu_{2n',1n}, \tag{13}$$

$\tilde{a} = 1$, $\tilde{b}_1 = 3/8$ для линейной поляризации света; $\tilde{a}_1 = 1/2$, $\tilde{b}_1 = 3/32$ для циркулярной поляризации.

Теперь проанализируем случай другого, двухфотонного (без учета резонансного насыщения данного оптического перехода, вклад в коэффициент поглощения которого имеет малость второго порядка), нелинейного поглощения света [5]. Тогда после несложных, но громоздких вычислений запишем выражения для коэффициента двухфотонного поглощения света в виде

$$K_\parallel^{(2)} = K^{(2)}(\mathbf{e} \parallel z) = K_\parallel^0 \left(J_{lh} + J_{hh} \right), \tag{14a}$$

$$K_\perp^{(2)} = K^{(2)}(\mathbf{e} \perp z) = K_\perp^0 \left(\tilde{J}_{lh} + \tilde{J}_{hh} \right), \tag{14b}$$

[2] В общем случае (при $k_\perp \neq 0$, $T \neq 0$) расчет коэффициента поглощения света в структурах p-GaAs/AlGaAs с квантовой ямой с бесконечными стенками произведен в [5].

где

$$\frac{K_\perp^0}{K_\parallel^0} = \frac{a_1 D^2}{4(A+B)^2}, \qquad K_\perp^0 = K_1^0 \frac{I}{I_1},$$

$$I_1 = \left(\frac{5\pi}{128}\right)^2 \frac{3n_\omega}{4\pi\alpha} \frac{\hbar\omega^2}{d} \left(\frac{\hbar^2 B}{2m_0 D^2}\right)^2, \quad K_1^0 = \frac{2\pi\alpha B^2 m_0}{n_\omega \hbar^3 \omega d^3},$$

$$J_{lh} = \frac{\mu_{ll}^{(31)}}{m_0} \left| \left(\frac{5\pi^2}{256}\right)^2 - \frac{1}{\left(2\frac{\mu_{ll}^{(31)}}{\mu_{ll}^{(21)}} - 1\right)\frac{\hbar\omega}{E_0}\frac{m_l}{m_0} + 3 - 8\frac{\mu_{ll}^{(31)}}{\mu_{ll}^{(21)}}} \right|^2,$$

$$J_{hh} = J_{lh}\left(\frac{A-B}{A+B}\right)^2,$$

$$J'_{hh} = \frac{\mu_{hh}^{(31)}}{m_0} \left| \left(2\frac{\mu_{hh}^{(31)}}{\mu_{lh}^{(21)}} - 1\right)\frac{\hbar\omega}{E_0} + 4\frac{m_0}{m_{lh}} - \frac{m_0}{m_{hh}}\left(1 + 8\frac{\mu_{hh}^{(31)}}{\mu_{hh}^{(21)}}\right) \right|^{-2},$$

$$J'_{lh} = J_{hh}(l \leftrightarrow h), \qquad E_0 = \hbar^2\pi^2(2m_0 d^2)^{-1},$$

$$\mu_{ll'}^{(nn')} = \mu_{ln,l'n'}, \tag{15}$$

$a_1 = 8/3$ для линейной поляризации света, $a_1 = 1,2$ для циркулярной поляризации. По нашим расчетам коэффициент линейно-циркулярного дихроизма при двухфотонном поглощении равен 1.5 при $\mathbf{e} \perp z$ и 8/3 при $\mathbf{e} \parallel z$.

В заключение заметим, что нелинейное поглощение света в структурах с квантовыми ямами сильно отличается от нелинейного поглощения в объемном полупроводнике. Это связано с тем, что в структурах с размерно-квантованными ямами поглощение света протекает как в пространстве двумерного волнового вектора $\mathbf{k}_\perp$ (аналогично поглощению в объемном полупроводнике), так и между уровнями размерного квантования. Именно вторая ступень поглощения света видоизменяет правила отбора оптических переходов при нелинейном поглощении света. Например, при двухфотонном поглощении света появляется дополнительный вклад в $K^{(2)}$ за счет учета закона сохранения энергии между начальным и промежуточными состояниями. Этот вклад возникает при выполнении условия

$$\frac{\mu_{\bar{l},\bar{n},l'n'}}{\mu_{l'n',\,l_1n_1}} = \frac{\hbar\omega - E_0(\bar{n}^2 - n'^2)}{2\hbar\omega - E_0(n'^2 - n_1^2)} \tag{16}$$

при двухфотонном поглощении света и условия

$$\frac{\mu_{l''n'',\,l'n'}}{\mu_{l_1n_1,ln}} = \frac{2\hbar\omega - E_0\left(\nu''^2_l - \nu'^2_{l'}\right)}{3\hbar\omega - E_0\left(\nu^2_{l_1} - \nu^2_l\right)} \tag{17}$$

при трехфотонном поглощении, где $|\bar{l}\bar{n}\rangle$ или $|l_1n_1\rangle$ — промежуточные, $|ln\rangle$ — начальное, $|l'n'\rangle$ или $|l''n''\rangle$ — конечные состояния дырок, $\nu_l^2 = n^2 m_0/m_l$.

Также считаем уместным отметить, что при наклонном к стенке ямы падении света коэффициент однофотонного поглощения света (без учета резонансного насыщения) также зависит от степени поляризации света. Этот случай, по-видимому, не является проявлением линейно-циркулярного дихроизма при однофотонном поглощении света, а, по всей вероятности, является двулучепреломлением, которому будет посвящена отдельная работа.

Список литературы

[1] Р.Я. Расулов. Докт. дис. СПб. (1993). 286 с.
[2] Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский. УФН **96**, *2*, 61 (1968).
[3] Т. Андо и др. Электронные свойства двумерных систем. Мир, М. (1985). 437 с.
[4] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1973). 754 с.
[5] Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. ФТП **29**, *6*, 91 (1995).
[6] Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ **92**, *4*, 1471 (1987).
[7] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошницкий, Б.Я. Авербух. ФТТ **35**, 198 (1993).