ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Примесное магнитооптическое поглощение с участием резонансных состояний D_2^--центров в квантовых ямах

В. Ч. Жуковский[1,a], В. Д. Кревчик[2,b], А. Б. Грунин[2], А. В. Разумов[3,c], П. В. Кревчик[2]

[1] *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*
Пензенский государственный университет, физико-математический факультет,
[2] *кафедра «Физика»;* [3] *кафедра «Общая физика и методика обучения физике».*
Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.
E-mail: [a] *vlchzh@gmail.com,* [b] *physics@pnzgu.ru,* [c] *razumov_alex@mail.ru*

Статья поступила 16.03.2014, подписана в печать 24.05.2014.

Методом потенциала нулевого радиуса исследована зависимость средней энергии связи резонансного g-состояния D_2^--центра от величины внешнего магнитного поля в квантовой яме с параболическим удерживающим потенциалом. Показано, что с ростом обменного взаимодействия меняется характер зависимости средней энергии связи резонансного g-состояния D_2^--центра от величины внешнего магнитного поля. Выдвинуто предположение, что в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, легированных мелкими донорами Si, возможно существование резонансных D_2^--состояний в условиях обменного взаимодействия. Найдено, что в спектрах примесного магнитооптического поглощения в многоямных квантовых структурах обменное взаимодействие проявляется в наличии осцилляций интерференционной природы.

Ключевые слова: квантовая яма, примесные резонансные состояния, спектры примесного магнитооптического поглощения, обменное взаимодействие.
УДК: 535.8; 537.9; 539.33. PACS: 73.21.Fg.

Введение

В последние годы наблюдается рост интереса к примесным состояниям (локализованным и резонансным) в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) (обзор дан в [1]), что во многом связано с перспективой создания новых источников стимулированного излучения на примесных переходах [2, 3]. Интерес к H^--подобным примесным состояниям в селективно-легированных КЯ обусловлен тем, что в объемных полупроводниках такие состояния могут существовать только в неравновесных условиях, например, при фотовозбуждении [4]. В работе [5] приведены результаты экспериментальных исследований зависимости энергии E_D связи D^--центров в многоямных квантовых структурах (МКС) GaAs/AlGaAs с мелкими донорами Si от величины внешнего магнитного поля B. Выявлен нелинейный характер данной зависимости $E_D \sim \sqrt{B}$. Ранее в [6] нами была предпринята попытка интерпретации полученных в [5] результатов в рамках модели потенциала нулевого радиуса [7] для D^--центра в одиночной КЯ. Однако, как показали расчеты, зависимость $E_D(B)$ оказалось достаточно близкой к линейной. В настоящей работе выдвинуто и теоретически обосновано предположение о возможном вкладе в нелинейную зависимость $E_D(B)$ обменного взаимодействия между D^0-центрами с обобществленным электроном, так называемые D_2^--центры. Последние могут образовываться вследствие роста концентрации нейтральных примесей, когда расстояние между D^0-центрами становится достаточно малым и электрон обобществляется. При этом энергетический спектр D_2^--центра расщепляется из-за обменного взаимодействия. Теоретическое исследование энергетической структуры и оптических свойств D_2^--центров с локализованными g- и u-состояниями в квантовых проволоках при наличии внешнего магнитного поля проводилось в работах [8, 9]. Было показано, что энергия связи g- и u-состояний, а также величина расщепления между термами зависят от пространственной конфигурации молекулярного иона D_2^- в объеме квантовой проволоки.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование влияния обменного взаимодействия на энергетический спектр D_2^--центров как с локализованными, так и с резонансными g- и u-состояниями в КЯ при наличии внешнего магнитного поля, а также на спектры примесного магнитооптического поглощения в МКС с резонансными D_2^--состояниями. Проводится сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными по зависимости энергии связи D^--состояния от величины внешнего магнитного поля в КЯ GaAs/AlGaAs, легированной мелкими донорами Si.

1. Влияние обменного взаимодействия на локализованные и резонансные g-состояния D_2^--центра во внешнем магнитном поле

Рассматривается полупроводниковая КЯ, удерживающий потенциал которой вдоль оси роста моделируется потенциалом одномерного гармонического осциллятора. В приближении эффективной массы в симметричной калибровке векторного потенциала $\boldsymbol{A} = 1/2B\rho\boldsymbol{e}_\varphi$, где $\boldsymbol{B} = (0, 0, B)$– вектор магнитной индукции; $\boldsymbol{e}_\varphi$– единичный вектор в цилиндрической системе координат, гамильтониан в выбранной модели имеет вид

$$\widehat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + \\ + \frac{\omega_B}{2}\widehat{M}_z + \frac{m^*\omega_B^2\rho^2}{8} - \frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{m^*\omega_0^2 z^2}{2}, \quad (1)$$

где $\omega_B = |e|B/m^*$ — циклотронная частота; m^* — эффективная масса электрона; $|e|$ — абсолютное значение заряда электрона; ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КЯ; $\widehat{M}_z = -i\hbar\,\partial/\partial\varphi$ — оператор проекции момента импульса на ось z.

Собственные значения $E_{n_1,m,n}$ и соответствующие собственные функции $\Psi_{n_1,m,n}(\rho,\varphi,z)$ гамильтониана (1) даются выражениями вида

$$E_{n_1,m,n} = \frac{\hbar\omega_B}{2}(2n_1 + |m| + 1) + \frac{\hbar\omega_B}{2}m + \hbar\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad (2)$$

$$\Psi_{n_1,m,n}(\rho,\varphi,z) = \frac{1}{2^{|m|/2}a_B^{|m|+1}\sqrt{2^{n+1}n!\pi^{3/2}a}} \times \\ \times \left[\frac{n_1!}{(n_1+|m|)!}\right]^{1/2}\rho^{|m|}\exp\left[-\left(\frac{\rho^2}{4a_B^2} + \frac{z^2}{2a^2}\right)\right] L_{n_1}^{|m|} \times \\ \times \left(\frac{\rho^2}{2a_B^2}\right) H_n\left(\frac{z}{a}\right)\exp(im\varphi), \quad (3)$$

где $n_1 = 0, 1, 2, \ldots$ — радиальное квантовое число, соответствующее уровням Ландау; $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$ — магнитное квантовое число; $n = 0, 1, 2, \ldots$ — осцилляторное квантовое число; $a_B = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_B)}$ — магнитная длина; $a = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_0)}$ — характерная длина осциллятора; $L_{n_1}^{|m|}(x)$– полиномы Лагерра; $H_n\,(y)$ — полиномы Эрмита.

Пусть D^0-центры расположены в точках $\boldsymbol{R}_{a1}(\rho_{a1},\varphi_{a1},z_{a1})$ и $\boldsymbol{R}_{a2}(\rho_{a2},\varphi_{a2},z_{a2})$. Здесь $\boldsymbol{R}_{ai} = (\rho_{ai},\varphi_{ai},z_{ai})$ $(i = 1, 2)$ — цилиндрические координаты примесных центров. Двухцентровой потенциал моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi\hbar^2/(\alpha_i m^*)$ и в цилиндрической системе координат имеет вид

$$V_\delta(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2}) = \sum_{i=1}^{2}\gamma_i\frac{\delta(\rho-\rho_{ai})}{\rho}\,\delta(\varphi-\varphi_{ai})\,\delta(z-z_{ai}) \times \\ \times \left[1 + (\rho-\rho_{ai})\frac{\partial}{\partial\rho} + (z-z_{ai})\frac{\partial}{\partial z}\right], \quad (4)$$

где α_i определяется энергией $E_i = -\hbar^2\alpha_i^2/(2m^*)$ электронного локализованного состояния на этих же D^0-центрах в объемном полупроводнике.

В приближении эффективной массы волновая функция резонансного D_2^--состояния $\Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\rho,\varphi,z;\rho_{a1},\varphi_{a1}z_{a1},\rho_{a2},\varphi_{a2},z_{a2}) = \Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})$ удовлетворяет уравнению Липпмана–Швингера для связанного состояния:

$$\Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2}) = \int d\boldsymbol{r}_1\,G\big(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1;E_\lambda^{(0)}\big)V_\delta(\boldsymbol{r}_1;\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2}) \times \\ \times \Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\boldsymbol{r}_1;\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2}), \quad (5)$$

где $G\big(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1;E_\lambda^{(0)}\big)$ — одноэлектронная функция Грина, соответствующая источнику в точке $\boldsymbol{r}_1$ и энергии $\mathrm{Re}\,E_\lambda^{(0)} = \hbar^2\lambda^2/(2m^*)$ $(\mathrm{Re}\,E_\lambda^{(0)} > 0)$:

$$G\big(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1;E_\lambda^{(0)}\big) = \sum_{n_1,m,n}\frac{\Psi_{n_1,m,n}^*(\boldsymbol{r}_1)\Psi_{n_1,m,n}(\boldsymbol{r})}{E_\lambda^{(0)} - E_{n_1,m,n} - i\hbar\Gamma}, \quad (6)$$

где $\hbar\Gamma$ — лоренцева полуширина энергетических уровней в КЯ.

Подставляя (4) в (5), получим, что волновая функция электрона $\Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})$ имеет вид линейной комбинации

$$\Psi_\lambda^{\mathrm{res}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2}) = \sum_{i=1}^{2}\gamma_i c_i\,G\big(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{a\,i};E_\lambda^{(0)}\big), \quad (7)$$

где $c_i = \big(\widehat{T}_i\Psi_\lambda^{\mathrm{res}}\big)(\boldsymbol{R}_{ai};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})$ — нормировочный множитель; $\widehat{T}_i = \lim\limits_{\boldsymbol{r}\to\boldsymbol{R}_{ai}}[1 + (\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{ai})\nabla]$.

Применяя последовательно операцию $\widehat{T}_i$ $(i = 1, 2)$ к обеим частям выражения (7), получим систему алгебраических уравнений вида

$$\begin{cases} c_1 = \gamma_1 a_{11}c_1 + \gamma_2 a_{12}c_2, \\ c_2 = \gamma_1 a_{21}c_1 + \gamma_2 a_{22}c_2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь $a_{ij} = (\widehat{T}_i G)\big(\boldsymbol{R}_{ai},\boldsymbol{R}_{aj};E_\lambda^{(0)}\big)$; $i,j = 1, 2$.

Полагая $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ и исключив из данной системы коэффициенты c_i, получим дисперсионные уравнения для определения средней энергии связи резонансного D_2^--состояния $\overline{E}_\lambda = \hbar(\omega_B + \omega_0)/2 - \mathrm{Re}\,E_\lambda^{(0)}$, а также ширины резонансного уровня $\Delta E = 2\,\mathrm{Im}\,E_\lambda^{(0)}$:

$$\gamma a_{11} + \gamma a_{12} = 1 \qquad (c_1 = c_2), \quad (9)$$
$$\gamma a_{11} - \gamma a_{12} = 1 \qquad (c_1 = -c_2). \quad (10)$$

Коэффициенты a_{ij}, входящие в (9) и (10), можно представить в виде

$$a_{ij} = -2^{-3}\pi^{-3/2}a_d^{-3}E_d^{-1}\beta^{-1/2} \times \\ \times \left[\int_0^{+\infty} dt\,\exp\left\{-\left(-\beta\eta_B^2 + \beta a_B^{*\,-2} + \frac{1}{2} + \left(\frac{i\hbar\Gamma}{E_d}\right)\beta\right)t\right\} \times \right. \\ \times \left[2^{1/2}\beta a_B^{*\,-2}\left(1-e^{-2t}\right)^{-1/2}\delta^{-1}(t)\,\mathrm{sh}^{-1}\left[\beta a_B^{*\,-2}t\right] \times \right. \\ \times \exp\left[-\frac{\left(\rho_{aj}^2 + \rho_{ai}^2\right)\mathrm{cth}\left(\beta a_B^{*\,-2}t\right)}{4a_B^2}\right] \times \\ \times \exp\left[\frac{\rho_{aj}\rho_{ai}\,\mathrm{ch}\left[i(\varphi_{ai}-\varphi_{aj}) - \beta a_B^{*\,-2}t\right]}{2a_B^2\,\mathrm{sh}\left[\beta a_B^{*\,-2}t\right]}\right] \times \\ \times \exp\left\{-\frac{\left(z_{aj}^2 + z_{ai}^2\right)\mathrm{cth}(t)}{2a^2}\right\}\cdot\exp\left\{\frac{z_{aj}z_{ai}}{a^2\,\mathrm{sh}(t)}\right\} - \\ \left.\left. - t^{-3/2}\cdot\exp\left\{-\frac{\Delta_{i,j}^2}{2t}\right\}\right]\right. +$$

$$+\frac{\sqrt{2\pi}\exp\left\{-\sqrt{2\left(-\beta\eta_B^2+\beta {a_B^*}^{-2}+\frac{1}{2}+\frac{i\hbar\Gamma}{E_d}\beta\right)\cdot\Delta_{i,j}}\right\}}{\Delta_{i,j}}\Bigg], \quad (11)$$

$$a_{ii}=-2^{-3}\pi^{-3/2}a_d^{-3}E_d^{-1}\beta^{-1/2}\times$$
$$\times\Bigg[\int_0^{+\infty} dt\,\exp\left\{-\left(-\beta\eta_B^2+\beta {a_B^*}^{-2}+\frac{1}{2}+\frac{i\hbar\Gamma}{E_d}\beta\right)t\right\}\times$$
$$\times\Bigg[2^{1/2}\beta {a_B^*}^{-2}\left(1-e^{-2t}\right)^{-1/2}\times\delta^{-1}(t)\cdot\mathrm{sh}^{-1}\left(\beta {a_B^*}^{-2}t\right)\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{z_{ai}^2\,\mathrm{th}\left(\frac{t}{2}\right)}{a^2}\right]-t^{-3/2}\Bigg]-$$
$$-\sqrt{2\pi}\cdot\sqrt{2\left(-\beta\eta_B^2+\beta {a_B^*}^{-2}+\frac{1}{2}+\frac{i\hbar\Gamma}{E_d}\beta\right)}\Bigg], \quad (12)$$

где $E_d=\hbar^2/\left(2m^*a_d^2\right)$, $a_d=4\pi\varepsilon_0\varepsilon\hbar^2/\left(m^*|e|^2\right)$ — эффективные боровские энергия и радиус соответственно, ε_0 — электрическая постоянная, ε — статическая относительная диэлектрическая проницаемость вещества КЯ, $\beta=L^*/\left(4\sqrt{U_0^*}\right)$, $L^*=L/a_d$; L — ширина КЯ, $U_0^*=U_0/E_d$, $U_0=m^*\omega_0^2L^2/8$ — амплитуда удерживающего потенциала, $a_B^*=a_B/a_d$, $\eta_B^2=E_\lambda^{(0)}/E_d$, $\delta(t)=\exp\left\{-\beta {a_B^*}^{-2}t\right\}$, $\Delta_{i,j}=\sqrt{(\rho_{ai}-\rho_{aj})^2/\left(2a_B^2\right)+(z_{ai}-z_{aj})^2/a^2}$.

Для поперечного ($\boldsymbol{R}_{a1}=(0,0,0)$; $\boldsymbol{R}_{a2}=(\rho_{a2},\varphi_{a2},0)$) и продольного ($\boldsymbol{R}_{a1}=(0,0,-z_{a2})$; $\boldsymbol{R}_{a2}=(0,0,z_{a2})$) по отношению к направлению магнитного поля расположения оси D_2^--центра уравнения (9) и (10) с учетом (11) и (12) могут быть записаны в виде (13) и (14) соответственно:

$$-\frac{\sqrt{\hbar\omega_0}}{2\sqrt{\pi}\sqrt{|E_i|}}\Bigg\{\int_0^{\infty}dt\,\exp\left\{-\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}t\right\}\times$$
$$\times\left[\frac{\omega_B}{\sqrt{2}\omega_0}\left(1-e^{-2t}\right)^{-1/2}\delta^{-1}(t)\cdot\mathrm{sh}^{-1}\left(\frac{\omega_B}{2\omega_0}t\right)\times\right.$$
$$\times\left(1\pm\exp\left(-\frac{\rho_{a2}^2\,\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega_B}{2\hbar\omega_0}t\right)}{4a_B^2}\right)\right)-$$
$$\left.-t^{-3/2}\left(1\pm\exp\left\{-\frac{\rho_{a2}^2}{4a_B^2}t\right\}\right)\right]\pm$$
$$\pm2\sqrt{\pi}\left[\frac{\exp\left(-\sqrt{\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}}\,\frac{2z_{a2}\sqrt{m^*\omega_0}}{\sqrt{\hbar}}\right)}{\left(\frac{\rho_{a2}}{a_B}\right)}\mp\right.$$
$$\left.\mp\sqrt{\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}}\right]\Bigg\}=1, \quad (13)$$

$$-\frac{\sqrt{\hbar\omega_0}}{2\sqrt{\pi}\sqrt{|E_i|}}\Bigg\{\int_0^{\infty}dt\,\exp\left\{-\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}t\right\}\times$$
$$\times\left[\frac{\omega_B}{\sqrt{2}\,\omega_0}\left(1-e^{-2t}\right)^{-1/2}\delta^{-1}(t)\cdot\mathrm{sh}^{-1}\left(\frac{\omega_B}{2\omega_0}t\right)\times\right.$$
$$\times\left(\exp\left(-\frac{z_{a2}^2m^*\omega_0\,\mathrm{th}\left(\frac{t}{2}\right)}{\hbar}\right)\pm\exp\left(-\frac{z_{a2}^2m^*\omega_0\,\mathrm{cth}\left(\frac{t}{2}\right)}{\hbar}\right)\right)-$$
$$\left.-t^{-3/2}\left(1\pm\exp\left(-\frac{2z_{a2}^2m^*\omega_0}{\hbar\times t}\right)\right)\right]+$$
$$+2\sqrt{\pi}\left[\pm\frac{\exp\left(-\sqrt{\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}}\,\frac{2z_{a2}\sqrt{m^*\omega_0}}{\sqrt{\hbar}}\right)}{\frac{2z_{a2}\sqrt{m^*\omega_0}}{\sqrt{\hbar}}}-\right.$$
$$\left.-\sqrt{\frac{\hbar(\omega_B+\omega_0)/2-E_\lambda^{(0)}+i\hbar\Gamma}{\hbar\omega_0}}\right]\Bigg\}=1, \quad (14)$$

где верхние знаки относятся к симметричным (g-терм), а нижние знаки — к антисимметричным (u-терм) состояниям электрона; $\rho_{a2}=R_{12}$; $2z_{a2}=R_{12}$ — расстояние между D^0-центрами.

Уравнения (13) соответствуют случаю, когда примесный уровень $E_\lambda^{(0)}$ расположен между дном потенциала КЯ и уровнем энергии основного состояния $E_{0,0,0}=\hbar(\omega_B+\omega_0)/2$ электрона в КЯ. Для перехода к случаю, когда примесный уровень расположен ниже дна КЯ ($E_\lambda^{(0)}<0$), необходимо в уравнениях (13) энергию связи D_2^--центра определить выражением $E_\lambda=E_\lambda^{(0)}+\hbar(\omega_B+\omega_0)/2$, где $E_\lambda^{(0)}$ в этом случае является действительной величиной ($\Delta E=0$, $\Gamma=0$).

Для учета дисперсии ширины КЯ в МКС в выражениях (11) и (12) необходимо провести замену $\beta=L^*/\left(4\sqrt{U_0^*}\right)$ на $\beta(u)=L^*u/\left(4\sqrt{U_0^*}\right)$, где $u=L/\overline{L}$ — дисперсия ширины КЯ, $\overline{L}$ — среднее значение ширины КЯ. В этом случае энергию связи g-состояния (как резонансного, так и локализованного) необходимо усреднить по возможным значениям дисперсии

$$\overline{E}_\lambda=\int_{u_{\min}}^{u_{\max}}du\,P(u)\,E_\lambda(u), \quad (15)$$

где $u_{\min}$, $u_{\max}$ — минимальное и максимальное значения дисперсии u; $P(u)$ — функция распределения дисперсии ширины КЯ

$$P(u)=\frac{2}{\sqrt{\pi}\left(\Phi(u_{\max}-u_0)+\Phi(u_0-u_{\min})\right)}e^{-(u-u_0)^2}, \quad (16)$$

где $\Phi(z)$ — интеграл ошибок; $u_0=(u_{\min}+u_{\max})/2$; в случае резонансного g-состояния в (16) необходимо выполнить замену $E_\lambda(u)$ на $\overline{E}_\lambda(u)$.

На рис. 1 приведены результаты численного анализа дисперсионных уравнений (13) для локализованных и резонансных g-состояний D_2^--центра с учетом дисперсии ширин КЯ (кривые *1* и *3* соответственно) и уширения энергетических уровней (кривые *2* и *4*), величина которого $\Delta=4.8$ мэВ взята из эксперимента [5]. Точками на рис. 1 обозначены результаты эксперимента [5] по исследованию зависимости энергии связи электрона на D^--центре от величины внешнего магнитного поля в МКС GaAs/AlGaAs с мелкими донорами Si. Видно,

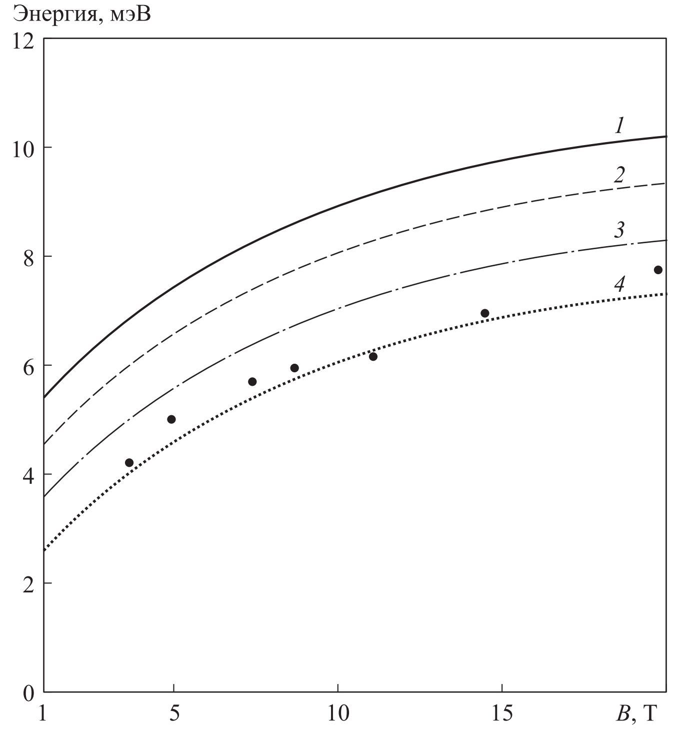

Рис. 1. Зависимость средней энергии связи $\overline{E}_\lambda$ D_2^--состояния от величины внешнего магнитного поля в КЯ на основе GaAs/AlGaAs при $|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 10$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $R_{12} = 4$ нм: *1* и *3* — локализованные и резонансные примесные состояния с учетом дисперсии ширины КЯ; *2* и *4* — соответствующие состояния с учетом экспериментального значения уширения $\Delta = 2\hbar\Gamma = 4.8$ мэВ. Точками обозначены результаты эксперимента в селективно легированных структурах GaAs/AlGaAs [5]

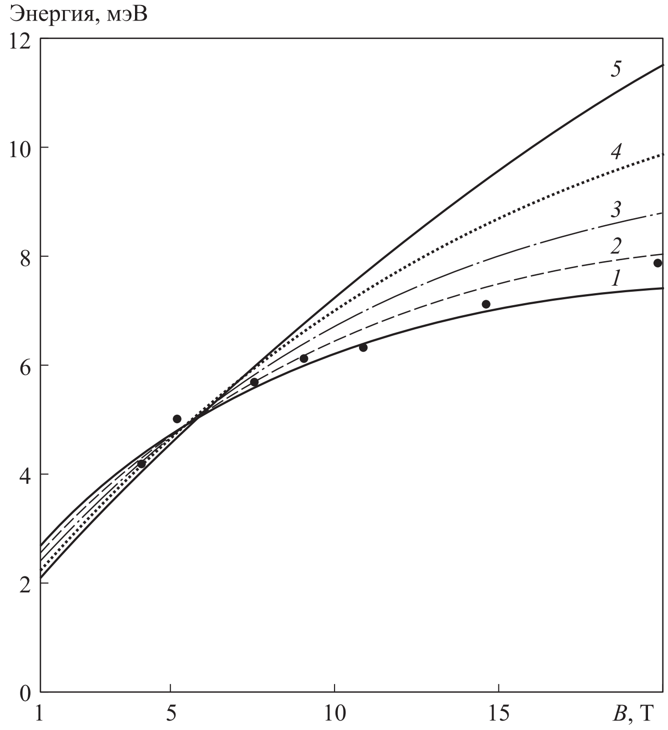

Рис. 2. Зависимость средней энергии связи $\overline{E}_\lambda$ резонансного g-состояния D_2^--центра от величины внешнего магнитного поля в КЯ GaAs при $|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 10$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ для различных расстояний R_{12} между D^0-центрами: $R_{12} = 4$ нм (*1*), 8 нм (*2*), 12 нм (*4*), 16 нм (*4*), 20 нм (*5*). Точками обозначены результаты эксперимента в селективно легированных структурах GaAs/AlGaAs [5]

что значения энергии связи примеси Si в большей степени отвечают резонансным D_2^--состояниям (ср. кривые *3* и *4* с кривыми *1* и *2*). Таким образом, в КЯ GaAs/AlGaAs, легированных мелкими донорами Si, возможно существование резонансных D_2^--состояний, образующихся в результате обобществления электрона двумя нейтральными донорами, расположенными друг от друга на расстоянии не более 4 нм. На рис. 2 представлена зависимость энергии связи D_2^--состояния от величины внешнего магнитного поля для различных расстояний R_{12} между D^0-центрами. Видно, что с ростом обменного взаимодействия (с уменьшением R_{12}) меняется характер зависимости средней энергии связи резонансного g-состояния от величины внешнего магнитного поля B (ср. кривые *1* и *5* на рис. 2): если расстояние R_{12} между D^0-центрами больше эффективного боровского радиуса a_d, то характер искомой зависимости близок к линейной (см. кривые *4* и *5*), что отвечает D^--состояниям атомного типа, при $R_{12} < a_d$ средняя энергия связи резонансного g-состояния пропорциональна $\sqrt{B}$ (кривые *1–3* на рис. 2), что отвечает D_2^--состояниям в КЯ.

Волновая функция электрона в резонансном g-состоянии D_2^--центра для случая $\boldsymbol{R}_{a1} = (0,0,0)$, $\boldsymbol{R}_{a2} = (\rho_{a2}, \varphi_{a2}, 0)$ запишется в виде

$$\Psi_\lambda(\rho,\varphi,z;0,0,0,\rho_{a2},\varphi_{a2},0) \equiv \Psi_\lambda(\rho,\varphi,z;0,\rho_{a2},\varphi_{a2},0) =$$

$$= -\gamma c_1 \frac{\beta}{2^2\pi^{3/2}a_B^2 a E_d}\int_0^{+\infty} dt\, \exp\left\{-\left(\beta\eta_{B2}^2 + \beta a_B^{*-2} + \frac{1}{2}\right)t\right\} \times$$
$$\times \left(1 - e^{-2t}\right)^{-1/2} \cdot \delta^{-1}(t) \cdot \mathrm{sh}^{-1}\left(\beta a_B^{*-2} t\right)$$
$$\times \exp\left[-\frac{\rho^2 \,\mathrm{cth}\left(\beta a_B^{*-2}t\right)}{4a_B^2}\right] \cdot \exp\left\{-\frac{z^2\,\mathrm{cth}(t)}{2a^2}\right\} \times$$
$$\times \left[1 + \exp\left\{-\frac{\rho_{a2}^2\,\mathrm{cth}\left(\beta a_B^{*-2}t\right)}{4a_B^2}\right\} \times\right.$$
$$\left.\times \exp\left[\frac{\rho_{a2}\rho\,\mathrm{ch}\left[i(\varphi-\varphi_{a2}) - \beta a_B^{*-2}t\right]}{2a_B^2\,\mathrm{sh}\left(\beta a_B^{*-2}t\right)}\right]\right]. \quad (17)$$

2. Спектры примесного магнитооптического поглощения в многоямной квантовой структуре с резонансными D_2^--состояниями

Рассмотрим процесс фотоионизации D_2^--центра, связанный с оптическим переходом электрона из резонансного g-состояния в гибридно-квантованные состояния КЯ в продольном магнитном поле для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света $\boldsymbol{e}_{\lambda t}(\cos\psi, \sin\psi, 0)$, где ψ — полярный угол единичного вектора поляризации $\boldsymbol{e}_{\lambda t}$ в цилиндрической системе координат.

В этом случае эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны $\widehat{H}^{(t)}_{\text{int}\,B}$ в цилиндрической системе координат будет иметь вид

$$\widehat{H}^{(t)}_{\text{int}\,B} = -i\hbar\lambda_0\sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^{*2}\omega}I_0}\cdot e^{iq_z z}\times$$
$$\times\left(\cos(\psi-\varphi)\frac{\partial}{\partial\rho}+\frac{\sin(\psi-\varphi)}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}-\frac{i}{2a_B^2}\rho\sin(\varphi-\psi)\right), \tag{18}$$

где $\lambda_0 = E_{\text{eff}}/E_0$ — коэффициент локального поля, учитывающий увеличение амплитуды оптического перехода за счет того, что эффективное локальное поле примесного центра E_{eff} превышает среднее макроскопическое поле в кристалле E_0; $\alpha^* = |e|^2/\left(4\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}\hbar c\right)$ — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости ε; I_0 — интенсивность света; ω — его частота; $\boldsymbol{q} = (0, 0, q_z)$ — волновой вектор фотона.

Выражение для матричного элемента $M^{(t)}_{f,\lambda\perp}$ рассматриваемого оптического перехода можно представить в виде

$$M^{(t)}_{f,\lambda\perp} = -2^{-n/2-1/4}\pi^{-3/4}i\lambda_0\sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{\omega}}\,\gamma c_1\beta^{3/4}a_B^{-2}a_d^{3/2}\times$$
$$\times(n!)^{-1/2}(-1)^{n/2}\,2^{n+1/2}\Gamma\left(\frac{n}{2}+\frac{1}{2}\right)\times$$
$$\times\Bigg\{(n_1+1)^{1/2}\cdot\Bigg[e^{-i\psi}\delta_{m,+1}\frac{1}{-\beta\eta_B^2+\beta a_B^{*\,-2}(2n_1+1)+\frac{1}{2}+n}+$$
$$+e^{i\psi}\delta_{m,-1}\frac{1}{-\beta\eta_B^2+\beta a_B^{*\,-2}(2n_1+3)+\frac{1}{2}+n}\Bigg]+$$
$$+\left\{\left[\frac{n_1!}{(n_1+|m|)!}\right]^{1/2}\cdot\frac{1}{2\beta a_B^{*\,-2}}\left(\frac{\sqrt{2}\,a_B}{\rho_{a2}}\right)\cdot\exp\left(-\frac{\rho_{a2}^2}{4a_B^2}\right)\times\right.$$
$$\times\sum_{p=0}^{n_1}C_{n_1+|m|}^{n_1-p}\frac{(-1)^p}{p!}\cdot\left[\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^{(|m-1|+1)/2}e^{-i(m-1)\varphi_{a_2}}\,e^{-i\psi}\times\right.$$
$$\times\left(p+\frac{|m|-|m-1|+1}{2}\right)!\times$$
$$\times\sum_{k=0}^{p+(|m|-|m-1|+1)/2}C_{p+(|m|+|m-1|+1)/2}^{p+(|m|-|m-1|+1)/2-k}\cdot\frac{1}{k!}\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^k\times$$
$$\times B\left(\nu+\frac{m+|m-1|+2k}{2},\ p+\frac{|m|-|m-1|+1}{2}-k\right)+$$
$$+e^{-i(m+1)\varphi_{a_2}}\,e^{i\psi}\cdot\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^{(|m+1|+1)/2}\left(p+\frac{|m|-|m+1|+1}{2}\right)\times$$
$$\times\sum_{u=0}^{p+(|m|-|m+1|+1)/2}C_{p+(|m|+|m+1|+1)/2}^{p+(|m|-|m+1|+1)/2-u}\cdot\frac{1}{u!}\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^u\times$$
$$B\left(\nu+\frac{m+|m+1|+2u}{2}+2,\ p+\frac{|m|-|m+1|+1}{2}-u\right)-$$
$$-\frac{\rho_{a2}}{\sqrt{2}\,a_B}\,e^{-im\varphi_{a_2}}\cdot\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^{(|m|+1)/2}\cdot p!\cdot\sum_{\upsilon=0}^{p}C_{p+|m|}^{p-\upsilon}\cdot\frac{1}{\upsilon!}\cdot\left(\frac{\rho_{a2}^2}{2a_B^2}\right)^{\upsilon}\times$$
$$\times\left[e^{i(\varphi_{a_2}-\psi)}\cdot B\left(\nu+\frac{m+|m|+1+2\upsilon}{2},\ p-\upsilon\right)+\right.$$
$$\left.\left.\left.+e^{-i(\varphi_{a_2}-\psi)}\cdot B\left(\nu+\frac{m+|m|+3+2\upsilon}{2},\ p-\upsilon\right)\right]\right]\right\}\Bigg\}, \tag{19}$$

где $\nu = \left(-\beta\eta_B^2 + 1/2 + n\right)/\left(2\beta a_B^{*\,-2}\right)$; $B(x, y)$ — бета-функция; $C_n^k = n!/((n-k)!k!)$. При этом для осцилляторного квантового числа n правила отбора таковы, что $n = 2j$, $j = 0, 1, 2\ldots$.

Коэффициент примесного магнитооптического поглощения $K_B^{(t)}(\omega)$ в МКС имеет вид

$$K_B^{(t)}(\omega) = \frac{2}{\overline{L}_c S\hbar I_0}\sum_m\sum_n\sum_{n_1}\left|M^{(t)}_{f,\lambda\perp}\right|^2\cdot\hbar\Gamma\times$$
$$\times\left[\left(\frac{\hbar\omega_B}{2}(2n_1+|m|+m+1)+\hbar\omega_0\left(n+\frac{1}{2}\right)-\operatorname{Re}E_\lambda^{(0)}-\hbar\omega\right)^2+\right.$$
$$\left.+(\hbar\Gamma)^2\right]^{-1}, \tag{20}$$

где $\overline{L}_c$ — среднее значение периода структуры; S — площадь КЯ в плоскости, перпендикулярной оси размерного квантования; $\hbar\omega$ — энергия фотона.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости $K_B^{(t)}(\omega)$, рассчитанные по формуле (20) для МКС на основе GaAs/AlGaAs для различных средних расстояний между D^0-центрами. Можно видеть, что для спектральной зависимости $K_B^{(t)}(\omega)$ характерен квантово-размерный эффект Зеемана с осцилляциями интерференционной природы, которые исчезают с ростом среднего

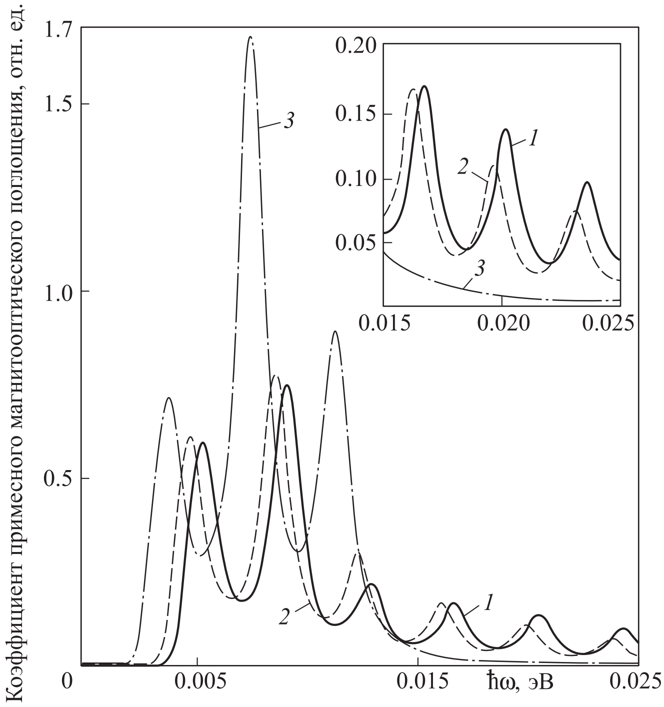

Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента $K_B^{(t)}(\omega)$ примесного магнитооптического поглощения в МКС ($\overline{L}_c = 10$ нм, $S = 1$ см^2) с D_2^--центрами ($|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 10$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ) при $B = 5$ Тл для различных средних расстояний между D^0-центрами: $R_{12} = 4$ нм (*1*), 12 нм (*2*), 20 нм (*3*). На вставке в увеличенном масштабе показана правая часть кривых данного рисунка

расстояния между D^0-центрами (вставка к рис. 3). Необходимо отметить, что из-за наличия вырождения по магнитному и радиальному квантовым числам имеет место совмещение пиков в двух соседних дублетах Зеемана (например, $n_1 = 1$, $m = -1$ или $n_1 = 0$, $m = +1$). Таким образом, в спектрах примесного магнитооптического поглощения в МКС обменное взаимодействие проявляется в наличии осцилляций интерференционной природы, амплитуда которых достаточно быстро убывает с ростом среднего расстояния между нейтральными донорами. Из рис. 3 видно, что обменное взаимодействие эффективно проявляется на расстояниях $R_{12} < a_d$ (ср. кривые *1* и *2* с кривой *3*).

На рис. 4 приведено сравнение спектральной зависимости коэффициента поглощения, найденной с помощью формулы (20) (кривая *1*), со спектром магнитооптического поглощения D^--центра (кривая *2*), расположенного в середине КЯ GaAs-$Ga_{0.75}Al_{0.25}$As, рассчитанным в работе [10], в которой локализованное состояние электрона описывалось вариационными функциями гауссовского типа. Из рис. 4 видно, что в обоих случаях самый интенсивный пик соответствует оптическому переходу электрона на уровень Ландау с номером $N = 1$, где $N = n_1 + (m + |m|)/2$, что связано с указанным выше вырождением. Для уровней Ландау с номерами $N \geqslant 1$ интенсивность пиков в спектрах поглощения (кривая *1* и кривая *2*) монотонно уменьшается с ростом N. Однако относительная высота пиков с номерами $N = 1$ и $N \geqslant 2$ больше для кривой *2*, чем для кривой *1*. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что авторы

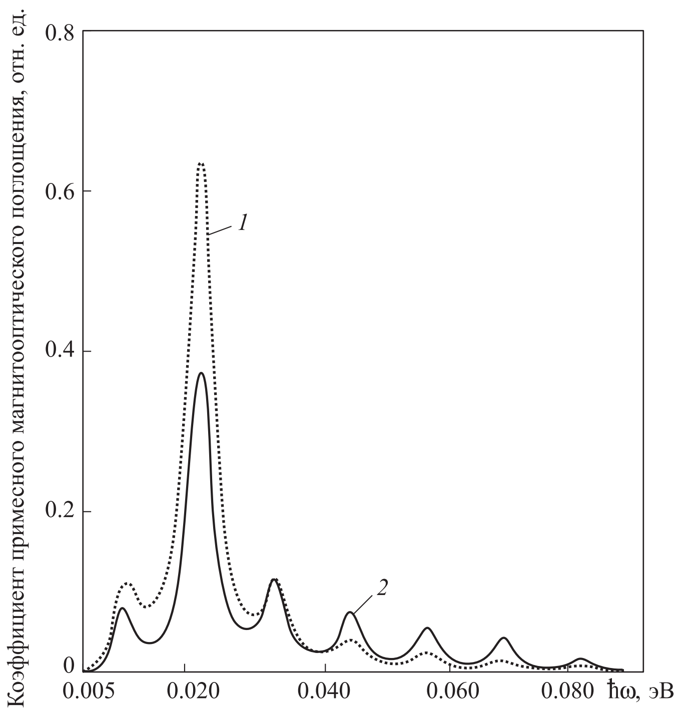

Рис. 4. Спектральная зависимость коэффициента примесного магнитооптического поглощения в МКС ($\overline{L}_c$ = 10 нм, S = 1 см^2) с D_2^--центрами ($|E_i|$ = 0.4 мэВ, L = 10 нм, U_0 = 0.2 эВ) при $B = 8.06$ Тл, $R_{12} = 4$ нм (кривая *1*). Кривая *2* — соответствующая спектральная зависимость, рассчитанная в работе [10]

работы [9] проводили сравнение рассчитанного теоретически спектра поглощения (кривая *2*) с наблюдаемым спектром магнитофотопроводимости (МФП) для образца № 2, легированного на расстоянии 10 Å от поверхности КЯ [5]. В то же время в работе [5] указано, что для образца № 1, легированного в середине КЯ, осцилляции МФП значительно слабее. К тому же сравнение значений энергий фотоионизации D^--центров для образца № 1, полученных в работе [5] по измерениям МФП, с энергией уровня Ландау с номером $N = 0$, а также диаграмма энергетических уровней электрона, построенная в работе [11] по результатам измерения энергии циклотронного резонанса, указывают на то, что уровень энергии основного состояния D^--центра располагается выше дна удерживающего потенциала КЯ. Это дает основание предположить, что экспериментально исследованные в [5] примесные состояния являются резонансными.

Заключение

Таким образом, обменное взаимодействие между D^0-центрами может приводить к образованию резонансных D_2^--состояний в КЯ GaAs/AlGaAs, легированных мелкими донорами Si. Показано, что обменное взаимодействие эффективно проявляется на расстояниях $R_{12} < a_d$, при этом энергия связи резонансного g-состояния зависит от внешнего магнитного поля как $\sim \sqrt{B}$. Найдено, что в спектрах примесного магнитооптического поглощения в МКС обменное взаимодействие проявляется в наличии осцилляций интерференционной природы, амплитуда которых достаточно быстро убывает с ростом среднего расстояния между нейтральными донорами.

Полученные в настоящей работе результаты наряду с представленными ранее результатами, связанными с улучшением вариационных волновых функций [10], учетом вклада в энергию связи D^0-центра взаимодействия с колебаниями решетки [12], а также с магнитной плазмой [13], вносят определенный вклад в понимание природы $2D$ H^--подобных примесных центров.

Список литературы

1. *Алёшкин В.Я., Гавриленко Л.В., Одноблюдов М.А., Яссиевич И.Н.* // Физика и техника полупроводников. 2008. **42**. С. 899.
2. *Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**. P. 5220.
3. *Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N., Kagan M.S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. **83**. P. 644.
4. *Пахомов А.А., Халипов К.В., Яссиевич И.Н.* // Физика и техника полупроводников. 1996. **30**. С. 1387.
5. *Huant S., Najda S.P., Etienne B.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**, N 12. P. 1486.
6. *Кревчик В.Д., Грунин А.Б., Евстифеев Вас.В.* // ФТТ. 2006. **40**, № 6. С. 136.
7. *Демков Ю.Н., Островский В.Н.* Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975.
8. *Кревчик В.Д., Грунин А.Б., Марко А.А.* // ФТТ. 2004. **46**, № 11. С. 2099.
9. *Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Марко А.А.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. № 5. С. 7 (Moscow University Phys. Bull. 2004. **59**, N 5. P. 8).
10. *Fujito M., Natori A., Yasunaga H.* // Phys. Rev. B. 1995. **51**, N 7. P. 4637.

11. *Huant S., Mandray A., Zhu J.* et al. // Phys. Rev. B. 1993. **48**, N 4. P. 2370.
12. *Синявский Э.П., Соковнич С.М.* // ФТП. 2000. **34**, № 7. С. 844.
13. *Клюканов А.А., Гурзу В., Санду И.* // ФТТ. 2004. **46**, № 9. С. 1695.

Impurity magneto-optical absorption with the participation of resonance states of D_2^- centers in quantum wells

V. Ch. Zhukovsky[1,a], **V. D. Krevchik**[2,b], **A. B. Grunin**[2,b], **A. V. Razumov**[3,c], **P. V. Krevchik**[2,b]

[1]*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*
[2]*Physics Department;* [3]*General Physics Department, Penza State University, Krasnaya str. 40, Penza 440026, Russia.*
E-mail: [a]*vlchzh@gmail.com,* [b]*physics@pnzgu.ru,* [c] *razumov_alex@mail.ru.*

The dependence of the average binding energy of the resonance g-state of a D_2^- center on the induction of an external magnetic field in a quantum well with a parabolic confining potential is studied using the zero-range potential method. It has been shown that with an increasing exchange interaction, the character of the dependence of the average binding energy of the resonance g-state of the D_2^- center on the induction of the external magnetic field changes. It has been assumed that in GaAs/AlGaAs quantum wells alloyed with small Si donors, resonance D_2^- states can exist under conditions of exchange interaction. It has been found that in spectra of impurity magneto-optical absorption in multiwall quantum structures, exchange interaction manifests itself as oscillations of interference origin.

Keywords: quantum well, impurity resonance states, impurity magneto–optical absorption spectra, exchange interaction.
PACS: 73.21.Fg.
Received 16 March 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2014).

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — доктр физ.-мат. наук, профессор, зам. зав. кафедрой; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, декан физ.-мат. фак-та Пензенского гос. ун-та; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Грунин Александр Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Разумов Алексей Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (8412) 56-33-47, e-mail: razumov_alex@mail.ru.
5. Кревчик Павел Владимирович — аспирант; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.