

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПЕКТРЫ ПРИМЕСНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАЗИНУЛЬМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

Аннотация. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы проведено исследование эффекта магнитного вымораживания $D^{(-)}$ -состояний в КТ с параболическим потенциалом конфинмента. Показано, что энергия связи $D^{(-)}$ -состояния существенно зависит от направления спина локализованного электрона относительно внешнего магнитного поля. В дипольном приближении получено аналитическое выражение для коэффициента примесного магнитооптического поглощения в квазинульмерной структуре с $D^{(-)}$ -центрами. Показано, что учет спиновых состояний приводит к появлению на спектральной кривой дополнительных пиков, связанных с параллельной и антипараллельной ориентацией спина электрона относительно внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: квантовая точка, эффект магнитного вымораживания примеси, спиновые состояния локализованного электрона, аномальный квантово-размерный эффект Зеемана.

Abstract. In the framework of zero-range potential in the effective mass approximation study the effect of magnetic freeze-out $D^{(-)}$ -states in a quantum dot with parabolic confinement potential. The energy of $D^{(-)}$ -states depends on the spin direction of the localized electron in the external magnetic field. In the dipole approximation, an analytical expression for the magneto-impurity absorption kvazinulmernoy structure with $D^{(-)}$ -centers. It is shown that the inclusion of spin states leads to the spectral curve of additional peaks associated with parallel and antiparallel orientation of the electron spin relative to the external magnetic field.

Keywords: quantum dot, the effect of magnetic impurity freeze-out, spin states of localized electron, anomalous quantum confinement effect of the Zeeman.

Введение

В последние годы очевиден рост интереса к физическим свойствам массива квантовых точек, которые находят все более широкое применение в различных устройствах оптоэлектроники. Физические характеристики таких систем чрезвычайно чувствительны к наличию единичных дефектов, способных существенно изменять их оптические свойства и приводить к появлению новых эффектов, связанных с модификацией примесных состояний в условиях размерного и магнитного квантования.

Цель настоящей работы состоит в выявлении эффектов магнитного поля, связанных с наличием спиновых состояний локализованных электронов, в спектрах примесного поглощения в квазинульмерной структуре с $D^{(-)}$ -центрами.

1. Энергетический спектр комплекса «квантовая точка – $D^{(-)}$ -центр» в квантующем магнитном поле с учетом спина локализованного электрона

Рассматривается полупроводниковая сферическая квантовая точка (КТ) радиусом R_0 в квантующем магнитном поле. Вычисления проводятся в ци-

цилиндрической системе координат с началом O в центре КТ, при этом вектор магнитной индукции $\vec{B}$ направлен вдоль оси Oz . Для описания одноэлектронных состояний в КТ используем потенциал конфайнмента в виде осцилляторной сферической ямы:

$$V_0(\rho, z) = \frac{m^* \omega_0^2 (\rho^2 + z^2)}{2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала КТ; ρ, φ, z – цилиндрические координаты; $\rho \leq R_0$; $-R_0 \leq z \leq R_0$.

В приближении эффективной массы в симметричной калибровке векторного потенциала $\vec{A}$ уравнение Шредингера для рассматриваемой задачи в цилиндрической системе координат запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \Psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right) - \frac{i \hbar \omega_B}{2} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} + \frac{m^*}{2} \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_B^2}{4} \right) \rho^2 \Psi \pm \\ \pm \mu_B g B \Psi - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + m^* \omega_0^2 z^2 / 2 = E \Psi, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_B = |e| \hbar B / m^*$ – циклотронная частота; $|e|$ – абсолютное значение электрического заряда электрона; B – абсолютное значение вектора $\vec{B}$.

Решение уравнения (2) будем искать в виде произведения:

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = C f_z(z) f_\rho(\rho) Y(\varphi) \psi_S, \quad (3)$$

где C – нормировочный множитель; $f_z(z)$, $f_\rho(\rho)$ – координатные части волновой функции; $Y(\varphi)$, ψ_S – угловая и спиновая части волновой функции.

Учтем, что волновая функция (3) должна быть собственной функцией оператора проекции полного момента $\hat{J}$ на ось z :

$$\hat{J}_z = \hat{L}_z + \hat{S}_z, \quad (4)$$

где $\hat{L}$ и $\hat{S}$ – соответственно орбитальный и спиновый моменты электрона;

$$\begin{aligned} \hat{L}_z = -i \hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}, \\ \hat{S}_z = \frac{\hbar}{2} \sigma_z = \hbar \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

где σ_z – z -компонента спиновых матриц Паули.

Учитывая (4) и (5), получим

$$\hat{J}_z = \hbar \begin{pmatrix} -i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -i \frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{1}{2} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Выражение для собственных функций этого оператора легко получить:

$$Y_{m_j \mp 1/2}(\varphi) = C_\varphi \begin{pmatrix} \exp[i(m_j - 1/2)\varphi] \\ \exp[i(m_j + 1/2)\varphi] \end{pmatrix} = C_\varphi \exp[i(m_j \mp 1/2)\varphi], \quad (7)$$

где знак «-» берется, когда спин направлен параллельно оси Oz , знак «+» – когда спин антипараллелен оси Oz ; $m_j = m + s$; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и $s = \pm 1/2$ – магнитное и спиновое квантовые числа.

С учетом (3) и (7) уравнения, определяющие координатные z - и ρ -составляющие волновой функции, запишутся следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} f_z(z) + \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2} f_z(z) = E_z f_z(z); \quad (8)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} f_\rho(\rho) + \frac{d^2}{d\rho^2} f_\rho(\rho) - \frac{(m_j \mp 1/2)^2}{\rho^2} f_\rho(\rho) \right) +$$

$$+ \frac{\hbar \omega_B (m_j \mp 1/2)}{2} f_\rho(\rho) \pm \mu_B g B f_\rho(\rho) + E_z f_\rho(\rho) - E f_\rho(\rho) = 0. \quad (9)$$

Решение уравнений (8) и (9) приводит к следующему результату:

$$f_z(z) = C_z H_n \left(\frac{z}{a_0} \right) \exp \left(-\frac{z^2}{2a_0^2} \right); \quad (10)$$

$$f_1(\rho) = c_2 \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right)^{\frac{|m_j \mp 1/2|}{2}} e^{-\frac{\rho^2}{4a_1^2}} {}_1F_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{|m_j \mp 1/2|}{2} - \frac{k^2 a_1^2}{2}, 1 + |m_j \mp 1/2|, \frac{\rho^2}{2a_1^2} \right), \quad (11)$$

где $a_0 = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_0)}$.

Волновая функция должна быть конечной при $\rho \rightarrow \infty$. Это условие можно удовлетворить, положив $1/2 + |m_j \mp 1/2|/2 - k^2 a_1^2/2 = -n_\rho$, где $n_\rho = 0, 1, 2, \dots$. В этом случае существует связь между вырожденной гипергеометрической функцией и полиномами Лагерра:

$${}_1F_1\left(-n_\rho, 1+|m_j \mp 1/2|, \frac{\rho^2}{2a_1^2}\right) = \frac{n_\rho! \Gamma(1+|m_j \mp 1/2|)}{\Gamma(n_\rho+1+|m_j \mp 1/2|)} L_{n_\rho}^{|m_j \mp 1/2|}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right). \quad (12)$$

С учетом (7), (10)–(12) выражение для волновой функции запишется в виде

$$\Psi_{n,m_j,n_\rho,s}(\rho, \varphi, z) = C_{n,m_j,n_\rho} \frac{n_\rho! \Gamma(1+|m_j \mp 1/2|)}{\Gamma(n_\rho+1+|m_j \mp 1/2|)} H_n\left(\frac{z}{a_0}\right) \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)^{\frac{|m_j \mp 1/2|}{2}} \times \\ \times L_{n_\rho}^{|m_j \mp 1/2|}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right) e^{-\frac{\rho^2}{4a_1^2} - \frac{z^2}{2a_0^2}} e^{i(m_j \mp 1/2)\varphi}. \quad (13)$$

Расчет нормировочного множителя C_{n,m_j,n_ρ} приводит к результату

$$C_{n,m_j,n_\rho} = \frac{\left[\Gamma(|m_j \mp 1/2| + n_\rho + 1)\right]^{1/2}}{a_1 a_0^{1/2} \sqrt{2\pi^4} \Gamma(|m_j \mp 1/2| + 1) \left[n! 2^n \Gamma(n_\rho + 1)\right]^{1/2}}. \quad (14)$$

Окончательно волновая функция (13) будет иметь вид

$$\Psi_{n,m_j,n_\rho}^\pm(\rho, \varphi, z) = \frac{\sqrt{n_\rho!}}{a_1 a_0^{1/2} \sqrt{2\pi^4} \left[n! 2^n \Gamma(n_\rho + 1 + |m_j \mp 1/2|)\right]^{1/2}} \times \\ \times H_n\left(\frac{z}{a_0}\right) L_{n_\rho}^{|m_j \mp 1/2|}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right) e^{i(m_j \mp 1/2)\varphi} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)^{\frac{|m_j \mp 1/2|}{2}} \exp\left[-\left(\frac{z^2}{2a_0^2} + \frac{\rho^2}{4a_1^2}\right)\right]. \quad (15)$$

Для энергетического спектра будем иметь

$$E_{n,m,n_\rho}^\pm = \frac{\hbar \omega_B (m_j \mp 1/2)}{2} + \frac{\hbar^2}{2m^* a_1^2} (2n_\rho + |m_j \mp 1/2| + 1) + \\ + \frac{\hbar^2}{m^* a_0^2} \left(n + \frac{1}{2}\right) \pm \mu_B g B. \quad (16)$$

В рамках формализма функций Грина получим выражение для волновой функции электрона, локализованного на короткодействующем потенциале D^0 -центра. Пусть $D^{(-)}$ -центр расположен в точке $\vec{R}_a = (\rho_a, \varphi_a, z_a)$. Потенциал примеси моделируется потенциалом нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi\hbar^2 / (\alpha m^*)$, который в цилиндрической системе координат имеет вид

$$V_{\delta}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \gamma \frac{\delta(\rho - \rho_a)}{\rho} \delta(\varphi - \varphi_a) \times \\ \times \delta(z - z_a) \left[1 + (\rho - \rho_a) \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (17)$$

где α определяется энергией E_i связанного состояния этого же $D^{(-)}$ -центра в объемном полупроводнике.

В приближении эффективной массы волновая функция $\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$ электрона, локализованного на короткодействующем потенциале, удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left(E_{\lambda_B}^{\pm} - \hat{H} \right) \Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \\ = V_{\delta}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) \Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a), \quad (18)$$

где $E_{\lambda_B}^{\pm} = -\hbar^2 \lambda_B^2 / (2m^*)$ – собственные значения оператора Гамильтона $\hat{H}_B^{\delta} = \hat{H} + V_{\delta}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$.

Одноэлектронная функция Грина к уравнению Шредингера (18), соответствующая источнику в точке $\vec{r}_1 = (\rho_1, \varphi_1, z_1)$ и энергии $E_{\lambda_B}^{\pm}$, запишется в виде

$$G^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda_B}^{\pm}) = \\ = \sum_{n, m, n_p} \frac{\Psi_{n, m_j, n_p}^{\pm*}(\rho_1, \varphi_1, z_1) \Psi_{n, m_j, n_p}^{\pm}(\rho, \varphi, z)}{(E_{\lambda_B}^{\pm} - E_{n, m, n_p})}. \quad (19)$$

Уравнение Липпмана – Швингера для $D^{(-)}$ -состояния в КТ с параболическим потенциальным профилем в присутствии магнитного поля запишется как

$$\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1 dz_1 G^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda_B}^{\pm}) \times \\ \times V_{\delta}(\rho_1, \varphi_1, z_1, \rho_a, \varphi_a, z_a) \Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho_1, \varphi_1, z_1; \rho_a, \varphi_a, z_a). \quad (20)$$

Подставив (17) в (20), получим

$$\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \\ = \gamma G^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}) \times \left(\hat{T} \Psi_{\lambda_B}^{(\pm)} \right) (\rho_a, \varphi_a, z_a; \rho_a, \varphi_a, z_a); \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} & \left(T \Psi_{\lambda_B}^{(\pm)} \right) (\rho_a, \varphi_a, z_a; \rho_a, \varphi_a, z_a) \equiv \\ & \equiv \lim_{\substack{\rho \rightarrow \rho_a \\ \varphi \rightarrow \varphi_a \\ z \rightarrow z_a}} \left[1 + (\rho - \rho_a) \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right] \Psi_{\lambda_B}^{(QW)} (\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a). \end{aligned} \quad (22)$$

Действуя оператором $\hat{T}$ на обе части соотношения (21), получим уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния $E_{\lambda_B}^{\pm}$ $D^{(-)}$ - центра от параметров КТ, положения $\vec{R}_a = (\rho_a, \varphi_a, z_a)$ примеси и значения B магнитной индукции:

$$\alpha = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \left(\hat{T} G^{\pm} \right) (\rho_a, \varphi_a, z_a; \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}). \quad (23)$$

Используя явный вид одночастичных волновых функций (15), а также (19), для функции Грина будем иметь

$$\begin{aligned} G^{\pm} (\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}) &= \frac{1}{2\pi^2 \frac{3}{2} a_1^2 a_0} \exp \left[-\frac{\rho_a^2 + \rho^2}{4a_1^2} - \frac{z_a^2 + z^2}{2a_0^2} \right] \times \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n \left(\frac{z}{a_0} \right) H_n \left(\frac{z_a}{a_0} \right)}{n! 2^n} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\delta_{s, -\frac{1}{2}} + \delta_{s, \frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\rho_a \rho}{2a_1^2} \right)^{|m_j \mp 1/2|} \times \\ &\times \exp \left[i(m_j \mp 1/2)(\varphi - \varphi_a) \right] \sum_{n_p=0}^{\infty} \frac{n_p! L_{n_p}^{|m_j \mp 1/2|} \left(\frac{\rho_a^2}{2a_1^2} \right) L_{n_p}^{|m_j \mp 1/2|} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right)}{\Gamma(n_p + 1 + |m_j \mp 1/2|)} \times \\ &\times \left(E_{\lambda_B}^{\pm} - \frac{\hbar \omega_B(m_j \mp 1/2)}{2} - \frac{\hbar^2}{2m^* a_1^2} \times \right. \\ &\left. \times \left(2n_p + |m_j \mp 1/2| + 1 \right) - \frac{\hbar^2}{m^* a_0^2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \mp \mu_B g B \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (24)$$

Функцию Грина (24) удобно записать в единицах эффективного боровского радиуса $a_d = 4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2 / (m^* |e|^2)$ (где ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – статическая относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового вещества КТ) и эффективной боровской энергии $E_d = \hbar^2 / (2m^* a_d^2)$. Воспользуемся соотношением

$$\begin{aligned}
 & \left(-|E_{\lambda_B}^{\pm}| + \frac{\hbar \omega_B (m_j \mp 1/2)}{2} + \frac{\hbar^2}{2m^* a_1^2} (2n_{\rho} + |m_j \mp 1/2| + 1) + \right. \\
 & \left. + \frac{\hbar^2}{m^* a_0^2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \mu_B g B \right)^{-1} = E_d^{-1} \int_0^{+\infty} \exp \left[-E_d^{-1} \left(-|E_{\lambda_B}^{\pm}| + \frac{\hbar \omega_B (m_j \mp 1/2)}{2} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\hbar^2}{2m^* a_1^2} (2n_{\rho} + |m_j \mp 1/2| + 1) + \frac{\hbar^2}{m^* a_0^2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \mu_B g B \right) t \right] dt = \\
 & = E_d^{-1} \int_0^{+\infty} \exp \left[- \left(-\eta_S^2 + a_B^{*-2} (m_j \mp 1/2) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + a_1^{*-2} (2n_{\rho} + |m_j \mp 1/2| + 1) + 2a_0^{*-2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) t \right] dt. \quad (25)
 \end{aligned}$$

Здесь $\eta_S^2 = |E_{\lambda_B}^{\pm}|/E_d$, $a_0^* = a_0/a_d$, $a_1^* = a_1/a_d$, $a_B^* = a_B/a_d$. Тогда выражение (24) можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 G^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}) &= - \frac{\exp \left[-\frac{\rho_a^{*2} + \rho^{*2}}{4a_1^{*2}} - \frac{z_a^{*2} + z^{*2}}{2a_0^{*2}} \right]}{a_d^3 E_d 2\pi^2 a_1^{*2} a_0^*} \times \\
 & \times \int_0^{+\infty} \left[\exp \left[- \left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) t \right] \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\delta_{s, -\frac{1}{2}} + \delta_{s, \frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\rho_a \rho^*}{2a_1^{*2}} \right)^{|m_j \mp 1/2|} \times \right. \\
 & \times \exp \left[\left(i(\varphi - \varphi_a) - a_B^{*-2} t \right) (m_j \mp 1/2) - a_1^{*-2} |m_j \mp 1/2| t \right] \times \\
 & \times \sum_{n_{\rho}=0}^{\infty} \frac{n_{\rho}! L_{n_{\rho}}^{|m_j \mp 1/2|} \left(\frac{\rho_a^{*2}}{2a_1^{*2}} \right) L_{n_{\rho}}^{|m_j \mp 1/2|} \left(\frac{\rho^{*2}}{2a_1^{*2}} \right)}{(n_{\rho} + 1 + |m_j \mp 1/2|)!} \exp \left[-2a_1^{*-2} n_{\rho} t \right] \times \\
 & \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n \left(\frac{z}{a_0^*} \right) H_n \left(\frac{z_a}{a_0^*} \right)}{n! 2^n} \exp \left[-2a_0^{*-2} n t \right]. \quad (26)
 \end{aligned}$$

Выделение в (26) расходящейся части, а также суммирование по квантовым числам n , n_{ρ} и m с учетом того, что $s = \pm 1/2$, приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned}
G^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}) = & -a_d^{-3} E_d^{-1} \pi^{-\frac{3}{2}} a_0^{*-1} \times \\
& \times \int_0^{+\infty} \left[\exp \left[- \left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) t \right] \times \right. \\
& \times \frac{a_0^{*2}}{2a_1^{*2}} \left(1 - \exp \left[-4a_0^{*-2} t \right] \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \exp \left[-2a_1^{*-2} t \right] \right)^{-1} \times \\
& \times \exp \left[\frac{2z^* z_a^* \exp \left[-2a_0^{*-2} t \right] - (z_a^{*2} + z^{*2}) \exp \left[-4a_0^{*-2} t \right]}{a_0^{*2} \left(1 - \exp \left[-4a_0^{*-2} t \right] \right)} \right] \times \\
& \times \exp \left[-\exp \left[-2a_1^{*-2} t \right] \frac{(\rho_a^{*2} + \rho^{*2})}{2a_1^{*2} \left(1 - \exp \left[-2a_1^{*-2} t \right] \right)} \right] \exp \left[- \left(\frac{\rho_a^{*2} + \rho^{*2}}{4a_1^{*2}} + \frac{z_a^{*2} + z^{*2}}{2a_0^{*2}} \right) \right] \times \\
& \times \exp \left[\frac{1}{2} \left(\exp \left[i(\varphi - \varphi_a) - a_B^{*-2} t \right] + \exp \left[-i(\varphi - \varphi_a) + a_B^{*-2} t \right] \right) \times \right. \\
& \times \frac{\rho_a^* \rho^* \exp \left[-a_1^{*-2} t \right]}{a_1^{*2} \left(1 - \exp \left[-2a_1^{*-2} t \right] \right)} \left. - t^{-3/2} \exp \left[- \left(\frac{(\rho^* - \rho_a^*)^2}{4a_1^{*2}} + \frac{(z^* - z_a^*)^2}{2a_0^{*2}} \right) \frac{1}{t} \right] \right] dt + \\
& + \sqrt{2\pi} \frac{\exp \left[- \sqrt{2 \left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) \left(\frac{(\rho^* - \rho_a^*)^2}{2a_1^{*2}} + \frac{(z^* - z_a^*)^2}{a_0^{*2}} \right)} \right]}{\sqrt{\left(\frac{(\rho^* - \rho_a^*)^2}{2a_1^{*2}} + \frac{(z^* - z_a^*)^2}{a_0^{*2}} \right)}} \right]. \quad (27)
\end{aligned}$$

Подставляя (27) в (23), получим уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния от положения $\vec{R}_a = (\rho_a, \varphi_a, z_a)$ $D^{(-)}$ -центра, параметров КТ и величины B магнитной индукции:

$$\begin{aligned}
& \sqrt{-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d}} = \\
& = \frac{\eta_i}{2} - \frac{1}{a_0^* \sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} dt \exp \left[- \left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) t \right] \times
\end{aligned}$$

$$\times \left[\frac{1}{t\sqrt{t}} - \sqrt{2} \frac{a_0^{*2}}{a_1^{*2}} \left(1 - e^{-4a_0^{*-2}t} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - e^{-2a_1^{*-2}t} \right)^{-1} \exp \left[-\frac{z_a^{*2} \left(1 - e^{-2a_0^{*-2}t} \right)}{a_0^{*2} \left(1 + e^{-2a_0^{*-2}t} \right)} \right] \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{\rho_a^{*2} \left(1 + e^{-2a_1^{*-2}t} \right) - 4e^{-a_1^{*-2}t} \operatorname{ch} \left[a_B^{*-2}t \right]}{2a_1^{*2} \left(1 - e^{-2a_1^{*-2}t} \right)} \right], \quad (28)$$

где $\eta_i = \sqrt{|E_i|/E_d}$ – параметр, характеризующий энергию связанного состояния E_i того же $D^{(-)}$ -центра в объемном полупроводнике.

На рис. 1 показана зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния $E_{\lambda_B}^{\pm}$ от величины магнитной индукции B в КТ на основе InSb для случая $\vec{R}_a = (0, 0, 0)$. Кривые 2 и 3 на рис. 1 соответствуют случаю антипараллельной ($s = -1/2$) и параллельной ($s = 1/2$) ориентации спина локализованного электрона относительно направления внешнего магнитного поля. Можно видеть, что в магнитном поле энергия связи $D^{(-)}$ -состояния заметно возрастает за счет эффекта гибридизации размерного и магнитного квантования. Таким образом, магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на $D^{(-)}$ -состояния в КТ, что можно интерпретировать как эффект магнитного выможивания $D^{(-)}$ -состояний, который имеет место в случае антипараллельного направления спина локализованного электрона.

Как видно из (21), волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале $D^{(-)}$ -центра в КТ с параболическим потенциальным профилем, находящейся в магнитном поле, определяется одно-электронной функцией Грина к уравнению Шредингера:

$$\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = -C_B^{\pm} G_0^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}), \quad (29)$$

где $G_0^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm})$ – безразмерная функция Грина:

$$G_0^{\pm}(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}) = a_0 a_1^2 \hbar \omega_0 G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{\pm}). \quad (30)$$

Расчет нормировочного множителя C_B^{QD} в (29) для случая с $E_{0\lambda_B} > 0$ и $\vec{R}_a = (0, 0, 0)$ приводит к следующему результату:

$$\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; 0, 0, 0) = C_B^{\pm} \int_0^{+\infty} \exp \left[-\left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} + a_1^{*-2} \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) t \right] \times \\ \times \left(1 - \exp \left[-4a_0^{*-2}t \right] \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{-z^{*2} \exp \left[-4a_0^{*-2}t \right]}{a_0^{*2} \left(1 - \exp \left[-4a_0^{*-2}t \right] \right)} \right] \left(1 - \exp \left[-2a_1^{*-2}t \right] \right)^{-1} \times$$

$$\times \exp \left[-\frac{\rho^{*2} \exp[-2a_1^{*2} t]}{2a_1^{*2} (1 - \exp[-2a_1^{*2} t])} \right] \exp \left[-\left(\frac{\rho^{*2}}{4a_1^{*2}} + \frac{z^{*2}}{2a_0^{*2}} \right) \right] dt. \quad (31)$$

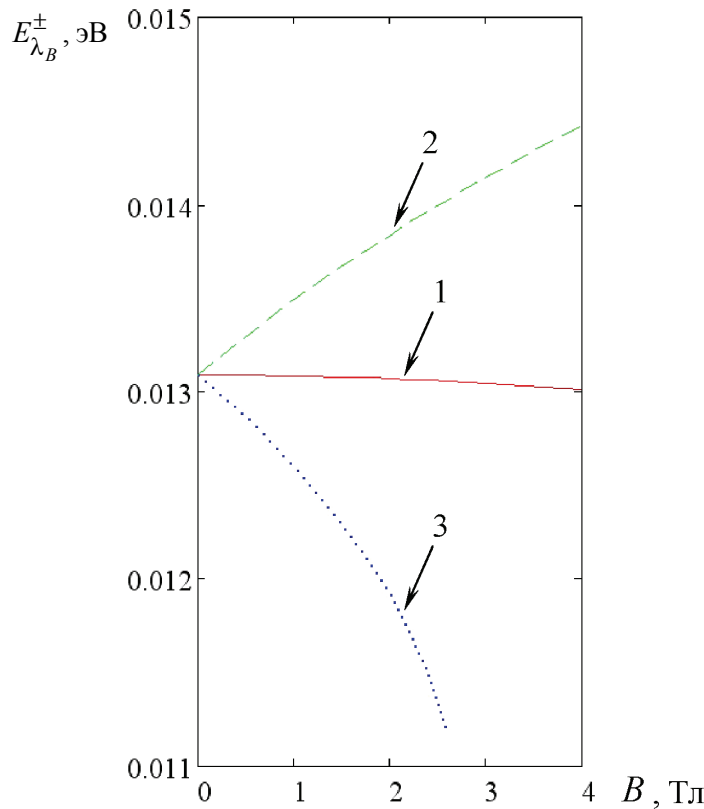


Рис. 1. Зависимость энергии связи $E_{\lambda_B}^{\pm}$ ($E_{o\lambda_B} > 0$) $D^{(-)}$ -состояния в КТ на основе InSb от величины магнитного поля: 1 – зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -центра в КТ без учета спиновых состояний ($\bar{R}_0 = 70$ нм, $U_0 = 0,4$ эВ); 2 – $s = -1/2$; 3 – $s = +1/2$

2. Аномальный квантово-размерный эффект Зеемана

Рассмотрим примесное поглощение света в квазиуменьшенной структуре с $D^{(-)}$ -центрами в случае поперечной по отношению к направлению внешнего магнитного поля поляризации ($\vec{e}_{\lambda} \perp \vec{B}$) света. Эффективный гамильтониан взаимодействия $\hat{H}_{\text{int}B}^t$ с полем световой волны, характеризуемой волновым вектором $\vec{q}_t$ и единичным вектором поляризации $\vec{e}_{\lambda t}$, запишется следующим образом:

$$\hat{H}_{\text{int}B}^t = -i\hbar\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^{*2}\omega}} I_0 \exp(i\vec{q}_t \vec{r}) \left((\vec{e}_{\lambda t} \nabla_{\vec{r}}) - \frac{i|e|B}{2\hbar} [\vec{e}_{\lambda t}, \vec{r}]_z \right). \quad (32)$$

В дипольном приближении матричные элементы M_{f,λ_B}^t , определяющие оптические переходы электрона из основного состояния $D^{(-)}$ -центра

$\Psi_{\lambda_B}^{(\pm)}(\rho, \varphi, z; 0, 0, 0)$ в состоянии $\Psi_{n, m_j, n_p, s}(\rho, \varphi, z)$ дискретного спектра КТ, можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 M_{f, \lambda_B}^t &= i\lambda_0 2^2 \pi^2 \sqrt{\frac{\alpha^*}{\omega}} I_0 E_d \times \\
 &\times \frac{a_d a_1^* (-1)^{n_1} ((2n_1)!)^{\frac{1}{2}} (n_p + 1) \sqrt{n_p}! \exp(\mp i\theta) [\delta_{m_j \mp 1/2, 1} + \delta_{m_j \mp 1/2, -1}]}{a_0^{*2} n_1! [2^{2n_1} (n_p + 1)!]^{1/2}} \times \\
 &\times \left[-\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{a_0^{*2}}{2a_1^{*2}}\right) \frac{\Gamma\left(-\frac{a_0^{*2}}{4} \eta_S^2 + \frac{1}{4} - \frac{a_0^{*2} \mu_B g B}{4E_d} + \frac{a_0^{*2}}{4a_1^{*2}}\right)}{\Gamma^2\left(-\frac{a_0^{*2}}{4} \eta_S^2 + \frac{3}{4} - \frac{a_0^{*2} \mu_B g B}{4E_d} - \frac{a_0^{*2}}{2a_1^{*2}}\right)} \times \right. \\
 &\times \Gamma\left(-\frac{a_0^{*2}}{4} \eta_S^2 + \frac{3}{4} - \frac{a_0^{*2} \mu_B g B}{4E_d} - \frac{a_0^{*2}}{2a_1^{*2}}\right) \times \\
 &\times \left. \left(\Psi\left(-\frac{a_0^{*2}}{4} \eta_S^2 + \frac{1}{4} - \frac{a_0^{*2} \mu_B g B}{4E_d} + \frac{a_0^{*2}}{4a_1^{*2}}\right) - \Psi\left(-\frac{a_0^{*2}}{4} \eta_S^2 + \frac{3}{4} - \frac{a_0^{*2} \mu_B g B}{4E_d} - \frac{a_0^{*2}}{2a_1^{*2}}\right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \times \\
 &\times \frac{\left(-\eta_S^2 + 2a_B^{*-2} (m_j \mp 1/2) + a_1^{*-2} (2n_p + 2) + a_0^{*-2} (4n_1 + 1) \pm \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)}{\left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} (4n_1 + 1) + a_1^{*-2} (2n_p + 1) - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)} \times \\
 &\times \frac{1}{\left(-\eta_S^2 + a_0^{*-2} (4n_1 + 1) + a_1^{*-2} (2n_p + 3) - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)}, \quad (33)
 \end{aligned}$$

где $(m_j \mp 1/2) = \pm 1$.

При этом правила отбора таковы, что оптические переходы электрона из $D^{(-)}$ -состояния со спином $-1/2$ возможны в гибридно-квантованные состояния КТ с собственными значениями полного момента $m_j = \begin{cases} 3/2 \\ 1/2 \end{cases} (m = 1)$,

либо $m_j = \begin{cases} -1/2 \\ -3/2 \end{cases} (m = -1)$ (m – магнитное квантовое число).

Будем предполагать, что дисперсия u размеров КТ возникает в процессе фазового распада пересыщенного твердого раствора и удовлетворительно описывается формулой Лифшица – Слезова [3]:

$$P(u) = \begin{cases} \frac{3^4 e u^2 \exp[-1/(1-2u/3)]}{2^{\frac{5}{3}} (u+3)^{\frac{7}{3}} (3/2-u)^{\frac{11}{3}}}, & u < \frac{3}{2}, \\ 0, & u > \frac{3}{2}, \end{cases} \quad (34)$$

где $u = R_0 / \overline{R_0}$, R_0 и $\overline{R_0}$ – радиус КТ и его среднее значение соответственно; e – основание натурального логарифма.

Тогда выражение для коэффициента примесного магнитооптического поглощения $K_B^t(\omega)$ для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации $\vec{e}_{\lambda_t}$ света в квазинульмерной структуре запишется как

$$\begin{aligned} K_B^t(\omega) = & \frac{2\pi\lambda_0^2 2^5 \pi^4 a_d^2 a_1^{2*} N_0 \alpha^*}{a_0^{*6} X} \times \\ & \times \sum_{n_p=0}^{T_1} \sum_{n_l=0}^{T_2} \sum_{m=-1}^1 \frac{P(u_{n_p, m_j, n_l}) (2n_l)! (n_p+1)^2 n_p! \exp(\mp 2i\theta)}{(n_l!)^2 [2^{2n_l} (n_p+1)!] \Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{2a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right)} \times \\ & \times \left[\frac{\Gamma\left(\frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{4} \left(-\eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} + \frac{1}{a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right) + \frac{1}{4}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{4} \left(-\eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} - \frac{2}{a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right) + \frac{3}{4}\right)} \times \right. \\ & \times \Gamma\left(\frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{4} \left(-\eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} - \frac{2}{a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right) + \frac{3}{4}\right) \times \\ & \times \left. \Psi\left(\frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{4} \left(-\eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} + \frac{1}{a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right) + \frac{1}{4}\right) - \right. \\ & \left. - \Psi\left(\frac{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_l}}{4} \left(-\eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} - \frac{2}{a_{n_p, m_j, n_l}^{*2}}\right) + \frac{3}{4}\right) \right]^{-1} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left(\frac{\left(-\eta_S^2 + 2a_B^{*-2} (m_j \pm 1/2) + a_{n_p, m_j, n_1}^{*-2} (2n_p + 2) + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} + \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2}{\left(-\eta_S^2 + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} + \frac{(2n_p + 1)}{a_{n_p, m_j, n_1}^{*2}} - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2} \times \right. \\
 & \quad \times \frac{1}{\left(-\eta_S^2 + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} + \frac{(2n_p + 3)}{a_{n_p, m_j, n_1}^{*2}} - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2} \left(X + \eta_S^2 + \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) + \\
 & \quad + \frac{\left(-\eta_S^2 + 2a_B^{*-2} (m_j \pm 1/2) + a_{n_p, m_j, n_1}^{*-2} (2n_p + 2) + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2}{\left(-\eta_S^2 + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} + \frac{(2n_p + 1)}{a_{n_p, m_j, n_1}^{*2}} - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2} \times \\
 & \quad \left. \times \frac{1}{\left(-\eta_S^2 + \frac{(4n_1 + 1)}{a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}} + \frac{(2n_p + 3)}{a_{n_p, m_j, n_1}^{*2}} - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right)^2} \left(X + \eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) \right), \quad (35)
 \end{aligned}$$

где $a_{n_p, m_j, n_1}^{*-2} = 2\sqrt{1 + a_0^{*4} u_{n_p, m_j, n_1}^2} / 4a_B^{*4} / a_0^{*2} u_{n_p, m_j, n_1}$, $T_1 = [C_3]$ – целая часть значения выражения

$$C_3 = \left(3 a_0^{*2} \left(X + \eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} + a_B^{*-2} \right) - 1 \right) / 2 \left(4\sqrt{1 + 9a_0^{*4} / 16a_B^{*4}} \right) - 1;$$

$T_2 = [C_4]$ – целая часть значения выражения

$$C_4 = \left(3 a_0^{*2} \left(X + \eta_S^2 - \frac{\mu_B g B}{E_d} + a_B^{*-2} \right) - 1 \right) / 8 - (n_p + 1) \sqrt{1 + 9a_0^{*4} / 16a_B^{*4}};$$

$$u_{n_p, m_j, n_1} = \left(-a_B^{*2} \left(2n_1 + \frac{3}{2} \right) \right) \left(a_0^{*2} a_B^{*2} \left(X + \eta_S^2 \mp \frac{\mu_B g B}{E_d} \right) - \frac{a_0^{*2}}{a_B^{*2}} \left(m_j \mp \frac{1}{2} \right) \right) +$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{a_B^{*4} \left(2n_1 + \frac{3}{2}\right)^2 \left(a_0^{*2} a_B^{*2} \left(X + \eta_S^2 \mp \frac{\mu_B g B}{E_d}\right) - \frac{a_0^{*2}}{a_B^{*2}} \left(m_j \mp \frac{1}{2}\right)\right)^2 -} \\
& \quad - a_B^{*4} \left(4 \left(2n_p + \left|m_j \mp \frac{1}{2}\right| + 1\right) - \left(2n_1 + \frac{3}{2}\right)\right) \times \\
& \quad \times \left(\frac{a_0^{*4} a_B^{*4}}{a_1^{*4}} \left(2n_p + \left|m_j \mp \frac{1}{2}\right| + 1\right) + a_0^{*2} a_B^{*2} \left(-X - \eta_S^2 \mp \frac{\mu_B g B}{E_d}\right) - \frac{a_0^{*2}}{a_B^{*2}} \left(m_j \mp \frac{1}{2}\right) \right) \times \\
& \quad \times \left(\frac{a_0^{*4} a_B^{*4}}{a_1^{*4}} \left(2n_p + \left|m_j \mp \frac{1}{2}\right| + 1\right) + a_0^{*2} a_B^{*2} \left(X + \eta_S^2 \mp \frac{\mu_B g B}{E_d}\right) - \frac{a_0^{*2}}{a_B^{*2}} \left(m_j \mp \frac{1}{2}\right) \right)^{-2}.
\end{aligned}$$

На рис. 2 представлены спектры примесного магнитооптического поглощения в квазиульмерной структуре с КТ на основе InSb, рассчитанные с помощью формулы (35). Как видно из рис. 2, для спектральных кривых характерен аномальный квантово-размерный эффект Зеемана, связанный с наличием спиновых состояний локализованного электрона.

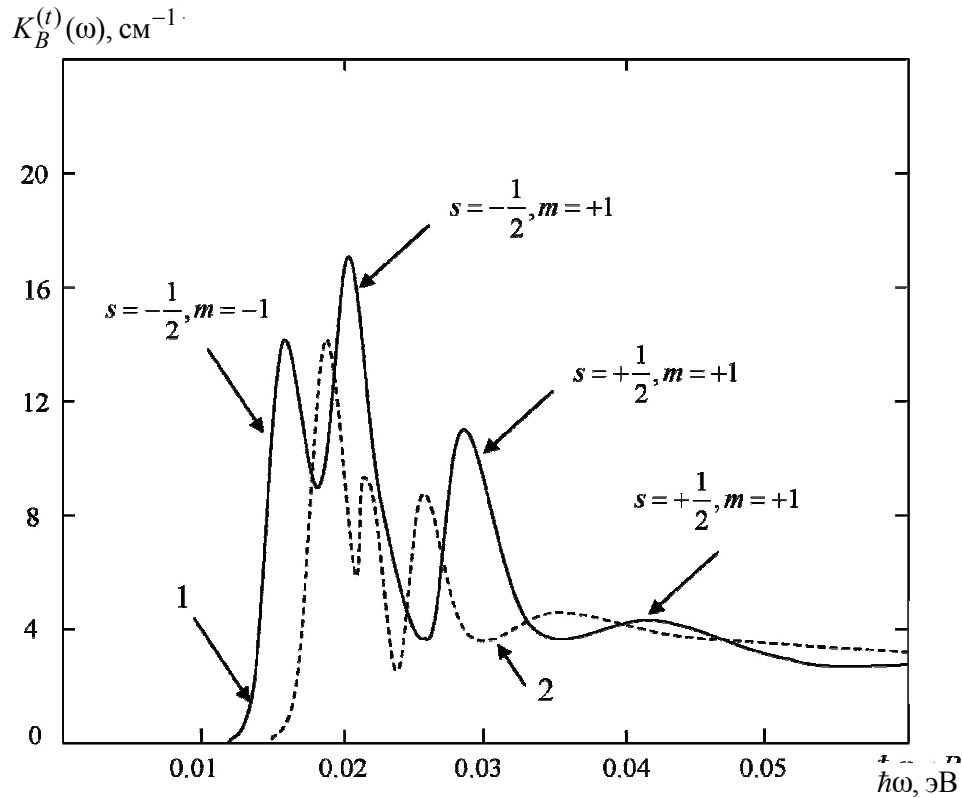


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента примесного магнитооптического поглощения света в квазиульмерной структуре при $\overline{R}_0 = 70$ нм, $U_0 = 0,3$ эВ,

$N_0 = 10^{22}$ см $^{-3}$: 1 – $B = 2$ Тл, 2 – $B = 0$ Тл

С ростом величины магнитного поля происходит смещение края полосы примесного поглощения в коротковолновую область спектра (см. рис. 2), при этом величина коэффициента поглощения уменьшается за счет уменьшения степени перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Следует также отметить, что край полосы примесного поглощения зависит от гиромагнитного отношения, что открывает определенные перспективы для исследования зонной структуры КТ.

Таким образом, в работе методом потенциала нулевого радиуса исследовано влияние спиновых состояний локализованного электрона на энергию связи квазистационарных $D^{(-)}$ -состояний в КТ во внешнем магнитном поле. Выявлен эффект магнитного вымораживания примеси, обусловленный гибридизацией размерного и магнитного квантования, который проявляется в случае антипараллельного направления спина локализованного электрона относительно направления внешнего магнитного поля. Показано, что для спектральной зависимости коэффициента примесного магнитооптического поглощения в квазиульмерной структуре характерен аномальный квантово-размерный эффект Зеемана, который может быть использован для изучения зонной структуры и идентификации примесей в полупроводниковых КТ.

Список литературы

1. Камке, Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке. – М. : Наука, 1965. – 704 с.
2. Градштейн, И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – М. : Физматгиз, 1962.
3. Лифшиц, И. М. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов / И. М. Лифшиц, В. В. Слезов // ЖЭТФ. – 1958. – Т.35. – Вып. 2 (8). – С. 479–492.

Кревчик Владимир Дмитриевич
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
физики, Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich
Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, head of physics
sub-department, Penza State University

Калинина Алла Владимировна
аспирант, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Kalinina Alla Vladimirovna
Postgraduate student,
Penza State University

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

Кревчик, В. Д.

Влияние спиновых состояний локализованных электронов на спектры примесного магнитооптического поглощения в квазиульмерной структуре / В. Д. Кревчик, А. В. Калинина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 4 (16). – С. 150–164.