

Магнитооптические свойства молекулярного иона D_2^- в квантовой нити

© В.Д. Кревчик, А.А. Марко, А.Б. Грунин*

Пензенский государственный университет,
440024 Пенза, Россия

* Пензенский государственный педагогический университет,
Пенза, Россия

E-mail: physics@diamond.stup.ac.ru

(Поступила в Редакцию 22 января 2004 г.

В окончательной редакции 25 марта 2004 г.)

В рамках модели потенциала нулевого радиуса рассмотрена задача о связанных состояниях электрона в поле двух D^0 -центров (двухцентровая задача) в полупроводниковой квантовой нити (КН) при наличии продольного магнитного поля. Показано, что магнитное поле приводит к значительному изменению положения g - и u -термов и стабилизации D_2^- -состояний в КН. Найдено, что в случае поперечной поляризации света для спектральной зависимости сечения фотоионизации D_2^- -центра характерен квантово-размерный эффект Зеемана с ярко выраженными осцилляциями интерференционной природы.

1. Введение

Как показывают эксперименты [1], в низкоразмерных системах при определенных условиях возможны реакции типа $D^0 + e \rightarrow D^-$, в результате которых нейтральные мелкие доноры связывают дополнительный электрон с образованием популяции так называемых D^- -состояний. Такие состояния, ограниченные потенциалом конфайнмента, открывают новые возможности для изучения корреляционных эффектов в низкоразмерных системах [1]. В настоящей работе рассмотрена ситуация, когда не все D^0 -позиции могут эффективно заполняться посредством электронного переноса из барьера. В этом случае в зависимости от расстояния R между D^- -центрами возможно образование отрицательного молекулярного иона D_2^- . Следует отметить, что система, состоящая из слабосвязанного электрона в поле двух одинаковых потенциальных центров, встречается также и в щелочно-галлоидных кристаллах [2]. Это так называемый M^- -центр окраски, который представляет собой электрон в поле нейтрального M -центра (два рядом расположенных F -центра). Как известно [3,4], D^- -центр является простейшей системой, которая может моделироваться электроном в поле потенциала нулевого радиуса. Ранее [5,6] нами было показано, что метод потенциала нулевого радиуса позволяет получить аналитическое решение для волновой функции и энергии связи локализованного на D^0 -центре электрона, а также исследовать примесное магнитопоглощение света в квантовой нити (КН) с параболическим потенциалом конфайнмента. Моделирование отрицательного молекулярного иона D_2^- и исследование его магнитооптических свойств в КН представляют отдельный интерес. Поскольку D_2^- -система является симметричной относительно ее центра, состояние электрона при фиксированном расстоянии R между D^0 -центрами должны быть либо симметричными (g -термы), либо антисимметричными (u -термы). Очевидно, что расщепление g - и u -термов (вырожденных при

больших значениях R) будет определяться величиной R и, как следствие понижения размерности, параметрами КН. С другой стороны, приложенное вдоль оси КН магнитное поле играет роль варьируемого параметра, посредством которого можно изменять геометрический конфайнмент системы и, следовательно, управлять как величиной расщепления, так и энергиями оптических переходов [6].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы в рамках модели потенциала нулевого радиуса проследить за эволюцией термов с изменением величины продольного магнитного поля, а также исследовать структуру в магнитооптическом спектре КН, связанную с оптическими переходами электрона из состояния g -терма в гибридно-квантованные состояния КН. Предполагается, что КН имеет форму кругового цилиндра, радиус основания L которого значительно меньше его длины L_z ($L \ll L_z$). Для описания одноэлектронных состояний в КН используется параболический потенциал конфайнмента

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

где $\rho \leq L$; ρ , ϕ , z — цилиндрические координаты; m^* — эффективная масса электрона; ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КН.

Векторный потенциал продольного по отношению к оси КН магнитного поля $\mathbf{A}(r)$ выбирается в симметричной калибровке так, что $\mathbf{A} = (-yB/2, xB/2, 0)$. Для невозмущенных примесями одноэлектронных состояний в продольном магнитном поле [6] гамильтониан в выбранной модели (в цилиндрической системе координат) имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\eta^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) - \frac{i\eta\omega_B}{2} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{m^*}{2} \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_B^2}{4} \right) \rho^2 + \hat{H}_z. \quad (2)$$

Здесь $\omega_B = |e|B/m^*$ — циклотронная частота, e — заряд электрона, $\hat{H}_z = (-\eta^2/(2m^*)) \partial^2/\partial z^2$.

Двухцентровый потенциал моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi\eta^2/(\alpha_i m^*)$, $i = 1, 2$,

$$V_\delta(r, R_1, R_2) = \sum_{i=1}^2 \gamma_i \delta(r - R_i) [1 + (r - R_i) \nabla_r], \quad (3)$$

где $R_i = (\rho_i, \phi_i, z_i)$ — координаты D^0 -центров; α_i — определяется энергией E_i электронного локализованного состояния на этих же D^- -центрах в массивном полупроводнике.

Результаты решения на связанные состояния в одномерной D_2^- -системе при наличии продольного магнитного поля приведены в разделе 2. В разделе 3 содержатся результаты расчета сечения фотоионизации D_2^- -центра в продольном магнитном поле и исследования примесного поглощения в зависимости от величины магнитного поля.

2. Термы молекулярного иона D_2^- в продольном магнитном поле

Волновая функция электрона $\Psi_\lambda(r, R_1, R_2)$, локализованного на D_2^- -центре, удовлетворяющая уравнению Липпмана–Швингера для связанного состояния, имеет вид линейной комбинации

$$\Psi_\lambda(r, R_1, R_2) = \sum_{i=1}^2 c_i \gamma_i G(r, r_i; E_\lambda), \quad (4)$$

где $G(r, r_i; E_\lambda)$ — одноэлектронная функция Грина, соответствующая источнику в точке r_i и энергии $E_\lambda = -\eta^2 \lambda^2 / (2m^*)$ (E_λ — энергия связанного состояния электрона в поле D^0 -центров при наличии продольного магнитного поля, отсчитываемая от дна двумерной осцилляционной ямы) [5]. С математической точки зрения двухцентровая задача сводится к рассмотрению нетривиальных решений однородной системы алгебраических уравнений для коэффициентов c_i [2], что приводит к трансцендентному уравнению для E_λ . Последнее в том случае, когда $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, распадается на два уравнения, определяющих симметричное (g -терм) и антисимметричное (u -терм) состояния электрона. Эти уравнения с учетом явного вида одноэлектронной функции Грина в цилиндрической системе координат [5] (D^0 -центры расположены на оси КН, $R_i = (0, 0, z_i)$) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{\pi\beta}} \int_0^{+\infty} \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp[-(\beta\eta^2 + w)t] \\ & \times \left[\frac{1}{t} - 2w(1 - \exp(-2wt))^{-1} \right] \left(1 \pm \exp\left(-\frac{R_{12}^*}{4\beta t}\right) \right) \\ & + 2\sqrt{\eta^2 + \beta^{-1}w} - 2\eta_i = \pm \frac{2\sqrt{\pi\beta}}{R_{12}^*} \exp\left[-R_{12}^* \sqrt{\eta^2 + \beta^{-1}w}\right], \end{aligned} \quad (5)$$

где знак плюс относится к симметричным (g -терм), а знак минус — к антисимметричным (u -терм) состоя-

ниям; $\eta^2 = |E_\lambda|/E_d$; $\beta = L^*/(4\sqrt{U_0})$; $U_0 = m^* \omega_0^2 L^2/2$ — амплитуда потенциала конфайнмента КН; $U_0^* = U_0/E_d$; $L^* = 2L/a_d$; $\eta_i^2 = |E_i|/E_d$; $w = \sqrt{1 + \beta^2 a^{*-4}}$; $R_{12}^* = R_{12}/a_d$; $R_{12} = |z_1 - z_2|$; $a^* = a_B/a_d$ (a_d и E_d — эффективный борковский радиус и эффективная борковская энергия соответственно, $a_B = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_0)}$ — магнитная длина).

Зависимость термов от величины магнитного поля B в КН на основе InSb, полученная с помощью уравнений (5), показана на рис. 1 для случая $E_\lambda < 0$ (энергию

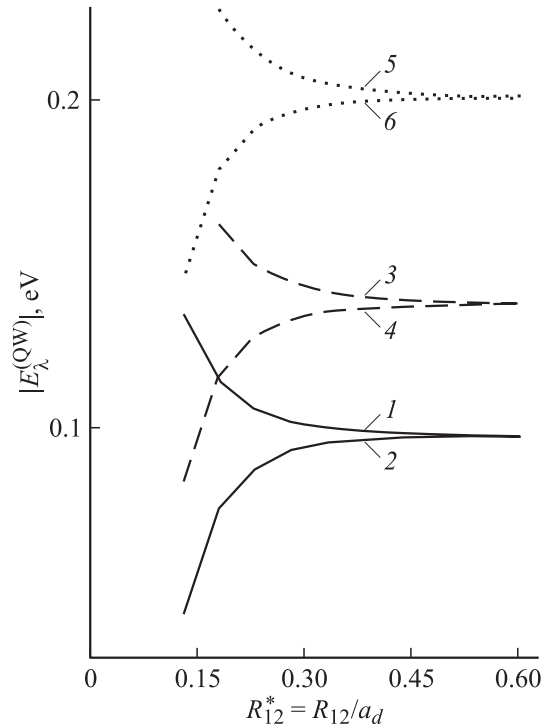


Рис. 1. Зависимость энергии связи электрона от расстояния между D^0 -центрами при $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.01$ eV. 1, 3, 5 — g -терм, 2, 4, 6 — u -терм, $B = 0$ (1, 2), 10 (3, 4) и 20 Т (5, 6).

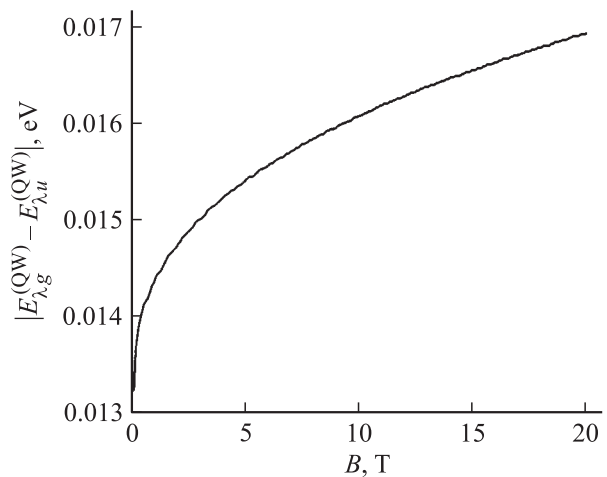


Рис. 2. Зависимость расщепления между g - и u -термами от величины магнитного поля при $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.01$ eV, $R_{12}^* = 0.25$.

связи локализованного на D_2^- -центре электрона $E_\lambda^{(QW)}$ в КН необходимо определить как [5] $E_\lambda^{(QW)} = E_{0,0} + |E_\lambda|$, где $E_{0,0} = \eta\omega_0 \sqrt{1 + \omega_B^2/(4\omega_0^2)}$. Из рис. 1 видно, что в случае g -терма $|E_\lambda^{(QW)}| \rightarrow \infty$ при $R_{12}^* \rightarrow 0$, т.е. наблюдается своеобразное „падение на центр“ [27]. Напротив, для состояния с меньшей энергией связи (u -терм) $|E_\lambda^{(QW)}|$ уменьшается при $R_{12}^* \rightarrow 0$. Таким образом, с уменьшением R_{12}^* возникает расщепление между вырожденными при $R_{12}^* \geq 1$ g - и u -термами. С помощью рис. 1 можно проследить также эволюцию g - и u -термов при изменении величины магнитного поля (ср. кривые 1, 2 и 5, 6): с ростом величины магнитного поля энергия связи D_2^- -центра возрастает, причем условия существования g -состояния становятся более жесткими (ср. кривые 1 и 5). На рис. 2 приведена зависимость расщепления $|E_{\lambda_g} - E_{\lambda_u}|$ между g - и u -термами от величины магнитного поля. Наличие чувствительности расщепления к магнитному полю важно для экспериментального изучения структуры полосы поглощения, возникающей вследствие электронных переходов между g - и u -состояниями D_2^- -центра. Видно, что магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на D_2^- -состояния в КН. Возможность управления энергиями оптических переходов в магнитном поле представляет интерес для технологии лазерных структур, а также фотоприемников с управляемой чувствительностью в области примесного поглощения света.

3. Расчет сечения фотоионизации молекулярного иона D_2^-

Рассмотрим процесс фотоионизации D_2^- -центра, связанный с оптическим переходом электрона из g -состояния в состояния квазидискретного спектра КН в продольном магнитном поле. Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны $\hat{H}_{int}^{(s)}$ в случае продольной по отношению к направлению магнитного поля поляризации e_{λ_s} дается выражением

$$\hat{H}_{int}^{(s)} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^* \hbar^2}{m^*2\omega}} I_0 \exp(iqr)(e_{\lambda_s}, p), \quad (6)$$

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; p — оператор импульса электрона. Согласно (4), волновую функцию электрона в g -состоянии D_2^- -центра можно представить в виде

$$\Psi_g(\rho, z; z_1, z_2) = C \left\{ \int_0^\infty \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp[-(\beta\eta^2 + w)t] \times (1 - \exp[-2wt])^{-1} \exp\left[-\frac{\rho w(1 + e^{-2wt})}{4\beta a_d^2(1 - e^{-2wt})}\right] \times \left[\exp\left(-\frac{(z - z_1)^2}{4\beta a_d^2 t}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_2)^2}{4\beta a_d^2 t}\right) \right] \right\}, \quad (7)$$

где z_1 и z_2 — координаты D^0 -центров на оси КН. Нормировочный множитель C определяется как

$$C = 2^{\frac{1}{4}} \pi^{-1} \beta^{-\frac{3}{4}} a_d^{-\frac{3}{2}} w^{\frac{3}{4}} \left[\xi\left(\frac{3}{2}, \frac{\beta\eta^2}{2w} + \frac{1}{2}\right) + \exp\left(-\frac{R_{12}^*}{2}(\eta^2 + \eta^{-2}\beta^{-1}w + 1)\right) \frac{\beta}{2w} \left(\frac{2\beta^{-1}w}{\eta^2 + \beta^{-1}w}\right) \times {}_2F_1\left(1, \frac{\eta^2 + \beta^{-1}w}{2\beta^{-1}w}; 1 + \frac{\eta^2 + \beta^{-1}w}{2\beta^{-1}w}; \exp(-R_{12}^*\eta^{-2}\beta^{-1}w)\right) + (2\beta^{-1}w)^{-\frac{1}{2}} \Phi\left(\exp(-R_{12}^*\eta^{-2}\beta^{-1}w), \frac{3}{2}, \frac{\eta^2 + \beta^{-1}w}{2\beta^{-1}w}\right) \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Здесь $\xi(s, \nu)$ — обобщенная дзета-функция, ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса, $\Phi(z, s, \nu) = \sum_{n=0}^\infty (\nu + n)^{-s} z^n$ ($|z| < 1$, $\nu \neq 0, -1, -2, \dots$) [8].

Матричный элемент $M_{fg}^{(s)}$, определяющий величину силы осциллятора дипольного оптического перехода из g -состояния $\Psi_g(\rho, z; z_1, z_2)$ в состояния квазидискретного спектра КН $\Psi_{n,m,k}(\rho, \phi, z)$, запишется в виде

$$M_{fg}^{(s)} = 2^{\frac{5}{2}} \pi \lambda_0 (\alpha^* I_0 / \omega)^{\frac{1}{2}} \beta w^{-\frac{1}{2}} E_d a_d^3 C \times \left[\frac{k(1 + \cos(kR_{12}))}{\beta\eta^2 + \beta a_d^2 k^2 + (2n+1)w} + \frac{R_{12}}{2\beta a_d^2} \sin(kR_{12}) + i \left(\frac{R_{12}}{2\beta a_d^2} \cos(kR_{12}) - \frac{k \sin(kR_{12})}{\beta\eta^2 + \beta a_d^2 k^2 + (2n+1)w} \right) \right], \quad (9)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число, соответствующее уровням Ландау, k — проекция квазиволнового вектора электрона в КН на ось OZ . Применяя стандартную процедуру расчета [6], для сечения фотоионизации $\sigma_g^{(s)}$ в дипольном приближении получим

$$\sigma_g^{(s)} = \sigma_0 w^{-1} C^2 \sum_{n=0}^N \left\{ 4X^{-3} f_n(X, \eta) \cos^2\left(\frac{R_{12}^*}{2} f_n(X, \eta)\right) + X^{-2} \frac{R_{12}^*}{2} \sin(R_{12}^* f_n(X, \eta)) + X^{-1} \frac{R_{12}^{*2}}{4f_n(X, \eta)} \right\}, \quad (10)$$

где $f_n(X, \eta) = \sqrt{X - \eta^2 - \beta^{-1}w(2n+1)}$; $X = \eta\omega/E_d$; $\sigma_0 = 2^6 \pi^3 \alpha^* \lambda_0 a_d^5$; $N = [A]$ — целая часть числа $A = \beta(X - \eta^2)/(2w) - 1/2$.

На рис. 3 представлена спектральная зависимость $\sigma_g^{(s)}$, рассчитанная по формуле (10) для КН на основе InSb. Видно, что спектр магнитопоглощения света продольной поляризации содержит резонансные пики с ярко выраженными осцилляциями, которые являются следствием интерференционного распределения (9). Как показал численный анализ, период осциллирующей линейно растёт с уменьшением расстояния между D^0 -центрами и слабо зависит от величины магнитного поля. Резонансные пики обнаруживают периодичность, определяемую

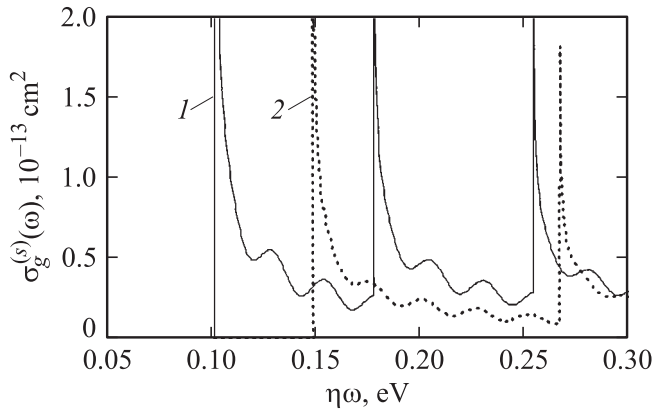


Рис. 3. Спектральная зависимость сечения фотоионизации D_2^- -центра в КН на основе InSb при $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.01$ eV, $R_{12} = 16$ nm. $B = 0$ (1) и 20 Т (2).

гибридной частотой $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_B^2}$, и соответствующим оптическим переходам электрона из g -состояния D_2^- -центра в состояние квазидискретного спектра КН с магнитным квантовым числом $m = 0$. В магнитном поле край поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра (ср. кривые 1 и 2). В том случае, когда $B = 20$ Т, этот сдвиг, как видно из рис. 3, составляет более 0.05 eV и происходит по закону $X_S = \eta_g^2 + \beta^{-1}w$. При этом амплитуда осциллирующей заметно уменьшается, а период появления пиков увеличивается. Рассмотрим поглощение света системой КН– D_2^- -центр в случае, когда $B \perp e_\lambda$ (e_λ — единичный вектор поляризации света). Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны $\hat{H}_{\text{int}}^{(t)}$ в цилиндрической системе координат запишется в виде

$$\hat{H}_{\text{int}}^{(t)} = -i\eta\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\eta^2\alpha^*}{m^*2\omega}} I_0 \exp(iq_z z) \left[\cos(\theta - \phi) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sin(\theta - \phi) \frac{\partial}{\partial \phi} - \frac{i|e|B}{2\eta} \rho \sin(\phi - \theta) \right], \quad (11)$$

где θ — полярный угол единичного вектора поперечной поляризации $e_{\lambda t}$ в цилиндрической системе координат; $q = (0, 0, q_z)$.

В дипольном приближении матричный элемент $M_{fg}^{(s)}$ рассматриваемого оптического перехода можно представить как

$$M_{fg}^{(t)} = 2^2 \pi \lambda_0 \sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{\omega}} E_d \alpha_d^3 \beta^{\frac{1}{2}} C \exp(\mu i m \phi) \delta_{m, \pm 1} (n+1)^{\frac{1}{2}} \times \frac{[\beta \eta^2 + 2(n+1)w + m\beta a^{*-2} + \beta a_d^2 k^2]}{[\beta \eta^2 + (2n+1)w + \beta a_d^2 k^2] [\beta \eta^2 + (2n+3)w + \beta a_d^2 k^2]} \times [1 + \exp(-ikR_{12}/2)]. \quad (12)$$

Расчет матричного элемента в (12) приводит к вычислению интеграла вида

$$\int_0^{2\pi} \exp(-im\phi) \times \left(\cos(\theta - \phi) \frac{w(1 + \exp(-2wt))}{\beta a_d^2 (1 - \exp(-2wt))} + \frac{i}{a_d^2} \sin(\phi - \theta) \right) d\phi = \pi \exp(\mu i \theta) \delta_{m, \pm 1} \left(\frac{w(1 + \exp(-2wt))}{\beta a_d^2 (1 - \exp(-2wt))} + \frac{m}{a_d^2} \right), \quad (13)$$

определяющего правила отбора для магнитного квантового числа m . В (13) $\delta_{m, \pm 1}$ — символ Кронекера, знак минус в показателе степени $\exp(\mu i \theta)$ соответствует значению $m = +1$, а знак плюс — $m = -1$. Сечение фотоионизации D_2^- -центра в случае поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света $\sigma_g^{(t)}$ в дипольном приближении запишется в виде

$$\sigma_g^{(t)} = \sigma_0 w^{-1} C^2 X \sum_{n=0}^N (n+1) \sum_{m=-1}^1 \delta_{m, \pm 1} (f_{n,m}(X, \eta_g))^{-1/2} \times \left[\beta^2 (X - (m+1)a^{*-2})(X - (m-1)a^{*-2}) - 1 \right]^{-2} \times \cos^2 \left(\frac{R_{12}^*}{4} \sqrt{f_{n,m}(X, \eta_g)} \right), \quad (14)$$

где $f_{n,m}(X, \eta_g) = X - \eta_g^2 - ma^{*-2} - \beta^{-1}w(2n + |m| + 1)$; $\sigma_0 = 2^7 \pi^3 \alpha^* \lambda_0^2 a_d^5$; $N = [D]$ — целая часть числа $D = \beta(X - \eta_g^2 + a^{*-2})/(2w) - 1$.

На рис. 4 приведена спектральная зависимость сечения фотоионизации D_2^- -центра $\sigma_g^{(t)}$, рассчитанная по формуле (14) в случае КН на основе InSb. Можно видеть, что в магнитном поле резонансные пики A и B (кривая 1) расщепляются на дублеты A_1 и A_2 , B_1 и B_2 (кривая 2) соответственно. Промежутки между пиками в дублете Зеемана заполнены осцилляциями интерференционной природы. Расстояние между резонансными

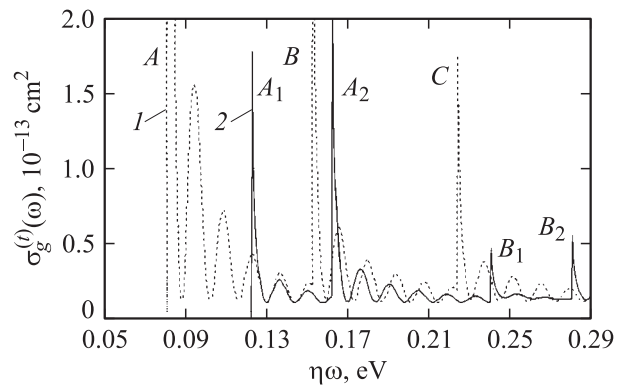


Рис. 4. Спектральная зависимость сечения фотоионизации D_2^- -центра в случае поперечной поляризации света в КН на основе InSb при $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.01$ eV, $R_{12} = 16$ nm. $B = 0$ (1) и 20 Т (2).

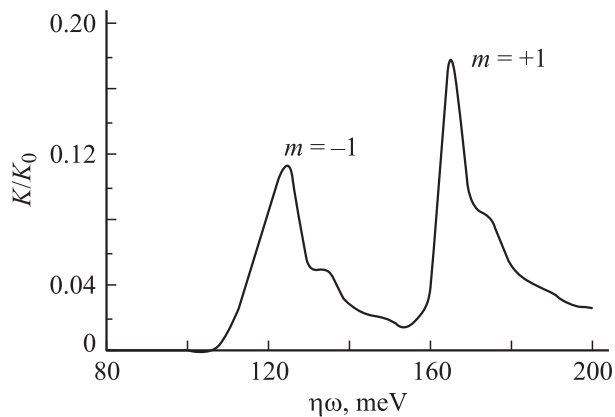


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения света поперечной поляризации в относительных единицах для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n = 0$) в случае КН на основе InSb при $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.01$ eV, $B = 20$ T, $T = 7$ K.

пиками, составляющими дублет, равно $\eta\omega_B$, т.е. определяется циклотронной частотой. Дублеты расположены на кривой поглощения с периодом, равным $\eta\Omega$. Период осцилляций в дублете и между дублетами, как показал численный анализ, экспоненциально возрастает с уменьшением расстояния между D_2^- -центрами и незначительно меняется с ростом магнитного поля.

4. Заключение

Приведенные в данной работе результаты показывают, что приложенное вдоль оси КН магнитное поле играет роль варьируемого параметра, посредством которого можно достаточно эффективно управлять как величиной энергии связи D_2^- -центров, так и их магнитооптическими свойствами. Это важно для создания фоточувствительных структур с управляемыми параметрами. В случае структуры, представляющей собой набор туннельно-несвязанных КН, коэффициент примесного магнитопоглощения света $K^{(t)}(\omega)$ поперечной поляризации можно получить из (14) путем усреднения по всем возможным значениям параметра R_{12}^* с учетом экспоненциально малого вклада больших значений R_{12}^* ,

$$K^{(t)}(\omega) = \frac{1}{VL_c^*} \int_{2/\eta}^1 \sigma_g^{(s)}(\omega, R_{12}^*) \exp(-(R_{12}^* - 2/\eta)) \times (1 - f_0(X - \eta)) dR_{12}^*, \quad (15)$$

где V — объем КН; L_c^* — период структуры в единицах эффективного борковского радиуса; $f_0(X, \eta) = 8\sqrt{\pi} \times (n_e a_d^3) \sqrt{\delta_T} \beta \omega^{-1} \text{sh}(\delta_T \beta^{-1} \omega) \exp(-\delta_T(X - \eta))$ — квазиравновесная функция распределения электронов в КН [9]; $\delta_T = E_d/(kT)$; n_e — концентрация электронов.

На рис. 5 приведена спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения света поперечной поляризации в относительных единицах $K^{(t)}(\omega)/K_0$, где $K_0 = \sigma_0/(VL_c^*)$, для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n = 0$) в случае КН на основе InSb. Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что резонансные пики A_1 и A_2 в дублете (рис. 4) размываются в полосы (рис. 5), размываются также и осцилляции в дублете. Оценка величины $K_{(-1;+1)}^{(t)}(\omega)$ в дублете для КН на основе InSb при численных значениях параметров (см. рис. 5) $L = 65$ nm, $U_0 = 0.1$ eV, $E_i = 0.001$ eV, $n_e = 1.4 \cdot 10^{16}$ cm $^{-3}$, $B = 20$ T, $T = 7$ K, $L_c = 70$ nm дает $K_{(-1)}^{(t)}(\omega) \approx 3.6 \cdot 10^3$ cm $^{-1}$ и $K_{(+1)}^{(t)}(\omega) \approx 5.4 \cdot 10^3$ cm $^{-1}$ соответственно в максимумах кривых $m = -1$ и $m = +1$, что по порядку величины сравнимо с коэффициентом поглощения на прямых межзонных переходах в многоямной квантовой структуре в отсутствие квантующего магнитного поля [10].

Список литературы

- [1] S. Huant, S.P. Najda. Phys. Rev. Lett. **65**, 12, 1486 (1990).
- [2] Ю.Н. Демков, В.Н. Островский. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л. (1975).
- [3] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Яснеевич. ФТП **30**, 8, 1387 (1996).
- [4] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТП **34**, 10, 1244 (2000).
- [5] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФГТ **45**, 7, 1272 (2003).
- [6] V.D. Krevchik, A.B. Grunin, A.K. Aringazin, M.B. Semenov, E.N. Kalinin, V.G. Mayorov, A.A. Marko, S.V. Yashin. Hadronic J. **26**, 1, 31 (2003).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (нерелятивистская теория). Наука, М. (1989). Т. 3.
- [8] Г. Бейтмен, А. Эрдейн. Высшие трансцендентные функции. Наука, М. (1973). Т. 1, 2.
- [9] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. ЖЭТФ **113**, 4, 1377 (1998).
- [10] А.Я. Шик. ФТП **20**, 9, 1598 (1986).