

Анизотропия магнитооптического поглощения комплексов квантовая точка–примесный центр

© В.Д. Кревчик[¶], А.Б. Грунин, Р.В. Зайцев

Пензенский государственный университет,
440017 Пенза, Россия

(Получена 10 января 2001 г. Принята к печати 5 марта 2002 г.)

Рассмотрены магнитооптические свойства комплексов (квантовая точка)–(примесный центр), синтезированных в прозрачной диэлектрической матрице. Для описания одноэлектронных состояний в квантовой точке использовалась параболическая модель потенциала конфайнмента. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы проведен расчет коэффициента примесного поглощения света для случаев продольной и поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации с учетом дисперсии размеров квантовых точек. Показано, что в случае продольной поляризации край полосы примесного поглощения в магнитном поле сдвигается в коротковолновую область спектра, при этом величина коэффициента поглощения возрастает в несколько раз. Для спектра примесного поглощения света поперечной поляризации характерен квантово-размерный эффект Зеемана. Показано, что анизотропия магнитооптического поглощения является немонотонной функцией частоты света и слабо зависит от глубины залегания примесного уровня.

1. Магнитооптика комплексов (квантовая точка)–(примесный центр) (КТ–ПЦ), синтезированных в прозрачной диэлектрической матрице, представляет интерес в связи с возможностью создания фотоприемников с управляемой рабочей частотой и чувствительностью в области примесного поглощения света. Магнитооптическое поглощение в многоямных квантовых системах GaAs–Ga_{0.75}Al_{0.25}As с участием D⁻-состояний экспериментально исследовалось в [1]. При анализе эксперимента обычно используют вариационный подход для описания локализованного состояния электрона на D⁻-центре [2]. Этот подход обладает хорошо известными недостатками, наиболее существенный из которых — элемент случайности в выборе пробных волновых функций. В работе [3] теоретически использовалось магнитооптическое поглощение в полупроводниковой квантовой яме (КЯ), обусловленное переходом электрона из D⁻-состояния на уровни Ландау. При этом связанное состояние описывалось в модели потенциала нулевого радиуса [4,5]. Однако при расчете коэффициента поглощения света неявно предполагалось, что локализованное электронное состояние формируется исключительно состояниями нижней подзоны размерного квантования. По-видимому, это оправдано только в квантовом пределе, когда $L \ll a_d$ (L — ширина КЯ, a_d — эффективный боровский радиус). В случае полупроводниковых КТ, когда $R_0 \ll a_d$ (R_0 — радиус КТ), возникает естественный вопрос о границах применимости понятия эффективной массы при расчете энергетического спектра примесного электрона. Ранее [6,7] нами было показано, что метод потенциалов нулевого радиуса позволяет получить аналитическое решение для волновой функции локализованного носителя, а также проанализировать эффект позиционного беспорядка в полупроводниковых

КЯ и КТ с параболическим потенциальным профилем без ограничения на количество размерно-квантованных состояний, принимающих участие в формировании локализованного состояния.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование магнитооптического поглощения комплексов КТ–ПЦ, синтезированных в прозрачной диэлектрической матрице. Рассматривается случай как продольной, так и поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. Потенциал примеси имитируется потенциалом нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi/\alpha$ [7]

$$V_\delta(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = \gamma\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a)[1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_a)\nabla_{\mathbf{r}}], \quad (1)$$

где α определяется энергией связи E_i электронного локализованного состояния на этом же ПЦ в массивном полупроводнике; ПЦ локализован в точке $\mathbf{R}_a = (x_a, y_a, z_a)$. Такая модель, как известно [5], применима для описания D⁻-состояний, соответствующих присоединению дополнительного электрона к мелкому донору. Как отмечалось выше, уравнение Липпмана–Швингера допускает аналитическое решение для волновой функции $\Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)$ электрона, локализованного на короткодействующем потенциале в КТ с параболическим потенциальным профилем [7],

$$\Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = C \exp\left(-\frac{r^2 + R_a^2}{2a^2}\right) \times \int_0^\infty dt e^{-(\epsilon_a + 3/2)t} (1 - e^{-2t})^{-3/2} \times \exp\left\{-\frac{e^{-2t}(r^2 + R_a^2) - 2e^{-t}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)}{a^2(1 - e^{-2t})}\right\}. \quad (2)$$

[¶] E-mail: physics@diamond.stup.ac.ru
Fax: (8412) 666493

Здесь

$$C = \left[-\frac{\partial}{\partial \varepsilon_a} G(R_a, R_a; \varepsilon_a) \cdot a^3 \right]^{1/2}$$

— нормирующий множитель; $\varepsilon_a = |E_\lambda|/\hbar\omega_0$; $E_\lambda = -\hbar^2\lambda^2/2m^*$ — энергия связи ПЦ; m^* — эффективная масса электрона; ω_0 — характерная частота потенциала конфайнмента, которая связана с радиусом КТ R_0 и амплитудой потенциала КТ U_0 соотношением $2U_0 = m^*\omega_0^2 R_0^2$; $a = \sqrt{\hbar/m^*\omega_0}$. Уравнение, описывающее зависимость энергии связанного состояния E_λ примесного центра от параметров КТ и положения ПЦ R_a , имеет вид [7]

$$\sqrt{\eta^2 + \frac{3}{2}\beta^{-1}} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\beta\pi}} \int_0^\infty dt \exp[-(\beta\eta^2 + 3/2)t] \times \left\{ \frac{1}{2t\sqrt{2t}} - \frac{1}{(1-e^{-2t})^{3/2}} \exp\left[-\frac{R_a^{*2}\beta^{-1}}{2} \frac{(1-e^{-t})}{(1+e^{-t})}\right] \right\}, \quad (3)$$

где $\eta^2 = |E_\lambda|/E_d$, $\eta_i^2 = |E_i|/E_d$ — параметры, характеризующие энергию связанного состояния ПЦ в КТ и в массивном полупроводнике соответственно; $E_d = m^*e^4/(32\pi^2\hbar^2\varepsilon_0^2\varepsilon^2)$ — эффективная боровская энергия с учетом эффективной массы m^* и диэлектрической проницаемости ε ; $\beta = R_0^*/4\sqrt{U_0^*}$; $R_0^* = 2R_0/a_d$; $U_0^* = U_0/E_d$; $R_a^* = R_a/a_d$. Для описания одноэлектронных состояний в КТ мы используем потенциал конфайнмента вида $V(r) = m^*\omega_0^2 r^2/2$. Необходимо отметить, что для теоретического описания одноэлектронных состояний в КТ часто используется модель „жестких стенок“, т.е. потенциал конфайнмента выбирается в виде сферически-симметричной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками. Более строгий подход к форме удерживающего потенциала требует нахождения самосогласованного решения уравнения Пуассона и уравнения Шредингера. Как показывает анализ численных решений этих уравнений в случае КЯ [8], потенциал конфайнмента представляет собой почти параболический потенциал, но с отсеченной нижней частью. Такая форма потенциала достаточно близка к параболической, что позволяет считать последний вполне реалистичным при альтернативном выборе потенциала конфайнмента. Удобство параболического потенциала для теоретического исследования оптических свойств квазиульмерных структур в магнитном поле обусловлено тем, что он, как будет показано далее, позволяет получить явные формулы для коэффициентов примесного поглощения света соответственно продольной и поперечной поляризации с учетом дисперсии размеров КТ. Мы рассматриваем случай сильной локализации примесного электрона, когда $\lambda a \gg 1$ ($\lambda^2 \equiv 2m^*|E_\lambda|/\hbar^2$). Это дает возможность считать, что одноэлектронные

состояния в квантующем магнитном поле не искажены потенциалом примеси. В несимметричной калибровке векторного потенциала $\mathbf{A} = [\mathbf{B}, \mathbf{r}]/2$ невозмущенные примесными одноэлектронные состояния $\Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z)$ и соответствующие энергии E_{n_1, m, n_2} имеют вид [9]

$$\Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{a_1^{|m|+1}} \times \left[\frac{(n_1 + |m|)!}{2^{n_2+|m|+1} n_1! n_2! \pi \sqrt{\pi} (|m|)! 2^a} \right]^{1/2} \times \rho^{|m|} \exp\left[-\left(\frac{\rho^2}{4a_1^2} + \frac{z^2}{2a^2}\right)\right] H_{n_2}\left(\frac{z}{a}\right) \times F\left(-n_1, |m| + 1, \frac{\rho^2}{2a_1^2}\right) \exp(im\varphi), \quad (4)$$

$$E_{n_1, m, n_2} = \frac{|e|B\hbar m}{2m^*} + \hbar\omega_0(n_2 + 1/2) + \hbar\sqrt{\omega_0^2 + \frac{e^2 B^2}{4m^{*2}}}(2n_1 + |m| + 1), \quad (5)$$

где ρ, φ, z — цилиндрические координаты; $H_n(x)$ — полиномы Эрмита [10]; $F(\alpha, \beta, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [10]; $a_1^2 = a^2/2\sqrt{1 + a^4/4a_B^4}$; $a_B = \sqrt{\hbar/m^*\Omega}$ — магнитная длина; $n_1, n_2 = 0, 1, 2, \dots$ — квантовые числа, соответствующие уровням Ландау и уровням энергии осцилляторной сферически-симметричной ямы; $m = 0, \pm 1, \pm 2$ — магнитное квантовое число. В дальнейшем рассматривается только случай, когда величина магнитного поля такова, что влиянием его на основное состояние примеси в КТ можно пренебречь. Это возможно при выполнении неравенства $|E_\lambda| + (3/2)\hbar\omega_0 \gg \hbar\Omega$ ($\Omega = |e|B/m^*$ — циклотронная частота, $|e|$ — величина заряда электрона, B — величина магнитной индукции).¹ Поскольку в КТ с ПЦ имеет место эффект позиционного беспорядка [7]: энергия связи ПЦ является убывающей функцией его координаты, то введенное выше ограничение на величину поля \mathbf{B} можно несколько смягчить, рассматривая примесь, расположенную в центре КТ. Для этой ситуации, полагая в (2) $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$ и используя интегральное представление функции Уиттекера [12], получим [7]

$$\Psi_\lambda(r) = C \left(\frac{r^2}{a^2}\right)^{-3/4} \cdot \Gamma\left(\frac{\varepsilon_a + 3/2}{2}\right) W_{-\varepsilon_a/2, 1/4}\left(\frac{r^2}{a^2}\right). \quad (6)$$

Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция; $W_{\kappa, \mu}(x)$ — функция Уиттекера [12]; $C = \{2\sqrt{\pi}\Gamma(\varepsilon_a/2 + 7/4) \cdot a^3 [(\varepsilon_a/2 + 3/4) \times (\Psi(\varepsilon_a/2 + 7/4) - \Psi(\varepsilon_a/2 + 1/4)) - 1]/[(\varepsilon_a + 3/2)^2 \times \Gamma(\varepsilon_a/2 + 1/4)]\}^{-1/2}$; $\Psi(x)$ — логарифмическая

¹ Фотоионизация глубоких примесных центров в присутствии внешнего квантующего магнитного поля в массивном полупроводнике теоретически исследовалась в работах [10,11].

производная гамма-функции [12]. Нам не известны экспериментальные работы, где исследуется примесное поглощение света в полупроводниковых структурах с КТ в присутствии внешнего квантующего магнитного поля. Однако существующая в настоящее время технология δ -легирования (обзор дан в [13]) способна, по-видимому, обеспечить такую постановку задачи.

2. Рассмотрим поглощение света комплексом КТ–ПЦ в случае, когда $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_\lambda$ (\mathbf{e}_λ — единичный вектор поляризации света). Предполагается, что все характерные длины задачи велики по сравнению с постоянной решетки, а уровень основного состояния ПЦ достаточно асимметрично расположен относительно середины запрещенной зоны. Исходя из этого рассмотрение примесного поглощения света в КТ можно проводить в рамках метода эффективной массы в однозонном приближении. Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны $\hat{H}_{\text{int}}^{(s)}$ в случае продольной по отношению к направлению магнитного поля поляризации $\mathbf{e}_{\lambda s}$ запишется как

$$\hat{H}_{\text{int}}^{(s)} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^*2\omega}} I_0 e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} (\mathbf{e}_{\lambda s}, \hat{\mathbf{P}}), \quad (7)$$

где λ_0 — коэффициент локального поля; α^* — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости ϵ ; I_0 — интенсивность света, ω — его частота; q — величина волнового вектора; $\hat{\mathbf{P}}$ — оператор импульса электрона. Матричный элемент $M_{f\lambda}^{(s)}$, определяющий величину силы осциллятора дипольного оптического перехода электрона из основного состояния ПЦ $\Psi_\lambda(r)$ в состояния дискретного спектра КТ $\Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z)$, имеет вид

$$\begin{aligned} M_{f\lambda}^{(s)} &= \frac{(-1)^n i\pi\lambda_0}{2^{n-1}n! a_1} \sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{\omega}} \beta a^2 \\ &\times \frac{[(2n+1)!]^{1/2} \Gamma(\beta/2+n) [\Gamma(\beta/2-1/2)]^{1/2}}{[\Gamma(\beta/2+1)]^{1/2} \{(\beta/2)[\Psi(\beta/2+1) - \Psi(\beta/2-1/2)] - 1\}^{1/2}} \\ &\times (E_{n_1, 0, 2n+1} - E_\lambda) \sum_{k=0}^{n_1} (-1)^k C_{n_1}^k \left(1 + \frac{a^4}{4a_B^4}\right)^{k/2} \\ &\times \frac{2^{k+1} \Gamma(k+2)}{(1 + \sqrt{1 + a^4/4a_B^4})^{k+1}} \frac{1}{\Gamma(\beta/2+n+k+2)} \\ &\times F\left(\frac{\beta}{2} + n, k+1; \frac{\beta}{2} + n+k+2, 1 - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + a^4/4a_B^4}}\right), \quad (8) \end{aligned}$$

где $F(\alpha, \beta; \gamma, z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса [12]; $C_{n_1}^k$ — биномиальный коэффициент. В (8) учтены правила отбора, которые возникают при вычислении

интеграла вида

$$\int_{-\infty}^{\infty} u \exp[-(1+t)u^2] H_{n_2}(u) du = \begin{cases} 0, & \text{если } n_2 \neq 2n+1, \quad n=0, 1, 2, \dots, \\ (1+t)^{-3/2-n} \sqrt{\pi} \frac{(2n+1)!}{n!} (-1)^n t^n, & \text{если } n_2 = 2n+1. \end{cases} \quad (9)$$

Из (9) следует, что в случае продольной поляризации света оптические переходы с примесного уровня возможны только в состоянии с нечетными значениями квантового числа n_2 . Коэффициент примесного поглощения света $K^{(s)}(\omega)$ с учетом дисперсии размеров КТ² можно представить в виде

$$\begin{aligned} K^{(s)}(\omega) &= \frac{2\pi N_0}{\hbar I_0} \sum_{n_1, n} \sum_m \delta_{m,0} \int_0^{3/2} du P(u) \\ &\times |M_{f\lambda}^{(s)}|^2 \cdot \frac{1}{\hbar\omega_0\beta^*(X-\eta^2)} \\ &\times \delta\left[\frac{(2n+3/2) + \sqrt{1 + \beta^{*2}u^2/a^{*4}}(2n_1+1)}{\beta^*(X-\eta^2)} - u\right], \quad (10) \end{aligned}$$

где $\delta_{m,0}$ — символ Кронекера:

$$\delta_{m,0} = \begin{cases} 1, & \text{если } m=0, \\ 0, & \text{если } m \neq 0; \end{cases}$$

N_0 — концентрация КТ в диэлектрической матрице; $P(u)$ — функция Лифшица–Слезова [14]; $\delta(z)$ — δ -функция Дирака; $X = \hbar\omega/E_d$ — энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии; $\beta^* = \bar{R}_0^*/4\sqrt{U_0^*}$; $\bar{R}_0^* = 2\bar{R}_0/a_d$; $a^* = a_B/a_d$. Для выполнения интегрирования в (10) необходимо найти корни аргумента δ -функции Дирака. В результате приходим к уравнению вида

$$\frac{(2n+3/2) + \sqrt{1 + \beta^{*2}u^2/a^{*4}}(2n_1+1)}{\beta^*(X-\eta^2)} = 0. \quad (11)$$

Нетрудно убедиться, что только один корень данного уравнения u_{n, n_1}^* удовлетворяет закону сохранения энергии

² Предполагается, что дисперсия возникает в процессе фазового распада пересыщенного твердого раствора и удовлетворительно описывается формулой Лифшица–Слезова [14]

$$P(u = R_0/\bar{R}_0) = \begin{cases} \frac{3^4 e u^2 \exp[-1/(1-2u/3)]}{2^{5/3}(3+u)^{7/3}(3/2-u)^{11/3}}, & u < 3/2, \\ 0, & u > 3/2, \end{cases}$$

где e — основание натурального логарифма; R_0 и \bar{R}_0 — радиус КТ и его среднее значение соответственно.

гии для рассматриваемых оптических переходов:

$$u_{n,n_1}^* = \frac{(2n+3/2)(X-\eta^2)}{\beta^*[(X-\eta^2)^2 - (1/a^{*4})(2n_1+1)^2]} + \frac{(2n_1+1)\sqrt{(X-\eta^2)^2 + (1/a^{*4})[(2n+3/2)^2 - (2n_1+1)^2]}}{\beta^*[(X-\eta^2)^2 - (1/a^{*4})(2n_1+1)^2]} \quad (12)$$

С учетом (12) выражение для коэффициента примесного поглощения света продольной поляризации примет вид

$$K^{(s)}(\omega) = K_0 \beta^* X \sum_{n_1, n} \frac{(2n_1+1)(2n+1)! (2b_{n,n_1} + 3/2)^2}{2^{2n+1} (n!)^2 \Gamma(b_{n,n_1} + 7/4)} \times \frac{\Gamma(b_{n,n_1} + 1/4) \Gamma^2(b_{n,n_1} + 3/4 + n)}{\{(b_{n,n_1} + 3/4) [\Psi(b_{n,n_1} + 7/4) - \Psi(b_{n,n_1} + 1/4)] - 1\}} \times \frac{u_{n,n_1}^{*4} \exp[-1/(1 - 2u_{n,n_1}^*/3)]}{(u_{n,n_1}^* + 3)^{7/3} (3/2 - u_{n,n_1}^*)^{11/3}} \times |\beta^* u_{n,n_1}^* [(2n_1+1)^2/a^{*4} - (X-\eta^2)^2] + (2n+3/2)(X-\eta^2)|^{-1} \times \left[\sum_{k=0}^{n_1} (-1)^k C_{n_1}^k \frac{2^{k+1} \Gamma(k+2)}{\Gamma(b_{n,n_1} + 11/4 + n + k)} \times \frac{[\beta^*(X-\eta^2)u_{n,n_1}^* - (2n+3/2)]^{k+1}}{[\beta^*(X-\eta^2)u_{n,n_1}^* + 2(n_1-n) - 1/2]^{k+1}} \times F\left(b_{n,n_1} + 3/4 + n, k+1; b_{n,n_1} + 11/4 + n + k, 1 - \frac{2(2n_1+1)}{\beta^*(X-\eta^2)u_{n,n_1}^* + 2(n_1-n) - 1/2}\right) \right]^2, \quad (13)$$

где $K_0 = (3^4 \cdot 2^{1/3}) \pi^3 \alpha^* \lambda_0^2 \epsilon_a^2 N_0$; $b_{n,n_1} = \beta^* \eta^2 u_{n,n_1}^*/2$. На рис. 1 приведена спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света $K^{(s)}(\omega)$ для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n_1 = 0$, $n_2 = 1$) в случае боросиликатного стекла, окрашенного кристаллитами InSb: $m^* = 0.0133m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $\epsilon = 18$, $\bar{R}_0 = 35.9$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $|E_\lambda| = 5.6 \cdot 10^{-2}$ эВ, $N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$. Кривые 1 и 2 построены соответственно для случаев, когда $B = 0$ и 12.8 Тл. Видно, что в магнитном поле край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра, что связано с соответствующей динамикой уровня Ландау. При этом сдвиг происходит по закону $X_{th} \approx \eta^2 + 8\sqrt{U_0^*} \left(3/2 + \sqrt{1 + 9\bar{R}_0^{*2}/64U_0^*a^{*4}}\right) / 3\bar{R}_0^*$ и может достигать ~ 0.034 эВ (см. кривую 2). Возрастает и коэффициент примесного поглощения света (ср. кривые 1 и 2). Этот эффект можно качественно объяснить понижением размерности осцилляторной сферической ямы с ростом величины магнитного по-

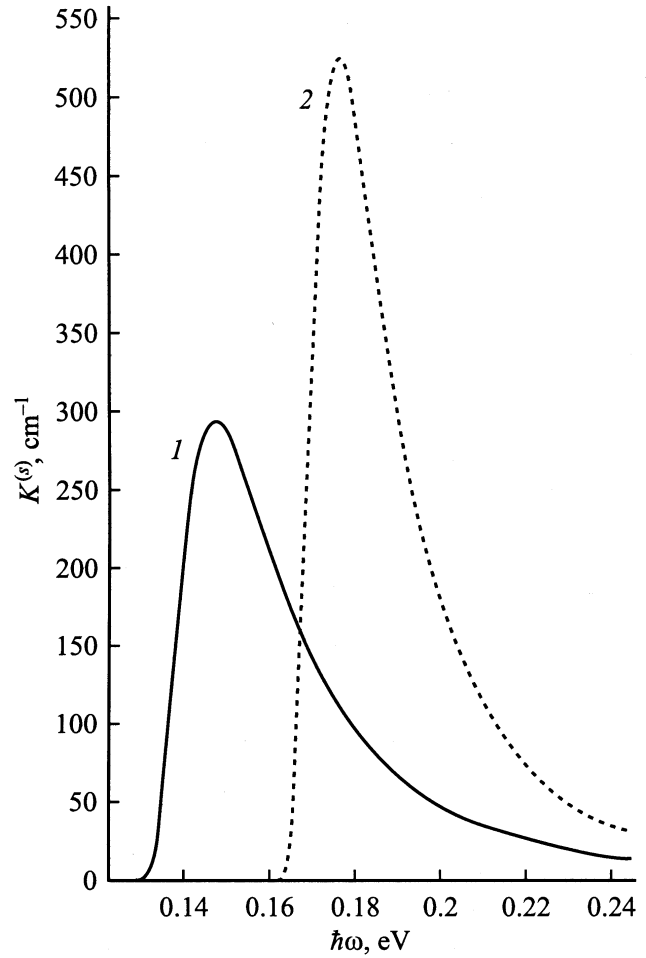


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света $K^{(s)}(\omega)$ продольной по отношению к направлению магнитного поля поляризации для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n_1 = 0$, $n_2 = 1$, $m = 0$) в случае боросиликатного стекла, окрашенного кристаллитами InSb, при $B = 0$ (1) и 12.8 Тл (2).

ля. Действительно, поскольку $a_B \ll a$, ограничение движения носителя заряда в плоскости xu , вызванное „слабеющим“ потенциалом КТ, можно рассматривать как возмущение. С понижением размерности потенциала КТ степень перекрытия волновых функций начального и конечного состояний увеличивается и соответственно возрастает вероятность оптического перехода. Таким образом, варьируя B , можно изменять латеральный геометрический конфайнмент системы и, следовательно, управлять примесным поглощением света.

3. Рассмотрим поглощение света комплексом КТ–ПЦ в случае, когда $\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_\lambda$. Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны $\hat{H}_{int}^{(t)}$ в случае поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации $\mathbf{e}_{\lambda t}$ берется в виде

$$\hat{H}_{int}^{(t)} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi \hbar^2 \alpha^*}{m^* 2\omega}} I_0 e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \left[(\mathbf{e}_{\lambda t}, \hat{\mathbf{P}}) - \frac{|e|B}{2} [\mathbf{e}_{\lambda t}, \mathbf{r}]_z \right]. \quad (14)$$

В дипольном приближении матричный элемент $M_{f\lambda}^{(t)}$ рассматриваемого перехода можно представить как

$$M_{f\lambda}^{(t)} = \frac{(-1)^n i\pi\lambda_0 \exp(\mp i\vartheta)}{2^{n+1} n! a_1^2} \sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{\omega}} \beta a^3 \times \frac{[(2n)!]^{1/2} (n_1 + 1)^{1/2} \Gamma(\beta/2 + n) [\Gamma(\beta/2 - 1/2)]^{1/2}}{[\Gamma(\beta/2 + 1)]^{1/2} \{(\beta/2) [\Psi(\beta/2 + 1) - \Psi(\beta/2 - 1/2)] - 1\}^{1/2}} \times \left((E_{n_1, \pm 1, 2n} - E_\lambda) \pm \frac{|e|B\hbar}{2m^*} \right) \sum_{k=0}^{n_1} (-1)^k C_{n_1}^k \left(1 + \frac{a^4}{4a_B^4} \right)^{k/2} \times \frac{2^{k+1} \Gamma(k+2)}{(1 + \sqrt{1 + a^4/4a_B^4})^{k+2}} \frac{1}{\Gamma(\beta/2 + n + k + 2)} \times F\left(\beta/2 + n, k + 2; \beta/2 + n + k + 2, 1 - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + a^4/4a_B^4}}\right). \quad (15)$$

Здесь ϑ — полярный угол вектора поперечной поляризации \mathbf{e}_λ в цилиндрической системе координат. В этом случае правила отбора возникают при вычислении интегралов следующего вида:

$$\int_0^{2\pi} \exp(-im\varphi) \cos(\varphi - \vartheta) d\varphi = \begin{cases} \pi \exp(\mp i\vartheta), & \text{если } m = \pm 1, \\ 0, & \text{если } m \neq \pm 1; \end{cases} \quad (16)$$

$$\int_0^{2\pi} \exp(-im\varphi) \sin(\varphi - \vartheta) d\varphi = \begin{cases} \mp \pi i \exp(\mp i\vartheta), & \text{если } m = \pm 1, \\ 0, & \text{если } m \neq \pm 1; \end{cases} \quad (17)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-(1+t) \frac{z^2}{a^2}\right] H_n\left(\frac{z}{a}\right) dz = \begin{cases} 0, & \text{если } n_2 \neq 2n, \\ & n = 0, 1, 2, \dots, \\ (-1)^n \sqrt{\pi} a \frac{(2n)!}{n!} t^n (1+t)^{-n-1/2}, & \text{если } n_2 = 2n. \end{cases} \quad (18)$$

Из (16)–(18) видно, что оптические переходы с примесного уровня возможны только в состоянии со значениями квантового числа $m = \pm 1$ и четными значениями квантового числа n_2 . Коэффициент примесного поглощения света поперечной поляризации $K^{(t)}(\omega)$ запишется как

$$K^{(t)}(\omega) = \frac{2\pi N_0}{\hbar I_0} \times \sum_{n_1, n} \sum_{m=-1}^1 \delta_{|m|, 1} \int_0^{3/2} du P(u) |M_{f\lambda}^{(t)}|^2 \cdot \frac{1}{\hbar\omega_0 \beta^* (X - \eta^2)} \times \delta\left[\frac{(2n + 1/2) + \sqrt{1 + \beta^{*2} u^2 / a^{*4}} (2n_1 + 2)}{\beta^* (X - \eta^2)} + \frac{mu}{a^{*2} (X - \eta^2)} - u\right]. \quad (19)$$

Уравнение для нахождения корней аргумента δ -функции Дирака имеет вид

$$\frac{(2n + 1/2) + (2n_1 + 2) \sqrt{1 + \beta^{*2} u^2 / a^{*4}}}{\beta^* (X - \eta^2)} + \frac{mu}{a^{*2} (X - \eta^2)} - u = 0. \quad (20)$$

В соответствии с правилами отбора для магнитного квантового числа в случае поперечной поляризации света находим, что уравнение (20) имеет только два корня $u_{n_1, n, \pm 1}$, удовлетворяющих закону сохранения энергии в рассматриваемом оптическом переходе:

$$u_{n_1, n, -1} = \frac{(2n + 1/2) [1 + a^{*2} (X - \eta^2)]}{(\beta^* / a^{*2}) \{ [1 + a^{*2} (X - \eta^2)]^2 - (2n_1 + 2)^2 \}} + \frac{(2n_1 + 2) \sqrt{[1 + a^{*2} (X - \eta^2)]^2 + (2n + 1/2)^2 - (2n_1 + 2)^2}}{(\beta^* / a^{*2}) \{ [1 + a^{*2} (X - \eta^2)]^2 - (2n_1 + 2)^2 \}} \quad (21)$$

$$u_{n_1, n, -1} = \frac{(2n + 1/2) [a^{*2} (X - \eta^2) - 1]}{(\beta^* / a^{*2}) \{ [a^{*2} (X - \eta^2) - 1]^2 - (2n_1 + 2)^2 \}} + \frac{(2n_1 + 2) \sqrt{[a^{*2} (X - \eta^2) - 1]^2 + (2n + 1/2)^2 - (2n_1 + 2)^2}}{(\beta^* / a^{*2}) \{ [a^{*2} (X - \eta^2) - 1]^2 - (2n_1 + 2)^2 \}} \quad (22)$$

В результате коэффициент прямого поглощения света поперечной поляризации $K^{(t)}(\omega)$ можно представить в

ВИДЕ

$$\begin{aligned}
K^{(t)}(\omega) = & K_0 \beta^* a^{*6} X \left[\left(1 - \frac{1}{a^{*2} X} \right)^2 \right. \\
& \times \sum_{n_1, n} \frac{(2n)!(n_1+1)(2n_1+2)^2}{2^{2n}(n!)^2} \frac{(2c_{n_1, n, -1} + 3/2)^2}{\Gamma(c_{n_1, n, -1} + 7/4)} \\
& \times \frac{\Gamma(c_{n_1, n, -1} + 1/4) \Gamma^2(c_{n_1, n, -1} + 3/4 + n)}{\{(c_{n_1, n, -1} + 3/4)[\Psi(c_{n_1, n, -1} + 7/4) - \Psi(c_{n_1, n, -1} + 1/4)] - 1\}} \\
& \times \frac{u_{n_1, n, -1}^4 \exp[-1/(1 - 2u_{n_1, n, -1}/3)]}{(u_{n_1, n, -1} + 3)^{7/3} (3/2 - u_{n_1, n, -1})^{11/3}} \\
& \times |\beta^* \{(2n_1 + 2)^2 - [1 + a^{*2}(X - \eta^2)]^2\} u_{n_1, n, -1} \\
& + (2n + 1/2) a^{*2} [1 + a^{*2}(X - \eta^2)]^{-1} \\
& \times \left[\sum_{k=0}^{n_1} (-1)^k C_{n_1}^k \frac{2^{k+1} \Gamma(k+2)}{\Gamma(c_{n_1, n, -1} + 11/4 + n + k)} \right. \\
& \times \frac{\{\beta^* [1 + a^{*2}(X - \eta^2)] u_{n_1, n, -1} - (2n + 1/2) a^{*2}\}^{k+3/2}}{\{\beta^* [1 + a^{*2}(X - \eta^2)] u_{n_1, n, -1} + a^{*2} [2(n_1 - n) + 3/2]\}^{k+2}} \\
& \times F \left(c_{n_1, n, -1} + \frac{3}{4} + n, k + 2; c_{n_1, n, -1} + \frac{11}{4} + n + k, \right. \\
& \left. \left. 1 - \frac{2(2n_1 + 2) a^{*2}}{\beta^* [1 + a^{*2}(X - \eta^2)] u_{n_1, n, -1} + a^{*2} [2(n_1 - n) + 3/2]} \right) \right]^2 \\
& + \left(1 + \frac{1}{a^{*2} X} \right)^2 \sum_{n_1, n} \frac{(2n)!(n_1+1)(2n_1+2)^2}{2^{2n}(n!)^2} \frac{(2c_{n_1, n, +1} + 3/2)^2}{\Gamma(c_{n_1, n, +1} + 7/4)} \\
& \times \frac{\Gamma(c_{n_1, n, +1} + 1/4) \Gamma^2(c_{n_1, n, +1} + 3/4 + n)}{\{(c_{n_1, n, +1} + 3/4)[\Psi(c_{n_1, n, +1} + 7/4) - \Psi(c_{n_1, n, +1} + 1/4)] - 1\}} \\
& \times \frac{u_{n_1, n, +1}^4 \exp[-1/(1 - 2u_{n_1, n, +1}/3)]}{(u_{n_1, n, +1} + 3)^{7/3} (3/2 - u_{n_1, n, +1})^{11/3}} \\
& \times |\beta^* \{(2n_1 + 2)^2 - [a^{*2}(X - \eta^2) - 1]^2\} u_{n_1, n, +1} \\
& + (2n + 1/2) a^{*2} [a^{*2}(X - \eta^2) - 1]^{-1} \\
& \times \left[\sum_{k=0}^{n_1} (-1)^k C_{n_1}^k \frac{2^{k+1} \Gamma(k+2)}{\Gamma(c_{n_1, n, +1} + 11/4 + n + k)} \right. \\
& \times \frac{\{\beta^* [a^{*2}(X - \eta^2) - 1] u_{n_1, n, +1} - (2n + 1/2) a^{*2}\}^{k+3/2}}{\{\beta^* [a^{*2}(X - \eta^2) - 1] u_{n_1, n, +1} + a^{*2} [2(n_1 - n) + 3/2]\}^{k+2}} \\
& \times F \left(c_{n_1, n, +1} + \frac{3}{4} + n, k + 2; c_{n_1, n, +1} + \frac{11}{4} + n + k, \right. \\
& \left. \left. 1 - \frac{2(2n_1 + 2) a^{*2}}{\beta^* [a^{*2}(X - \eta^2) - 1] u_{n_1, n, +1} + a^{*2} [2(n_1 - n) + 3/2]} \right) \right]^2, \quad (23)
\end{aligned}$$

где $c_{n_1, n, \pm 1} = \beta^* \eta^2 u_{n_1, n, \pm 1} / 2$. На рис. 2 приведена спектральная зависимость коэффициента примесного погло-

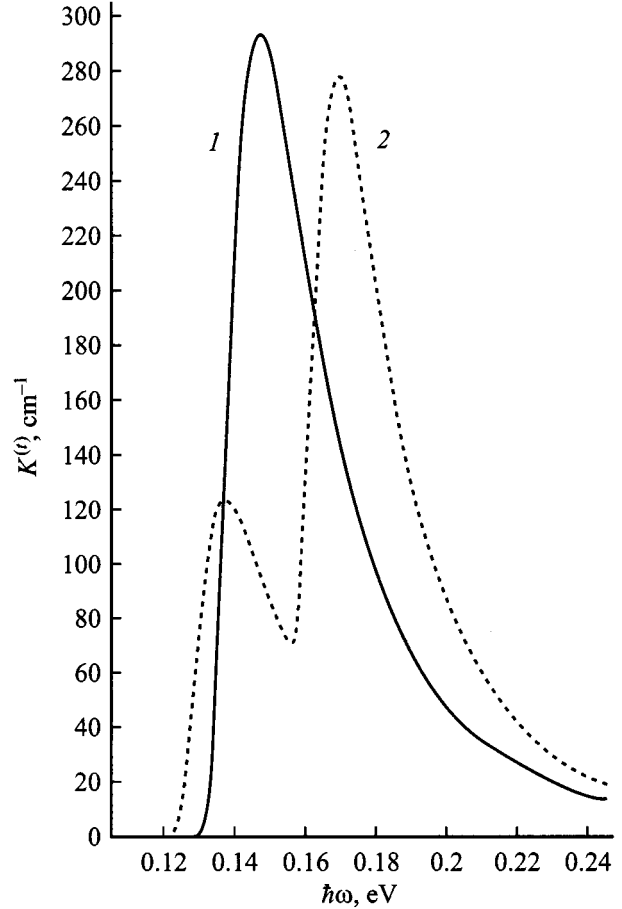


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света $K^{(t)}(\omega)$ поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n_1 = 0, n_2 = 0, m = \pm 1$) в случае боросиликатного стекла, окрашенного кристаллитами InSb, при $B = 0$ (1) и $B = 3.7$ Тл (2).

щения света поперечной поляризации $K^{(t)}(\omega)$, рассчитанная по формуле (23) для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($m = \pm 1, n_1 = n_2 = 0$) в случае боросиликатного стекла, окрашенного кристаллитами InSb. Кривые 1 и 2 построены при тех же значениях параметров КТ и ПЦ, как и в случае продольной поляризации света. Можно видеть, что в магнитном поле полоса примесного поглощения (кривая 1) расщепляется в дублет Зеемана (кривая 2). При этом высота пика поглощения, связанного с оптическим переходом электрона в состояние с $m = -1$, в несколько раз меньше высоты пика, связанного с переходом электрона в состояние с $m = +1$. Такая асимметрия дублета обусловлена, по-видимому, процессом „выжимания“ волновой функции электрона, соответствующей состоянию с энергией $E_{0,-1,0}$ из осцилляторной сферически-симметричной потенциальной ямы. Действительно, поскольку $E_{0,-1,0} < E_0$ (E_0 — энергия основного состояния КТ), согласно соотношению неопределенности ра-

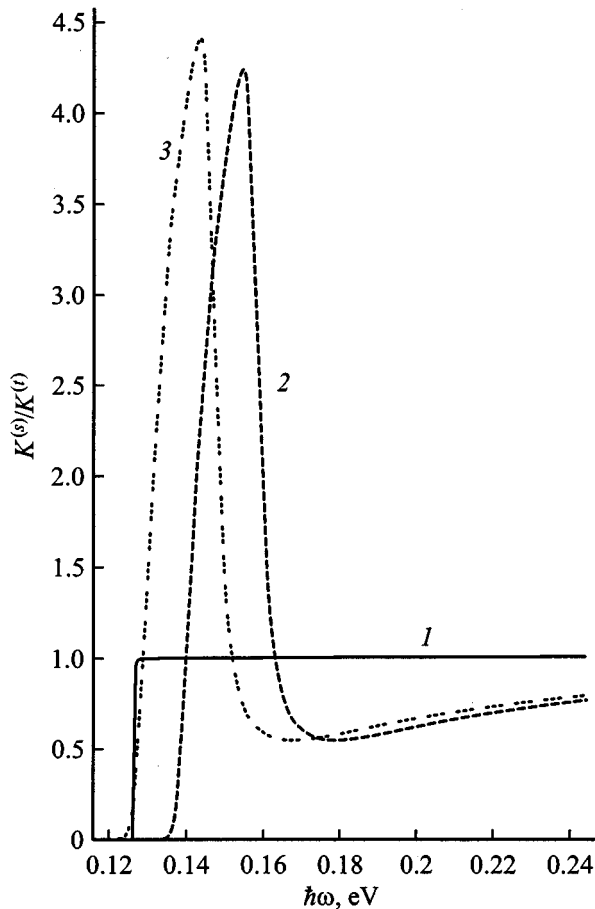


Рис. 3. Спектральная зависимость анизотропии примесного поглощения света $K^{(s)}/K^{(t)}$. 1 — $B = 0$ Тл; 2 — $B = 3.7$ Тл, $|E_\lambda| = 5.6 \cdot 10^{-2}$ эВ; 3 — $B = 3.6$ Тл, $|E_\lambda| = 4.4 \cdot 10^{-2}$ эВ.

диус локализации электрона в этом случае должен превышать характерную длину осциллятора $a = \sqrt{\hbar/m^* \omega_0}$. На рис. 3 представлена спектральная зависимость анизотропии магнитооптического поглощения $K^{(s)}/K^{(t)}$ для той же двухфазной системы, что и в предыдущем случае. Анизотропия велика вблизи порога примесного поглощения света продольной поляризации (см. кривую 2) и слабо зависит от глубины залегания примесного уровня $|E_\lambda|$ (ср. кривые 2 и 3).

4. В результате проведено теоретическое рассмотрение магнитооптического поглощения света комплексами (квантовая точка)–(примесный центр) в прозрачной диэлектрической матрице. Для потенциала примеси использовалась модель потенциала нулевого радиуса, а КТ описывалась в рамках параболического удерживающего потенциала. Амплитуда потенциала U_0 КТ является эмпирическим параметром. Исследованы особенности спектра примесного поглощения света продольной и поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации: в случае продольной поляризации край полосы примесного поглощения в магнитном поле сдвигается в коротковолновую область спектра, а

величина коэффициента поглощения света возрастает в несколько раз; для спектра примесного поглощения света поперечной поляризации характерен квантово-размерный эффект Зеемана. Анизотропия магнитооптического поглощения является немонотонной функцией частоты света. Как и в случае квазиодномерных наноструктур [15], наличие магнитного поля может приводить к ощутимому изменению латерального геометрического конфайнмента, что весьма актуально для разработки фотоприемников на основе двухфазных систем с управляемой полосой примесного поглощения света.

Список литературы

- [1] S. Huant, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. Lett., **65**, 1486 (1995).
- [2] M. Fujito, A. Natori, H. Yasunada. Phys. Rev. B, **51**, 4637 (1995).
- [3] Э.П. Сиявский, С.М. Соковнич. ФТП, **34**, 844 (2000).
- [4] В.Д. Кревчик, Э.З. Имамов. ФТП, **17**, 1235 (1983).
- [5] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Ясиевич. ФТП, **30**, 1387 (1996).
- [6] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев, В.В. Евстифеев. ФТП, **34**, 1244 (2000).
- [7] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТТ, **43**, 504 (2001).
- [8] T. Martin, S. Feng. Phys. Rev. Lett., **64**, 1971 (1990).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М., Наука, 1974) т. 3.
- [10] Д.С. Буляница, А.А. Гринберг. ФТП, **11**, 806 (1977).
- [11] В.А. Гринберг. ФТП, **8**, 1000 (1974).
- [12] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. *Высшие трансцендентные функции* (М., Наука, 1974) т. 1, 2.
- [13] А.Я. Шик. ФТП, **26**, 1161 (1992).
- [14] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ, **35**, вып. 2 (8), 479 (1958).
- [15] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. ЖЭТФ, **113**, 1376 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Anisotropy of the magneto-optical absorption of quantum dot–impurity center complex

V.D. Krevchik, A.B. Grunin, R.V. Zaitsev

Penza State University,
440017 Penza, Russia

Abstract The magneto-optical properties are considered for (quantum dot)–(impurity center) complexes, which has been synthesized in transparent dielectric matrix. For the quantum dot one electron states description the parabolic model of the confinement potential has been used. Within the framework of zero-range potential model in the approach of the effective mass, the light impurity absorption coefficient for the case of longitudinal and transversal polarization in relation to the magnetic field direction with consideration of the quantum dot size dispersion has been calculated. It is shown that in the case of longitudinal polarization the threshold of an impurity absorption band in magnetic field shifts to the short-wave spectrum side, and under these conditions, the absorption coefficient value increases several times. In the case of transversal polarization, the light impurity absorption spectrum is characterized by the quantum-dimensional Zeeman effect. It is also shown, that the magneto-optical absorption anisotropy is a nonmonotonic function of the light frequency and has a weak dependence on the impurity level depth.