

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, С. Е. Козенко, Р. В. Зайцев

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ С ОДНОМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ ИЗ ПОТЕНЦИАЛОВ НУЛЕВОГО РАДИУСА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Аннотация. В рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни теоретически исследованы эффекты влияния внешнего продольного электрического поля на оптические свойства квантовой проволоки с примесной зоной, образованной локализованными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров, расположенных вдоль оси проволоки. Показано, что фотоионизационный спектр для квантовой проволоки с примесной зоной представляет собой отдельные полосы, промежутки между которыми заполнены осцилляциями интерференционной природы.

Ключевые слова: квантовая проволока, примесная зона, регулярная цепочка D^0 -центров, продольное электрическое поле, фотоионизационные спектры, осцилляции интерференционной природы.

Abstract. The effects of the influence of an external longitudinal electric field on the optical properties of quantum wires with an impurity band formed by the localized states of an electron in the regular chain of D^0 -centers along the wire axis have been theoretically investigated in the framework of a generalized version of the Kronig - Penney model.

Key words: quantum wire, impurity band, regular chain of D^0 -centers, longitudinal electric field, photoionization spectra, interferencial oscillations.

Введение

Применительно к объемным полупроводникам в литературе длительное время рассматривались электронные состояния лишь изолированного примесного атома. Примесные образования молекулярного типа с расстоянием между «ядрами», зависящим от концентрации примесей, были экспериментально обнаружены достаточно давно [1]. Возможность реализации примесных молекулярных систем различного типа с варьируемым расстоянием между «ядрами» позволяет моделировать в полупроводниковых наноструктурах соответствующие атомно-молекулярные системы. Кроме того, новая физическая ситуация, связанная с размерным квантованием, позволяет исследовать влияние пространственной конфигурации примесных молекулярных систем в объеме наноструктуры на энергию связи локализованных носителей заряда и их оптические свойства. В случае D^- -, D_2^- -, D_3^- -центров удовлетворительной моделью для описания локализованных электронных состояний является модель потенциала нулевого радиуса, которая позволяет получить аналитическое решение для волновой функции связанного электрона, а также

дисперсионные уравнения для определения энергии связи соответствующих примесных состояний [2–4]. Во всех упомянутых выше применениях метода изучалось связанное состояние электрона в поле конечного числа потенциалов нулевого радиуса. В настоящей работе рассматривается случай бесконечного числа потенциальных ям в квантовой проволоке (КП), когда дополнительно возникает задача о вычислении бесконечных сумм по всем примесным центрам. Однако вычисление сумм облегчается в том физически важном случае, когда одинаковые потенциальные ямы нулевого радиуса расположены регулярно и образуют одномерную сверхрешетку. Подобные системы могут рассматриваться как обобщение известной модели Кронига – Пенни [5]. Цель настоящей работы заключается в теоретическом исследовании электрооптических свойств КП с примесной зоной, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров, расположенных вдоль оси КП. Расчет примесной зоны проведен в рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни в модели потенциала нулевого радиуса. Расчет вероятности оптических переходов электрона из состояний нижней границы примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП в продольном электрическом поле выполнен в дипольном приближении.

1. Расчет примесной зоны в квантовой проволоке, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров во внешнем электрическом поле

Для описания одноэлектронных состояний в КП используем симметричный потенциал конфинмента вида

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

где $\rho \leq L$; m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала КП.

КП находится в продольном по отношению к ее оси электрическом поле $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$. Решение соответствующей спектральной задачи имеет вид

$$\Psi_{n,m,k}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{2\pi a} \left[\frac{n}{(n+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho^2}{2a^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a^2}\right) L_n^{|m|}\left(\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \times \\ \times Ai\left(\frac{z - W(E)k^2}{[W(E)]^{\frac{1}{3}}}\right) \exp(im\varphi); \quad (2)$$

$$E_{n,m,k} = \hbar\omega_0(2n + |m| + 1) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (3)$$

где k – проекция квазиволнового вектора электрона в КП на ось Oz ; $L_n^c(x)$ – полиномы Лагерра [6]; $W(E) = E_d a_d^2 / eE$; E_d и a_d – соответственно эффективная боровская энергия и боровский радиус; $n = 0, 1, 2, \dots$; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – магнитное квантовое число.

Для решения задачи о связанных состояниях электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров во внешнем продольном электрическом поле воспользуемся следующими модельными представлениями: потенциал регулярной цепочки D^0 -центров моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса:

$$V_{\delta}(\rho, \varphi, z) = \gamma \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta(\rho) \delta(\kappa) \delta(z - pa_0) \left[1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - pa_0) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где γ – мощность потенциала нулевого радиуса; ρ, φ, z – цилиндрические координаты; a_0 – период цепочки D^0 -центров.

Волновая функция $\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z)$ локализованного электрона удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\mathbf{H}^{\delta} \Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = E_{\lambda} \Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z), \quad (5)$$

где $E_{\lambda} = -\hbar^2 \lambda^2 / (2m^*)$ – собственные значения оператора Гамильтона $\mathbf{H}^{\delta} = \mathbf{H} + V_{\delta}(\rho, \varphi, z; 0, 0, pa_0)$.

Решение уравнения (5), удовлетворяющее теореме Блоха, можно представить в виде

$$\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp(iqpa_0) \Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0), \quad (6)$$

где q – квазиимпульс электрона; $\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0)$ – одноцентровая волновая функция.

В методе потенциала нулевого радиуса волновая функция $\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0)$ лишь постоянным множителем отличается от одноэлектронной функции Грина, соответствующей источнику в точке $\mathbf{r}_1 = (\rho_1, \varphi_1, z_1)$ и энергии E_{λ} :

$$\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0) = -CG(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0; E_{\lambda}), \quad (7)$$

где

$$G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \sum_{n,m} \frac{\Psi_{n,m,k}^*(\rho_1, \varphi_1, z_1) \Psi_{n,m,k}(\rho, \varphi, z)}{(E_{\lambda} - E_{n,m,k})}. \quad (8)$$

Используя явный вид одночастичных волновых функций (2) и энергетический спектр (3), для одноэлектронной функции Грина в (8) будем иметь

$$G(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0; E_{\lambda}) = \frac{1}{4\pi^2 a^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dk Ai\left(\frac{z - W(E)k^2}{(W(E))^{1/3}}\right) \times$$

$$\times Ai \left(\frac{pa_0 - W(E)k^2}{(W(E))^{\frac{1}{3}}} \right) \sum_{n=0}^{\infty} L_n \left(\frac{\rho^2}{2a^2} \right) \left(E_{\lambda} - \hbar\omega_0(2n+1) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Выражение (9) можно представить в виде

$$G(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0; E_{\lambda}) = -\frac{\beta}{4\pi^2 a^2 E_d} \exp \left(-\frac{\rho^2}{4a^2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} dk Ai \left(\frac{z - W(E)k^2}{(W(E))^{\frac{1}{3}}} \right) \times \\ \times Ai \left(\frac{pa_0 - W(E)k^2}{(W(E))^{\frac{1}{3}}} \right) \times \\ \times \int_0^{\infty} dt \exp \left[-(\beta\eta^2 + \beta k^2 a_d^2 + 1)t \right] \sum_{n=0}^{\infty} L_n \left(\frac{\rho^2}{2a^2} \right) \exp[-2nt], \quad (10)$$

где $\beta = E_d / (\hbar\omega_0) = L^* / (4\sqrt{U_0^*})$; $L^* = 2L/a_d$; $U_0^* = U_0/E_d$; $\eta^2 = |E_{\lambda}|/E_d$.

Вычисление суммы ряда по квантовому числу n в (10) можно выполнить посредством следующей формулы [6]:

$$\sum_{n=0}^{\infty} L_n \left(\frac{\rho^2}{2a^2} \right) \exp[-2nt] = (1 - \exp(-2t))^{-1} \exp \left(-\frac{\exp(-2t)}{1 - \exp(-2t)} \frac{\rho^2}{2a^2} \right). \quad (11)$$

В результате для одноэлектронной функции Грина $G(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0; E_{\lambda})$ получим

$$G(\rho, \varphi, z, 0, 0, pa_0; E_{\lambda}) = -\frac{\sqrt{\beta\pi}}{4\pi^2 a^2 E_d a_d} \exp \left(-\frac{\rho^2}{4a^2} \right) \times \\ \times \int_0^{+\infty} \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp \left[-(\beta\eta^2 + \beta k^2 a_d^2 + 1)t \right] J(E_0, t, z, pa_0) \times \\ \times (1 - \exp(-2t))^{-1} \exp \left(-\frac{\exp(-2t)}{1 - \exp(-2t)} \frac{\rho^2}{2a^2} \right), \quad (12)$$

здесь посредством $J(E_0, t, z, pa_0)$ обозначен интеграл вида

$$J(E_0, t, z, pa_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} Ai \left(\frac{z - W(E)k^2}{(W(E))^{\frac{1}{3}}} \right) Ai \left(\frac{pa_0 - W(E)k^2}{(W(E))^{\frac{1}{3}}} \right) \exp[-\beta a_d^2 k^2 t] dk. \quad (13)$$

Для выделения в (12) расходящейся части воспользуемся интегралом Вебера [6]:

$$\int_0^{+\infty} x^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2x} - \mu x\right] dx = \frac{\sqrt{2\pi}}{|\rho|} \exp\left[-\sqrt{2\mu} |\rho|\right], \operatorname{Re}(\rho^2) > 0, \operatorname{Re}\mu > 0, \quad (14)$$

который в принятых здесь обозначениях имеет вид

$$\begin{aligned} & \int_0^{+\infty} t^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{\rho^2 + (z - pa_0)^2}{4\beta a_d^2 t} - (\beta\eta^2 + 1)t\right] dt = \\ & = \frac{2\sqrt{\pi\beta}a_d}{\sqrt{\rho^2 + (z - pa_0)^2}} \exp\left[-\sqrt{\frac{(\beta\eta^2 + 1)(\rho^2 + (z - pa_0)^2)}{\beta a_d^2}}\right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда выражение (12) для одноэлектронной функции Грина запишется как

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z; 0, 0, pa_0; E_\lambda) = & -\frac{1}{2^2 \pi^2 E_d a_d^3 \sqrt{\beta}} \left(\int_0^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left[-(\beta\eta^2 + 1)t\right] \times \right. \\ & \times \exp\left(-\frac{(z - pa_0)^2}{4\beta a_d^2 t}\right) \left[2J(E_0, t, z, pa_0)(1 - \exp[-2t])^{-1} \times \right. \\ & \times \exp\left(-\frac{\exp[-2t]\rho^2}{2a^2(1 - \exp[-2t])}\right) - \frac{1}{t} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\beta a_d^2 t}\right) \Big] dt + \\ & \left. + \frac{2\sqrt{\pi\beta}a_d}{\sqrt{\rho^2 + (z - pa_0)^2}} \exp\left[-\sqrt{\frac{(\beta\eta^2 + 1)(\rho^2 + (z - pa_0)^2)}{\beta a_d^2}}\right] \right). \end{aligned} \quad (16)$$

С учетом (7) и (16) выражение для волновой функции (6) примет вид

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = & \frac{C}{2^2 \pi^2 E_d a_d^3 \sqrt{\beta}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp(iqpa_0) \left(\int_0^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left[-(\beta\eta^2 + 1)t\right] \times \right. \\ & \times \exp\left(-\frac{(z - pa_0)^2}{4\beta a_d^2 t}\right) \left[2J(E_0, t, z, pa_0)(1 - \exp[-2t])^{-1} \times \right. \\ & \times \exp\left(-\frac{\exp[-2t]\rho^2}{2a^2(1 - \exp[-2t])}\right) - \frac{1}{t} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\beta a_d^2 t}\right) \Big] dt + \end{aligned}$$

$$+ \frac{2\sqrt{\pi\beta}a_d}{\sqrt{\rho^2 + (z - pa_0)^2}} \exp \left[-\sqrt{\frac{(\beta\eta^2 + 1)(\rho^2 + (z - pa_0)^2)}{\beta a_d^2}} \right]. \quad (17)$$

Перепишем (17) в виде

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda^{(QW)}(\rho, \varphi, z) &= \Psi_\lambda^{(QW)}(\rho, \varphi, z) \Big|_{p=0} - \\ &- C \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp(iqpa_0) G(\rho, \varphi, z; 0, 0, pa_0; E_\lambda), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\sum'$ означает, что из суммы исключается член с $p = 0$, при этом

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda^{(QW)}(\rho, \varphi, z) \Big|_{p=0} &= \frac{C}{2^2 \pi^2 E_d a_d^3 \sqrt{\beta}} \left(\int_0^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left[-(\beta\eta_\lambda^2 + 1)t \right] \times \right. \\ &\times \exp \left(-\frac{z^2}{4\beta a_d^2 t} \right) \left[2J(E_0, t, z, 0) (1 - \exp[-2t])^{-1} \times \right. \\ &\times \exp \left(-\frac{\exp[-2t]\rho^2}{2a^2(1 - \exp[-2t])} \right) - \frac{1}{t} \exp \left(-\frac{\rho^2}{4\beta a_d^2 t} \right) \Big] dt + \\ &\left. + \frac{2\sqrt{\pi\beta}a_d}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \exp \left[-\sqrt{\frac{(\beta\eta_\lambda^2 + 1)(\rho^2 + z^2)}{\beta a_d^2}} \right] \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Для получения дисперсионного уравнения электрона, локализованного в поле регулярной цепочки D^0 -центров во внешнем продольном электрическом поле, воспользуемся граничным условием вида

$$\left(\mathbf{T}_1 \Psi_\lambda^{(QW)} \right) (0, 0, 0) \equiv \lim_{\substack{\rho \rightarrow 0 \\ z \rightarrow 0}} \left[1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + z \frac{\partial}{\partial z} \right] \Psi_\lambda^{(QW)}(\rho, \varphi, z). \quad (20)$$

С учетом (19) получим

$$\left(\mathbf{T} \Psi_\lambda^{(QW)} \Big|_{p=0} \right) (0, 0, 0) = 2\sqrt{\pi\beta} \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}}. \quad (21)$$

В процессе вычисления появляются суммы следующего вида:

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{2 \exp \left(-pa_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right)}{pa_0^*} \cos(qpa_0) = \frac{2(\cos qa_0 - 1) \exp \left(-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right)}{a_0^* \left(1 - \exp \left[-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right] \right)} +$$

$$+\frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp \left(-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right) \right|; \quad (22)$$

и

$$\sum_{p=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{p^2 a_0^{*2}}{2t} \right) \exp(iqpa_0) = \theta_3 \left[\frac{qa_0^* a_d}{2}, \exp \left(-\frac{a_0^{*2}}{2t} \right) \right] - 1, \quad (23)$$

где $a_0^* = a_0/a_d$, $\theta_3[x, y]$ – тэта-функция Якоби [6].

Учитывая (22) и (23), дисперсионное уравнение, определяющее зависимость энергии связи локализованного электрона от параметров КП и величины внешнего электрического поля, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \eta_i = \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} - \frac{2 \exp \left(-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right)}{a_0^* \left(1 - \exp \left[-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right] \right)} (\cos q_e a_0^* a_d - 1) + \\ + \frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp \left(-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right) \right| - \int_0^\infty \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp \left[-(\beta \eta_\lambda^2 + 1)t \right] \left\{ S(E_0, q_e, t) \times \right. \\ \left. \times (1 - \exp[-2t])^{-1} - \frac{1}{t} \theta_3 \left[\frac{q_e a_0^* a_d}{2}, \exp \left(-\frac{a_0^{*2}}{2t} \right) \right] \right\}, \quad (24) \end{aligned}$$

где $S(E_0, t)$ определяется выражением вида

$$\begin{aligned} S(E_0, q_e, t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} e^{iq_e p a_0} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\beta a_d^2 t}} Ai(0) Ai \left(W(E_0)^{-\frac{1}{3}} a_0 \right) - \right. \\ \left. - \frac{\sqrt{\pi} W(E_0)^{\frac{2}{3}}}{2 \sqrt{(\beta a_d^2 t)^3}} \left(Ai \left(W(E_0)^{-\frac{1}{3}} a_0 \right) Ai'(0) + \right. \right. \\ \left. \left. + Ai(0) Ai' \left(W(E_0)^{-\frac{1}{3}} a_0 \right) \right) + \frac{3 \sqrt{\pi} W(E_0)^{\frac{4}{3}}}{4 \sqrt{(\beta a_d^2 t)^5}} Ai'(0) Ai' \left(W(E_0)^{-\frac{1}{3}} a_0 \right) \right], \quad (25) \end{aligned}$$

где $Ai'(x)$ – первая производная функции Эйри [6].

При $q_e a_0 = 0$ и $q_e a_0 = \pi$ уравнение (24) распадается на два уравнения, определяющие границы примесной зоны:

$$\eta_i = \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} + \frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp \left(-a_0^* \sqrt{\eta_\lambda^2 + \beta^{-1}} \right) \right| -$$

$$-\int_0^{\infty} \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp\left[-(\beta\eta_1^2 + 1)t\right] \left\{ S(E_0, 0, t)(1 - \exp[-2t])^{-1} - \frac{1}{t} \theta_3\left[0, \exp\left(-\frac{a_0^{*2}}{2t}\right)\right] \right\}, \quad (26)$$

и

$$\begin{aligned} \eta_i = & \sqrt{\eta_2^2 + \beta^{-1}} - \frac{4 \exp\left(-a_0^* \sqrt{\eta_2^2 + \beta^{-1}}\right)}{a_0^* \left(1 - \exp\left[-a_0^* \sqrt{\eta_2^2 + \beta^{-1}}\right]\right)} + \\ & + \frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp\left(-a_0^* \sqrt{\eta_2^2 + \beta^{-1}}\right) \right| - \int_0^{\infty} \frac{dt}{\sqrt{t}} \exp\left[-(\beta\eta_2^2 + 1)t\right] \left\{ S\left(E_0, \frac{\pi}{a_0}, t\right) \times \right. \\ & \left. \times (1 - \exp[-2t])^{-1} - \frac{1}{t} \theta_3\left[\frac{\pi a_d}{2}, \exp\left(-\frac{a_0^{*2}}{2t}\right)\right] \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

При этом ширина примесной зоны $\Delta\epsilon$ определяется как $\Delta\epsilon = (\eta_2 - \eta_1) E_d$.

В следующем разделе с помощью дисперсионных уравнений (26) и (27) будет исследована зависимость ширины примесной зоны от периода регулярной цепочки D^0 -центров в КП и величины внешнего продольного электрического поля.

2. Зависимость ширины примесной зоны от периода регулярной цепочки D^0 -центров и величины внешнего электрического поля

На рис. 1 представлена зависимость ширины примесной зоны $\Delta\epsilon$ в КП на основе InSb от величины напряженности E электрического поля для различных значений периода цепочки a_0^* , нормированного на эффективный боровский радиус. Видно, что с ростом величины внешнего электрического поля ширина примесной зоны увеличивается за счет увеличения степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Подобная ситуация имеет место и с уменьшением периода регулярной цепочки D^0 -центров (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 1).

3. Расчет спектра поглощения, связанного с переходами электрона из примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП

Рассмотрим оптические переходы электрона из состояний примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП при наличии внешнего продольного электрического поля. Волновая функция начального состояния имеет следующий вид:

$$\Psi_{\lambda}^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = (2\beta)^{-\frac{3}{4}} a_d^{-\frac{3}{2}} \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Y(E_0, p, p') \right]^{-1/2} \times$$

$$\times \sum_{r=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} e^{irqa_d a_0^*} \left\{ \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left[- \left((\beta \eta^2 + w)t + \frac{(z - ra_d a_0^*)^2}{4\beta a_d^2 t} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times 2J(E_0, t, z) (1 - \exp(-2wt))^{-1} \exp \left[- \frac{\rho^2 w (1 + \exp(-2wt))}{4\beta a_d^2 (1 - \exp(-2wt))} \right] dt \right\}, \quad (28)$$

где

$$Y(E_0, p, p') = \int_{-\infty}^{+\infty} d(a_0 k) \psi^{(1)} \left(\frac{\epsilon_\lambda}{2} + \frac{1}{2} + \frac{\beta a_d^2 k^2}{2} \right) Ai \left(\frac{pa - W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{1/3}} \right) \times \\ \times Ai \left(\frac{p'a - W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{1/3}} \right). \quad (29)$$

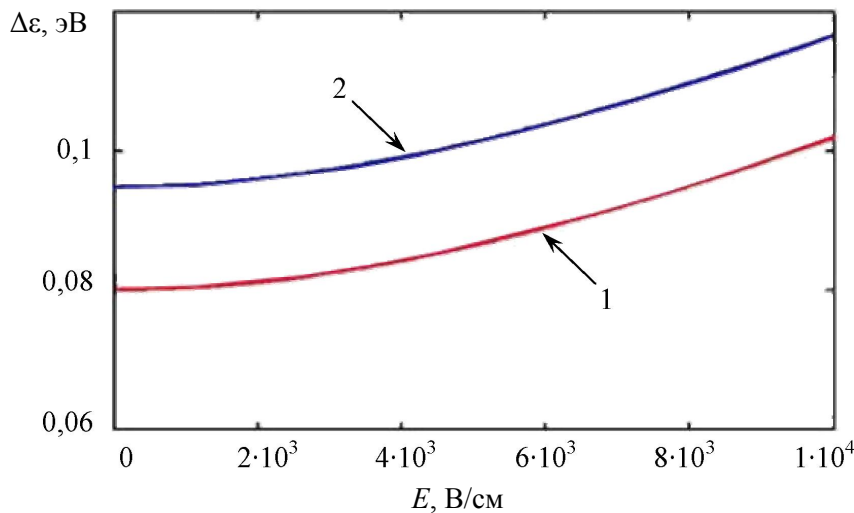


Рис. 1. Зависимость ширины примесной зоны в КП на основе InSb от величины напряженности электрического поля E при $U_0 = 0,3$ эВ; $E_i = 5 \cdot 10^{-3}$ эВ; $L = 70$ нм; 1 – $a_0 = 35$ нм; 2 – $a_0 = 28$ нм

Волновая функция конечного состояния определяется выражением (2).

Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны запишется в следующем виде (для случая $\mathbf{e}_\lambda \perp \mathbf{E}$):

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = -i\lambda_0 \hbar \left(\frac{2\pi \hbar^2 \alpha^*}{\omega m_i^*} I_0 \right)^{1/2} \left(\cos(\theta - \varphi) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sin(\theta - \varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \quad (30)$$

где λ_0 – коэффициент локального поля; I_0 – интенсивность света; ω – частота поглощаемого света; α^* – постоянная тонкой структуры с учетом диэлектри-

ческой проницаемости материала КП; θ – полярный угол единичного вектора поляризации; m_i^* – эффективная масса примесного электрона.

Выражение для матричного элемента $M^{(t)}(\omega)$, определяющего оптические переходы электрона из состояний примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП, можно записать в виде

$$M^{(t)}(\omega) = -\frac{i \lambda_0 \hbar^2 \beta}{4\pi^2 (2\beta)^{\frac{9}{4}} a_d^{\frac{9}{2}} E_d} \sqrt{\frac{\alpha^*}{2\pi m_i^*{}^2 \omega}} I_0 \left[\frac{n!}{(n+|m|)!} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Y(E_0, p, p') \right]^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho d\rho d\varphi dz \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \times$$

$$\times \left(\frac{\rho^2}{2a^2}\right)^{|m|/2} L_n^{|m|}\left(\frac{\rho^2}{2a^2}\right) Ai\left(\frac{z-W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{\frac{1}{3}}}\right) \exp(-im\varphi) \int_0^\infty dt \exp\left[-(\eta_\lambda^2 \beta + 1)t\right] \times$$

$$\times (1 - \exp(-2t))^{-1} \exp\left[-\frac{1 + \exp(-2t)\rho^2}{1 + \exp(-2t)4a^2}\right] \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} J(z, p, E_0, t). \quad (31)$$

При вычислении матричного элемента (31) появляется интеграл вида

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \exp(-im\varphi) \cos(\theta - \varphi) = \pi \left(e^{-i\theta} \delta_{m,+1} + e^{i\theta} \delta_{m,-1} \right), \quad (32)$$

где $\delta_{m,n}$ – символ Кронекера.

Учитывая правила отбора для магнитного квантового числа m , для интеграла по ρ в (31) получим

$$\int_0^{+\infty} d\rho \left(\frac{\rho^2}{2a^2}\right)^{\frac{3}{2}} L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \exp\left(-\frac{1}{1 - \exp(-2t)} \cdot \frac{\rho^2}{2a^2}\right) =$$

$$= \frac{a(n+1)}{\sqrt{2}} \exp(-2nt) (1 - \exp(-2t))^2. \quad (33)$$

Интегрирование по z дает

$$\int_{-\infty}^{+\infty} Ai\left(\frac{z-W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{\frac{1}{3}}}\right) J(z, p, E_0, t) dz =$$

$$= 2W(E_0) \frac{2}{3} Ai \left(\frac{ra_0 - W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{1/3}} \right) \exp(-\beta a_d^2 tk^2), \quad (34)$$

где было учтено, что [6]

$$\frac{1}{|\alpha\beta|} \int_{-\infty}^{+\infty} Ai \left(\frac{x+a}{\alpha} \right) Ai \left(\frac{x+b}{\beta} \right) dx = \begin{cases} \delta(b-a), & \text{если } \alpha = \beta, \\ \frac{1}{|\beta^3 - \alpha^3|^{1/3}} Ai \left(\frac{b-a}{(\beta^3 - \alpha^3)^{1/3}} \right), & \text{если } \alpha \neq \beta, \end{cases}$$

здесь $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

С учетом (32), (33) и (34) матричный элемент (31) запишется в виде

$$M^{(t)}(\omega) = -\frac{i \lambda_0 \hbar^2 \beta}{a_d^{7/2} E_d \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{m_i^*{}^2 \omega}} (n+1)^{1/2} \times \\ \times \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Y(E_0, p, p') \right]^{-1/2} \times \left[(\eta_\lambda^2 \beta + 2n + \beta a_d^2 k^2 + 1)^{-1} + \right. \\ \left. + (\eta_\lambda^2 \beta + 2n + \beta a_d^2 k^2 + 3)^{-1} \right] \times \sum_{r=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Ai \left(\frac{ra - W(E_0)k^2}{[W(E_0)]^{1/3}} \right). \quad (35)$$

Вероятность оптического перехода электрона из состояний примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП в продольном электрическом поле определяется как

$$W^{(t)}(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar I_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \sum_n \left| M^{(t)}(\omega) \right|^2 \delta(E_{n,\pm 1,k} + |E_\lambda| - \hbar\omega). \quad (36)$$

Вычисление интеграла в (36) требует нахождения корней $k^{(1),(2)}$ аргумента δ -функции Дирака, удовлетворяющих закону сохранения энергии для рассматриваемых оптических переходов:

$$\beta^{-1}(2n+1) + k^2 a_d^2 + \eta_\lambda^2 - X = 0, \quad (37)$$

где $X = \hbar\omega / E_d$ – энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии.

Корни $k^{(1),(2)}$ уравнения (37) имеют вид

$$k^{(1),(2)} = \pm a_d^{-1} \sqrt{X - \eta_\lambda^2 - \beta^{-1}(2n+1)}. \quad (38)$$

Тогда выражение для $W^{(t)}(X)$ запишется как

$$W^{(t)}(X) = w_0 \frac{1}{X} \sum_{n=0}^N (n+1) \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Y(E_0, p, p') \right]^{-1} \times \\ \times \left[X^{-1} + (X + 2\beta^{-1})^{-1} \right]^2 \times \\ \times \left[\sum_{r=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} Ai \left(\frac{ra_0^* a_d - W(E_0) a_d^{-2} (X - \eta_\lambda^2 - \beta^{-1} (2n+1))}{[W(E_0)]^{1/3}} \right) \right]^2, \quad (39)$$

где $w_0 = \lambda_0^2 \alpha^* E_d m^{*2} / (\pi \hbar m_i^{*2})$; $N = [C_1]$ – целая часть выражения $C_1 = \beta (X - \eta_\lambda^2) / 2 - 1/2$.

В следующем разделе с помощью полученной формулы (39) будет исследована зависимость спектров примесного поглощения от величины внешнего продольного электрического поля, параметров КП и регулярной цепочки D^0 -центров.

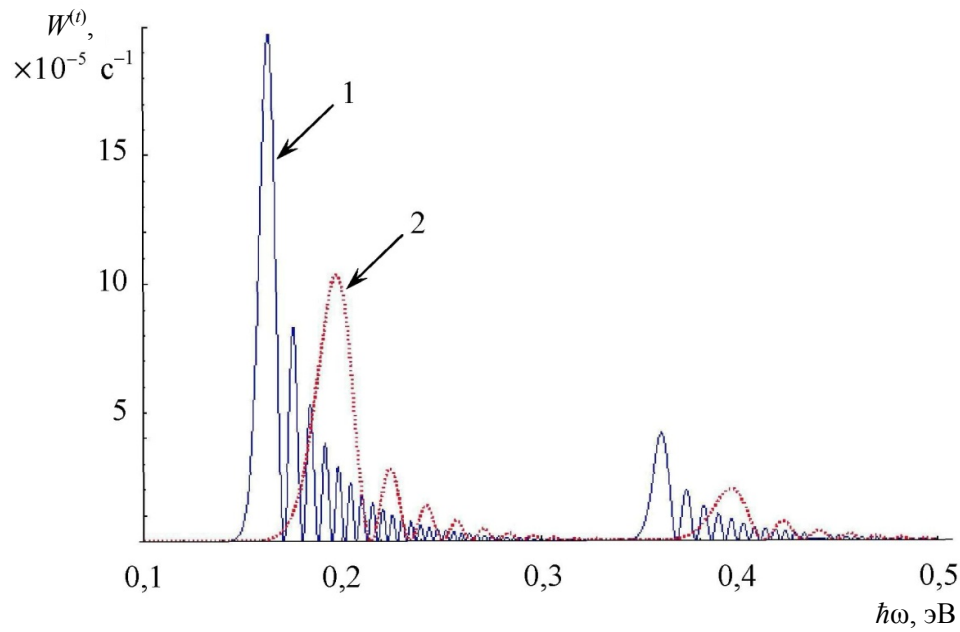
4. Зависимость спектров поглощения от величины внешнего электрического поля и параметров КП

На рис. 2 приведена рассчитанная спектральная зависимость величины $W^{(t)}$ для разных значений напряженности внешнего электрического поля $\bar{E}$ (рис. 2,а), периода регулярной цепочки $a_0^* = a_0/a_d$ (рис. 2,б) и длины КП L_z (рис. 2,в). Из рис. 2 видно, что фотоионизационный спектр для КП с примесной зоной представляет собой отдельные полосы, промежутки между которыми заполнены осцилляциями интерференционной природы. С ростом величины $\bar{E}$ край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра (см. рис. 2,а) из-за увеличения ширины примесной зоны (см. рис. 1). При этом растет амплитуда и период осцилляций, что связано с увеличением степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Увеличение периода регулярной цепочки и длины КП приводит к подавлению осцилляций (см. рис. 2,б,в).

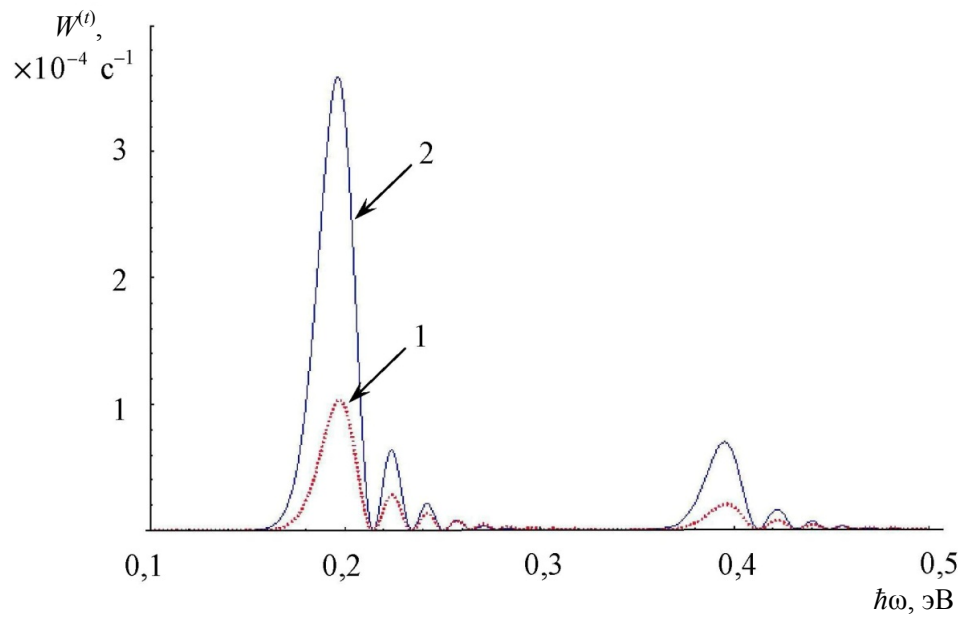
Заключение

Теоретически исследованы эффекты влияния внешнего продольного электрического поля на оптические свойства КП с примесной зоной, образованной локализованными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров, расположенных вдоль оси КП.

Для описания одноэлектронных состояний в КП использовался потенциал двухмерного гармонического осциллятора, а потенциал регулярной цепочки D^0 -центров в КП моделировался суперпозицией потенциалов нулевого радиуса одинаковой мощности.



а)



б)

Рис. 2. Спектральная зависимость вероятности оптического перехода из состояний нижней границы примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП InSb с регулярной цепочкой D^0 -центров в продольном электрическом поле при $U_0 = 0,3$ эВ: а – для различных значений E :

1 – 0,3 кВ/см; 2 – 3 кВ/см ($a_0^* = 0,08$, $L_z = 0,35$ мкм); б – для различных значений L_z :

1 – 0,35 мкм; 2 – 0,45 мкм ($E = 3$ кВ/см; $a_0^* = 0,08$); в – для различных значений a_0^* :

1 – 0,2; 2 – 0,08 ($E = 3$ кВ/см; $L_z = 0,35$ мкм) (см. также с. 116)

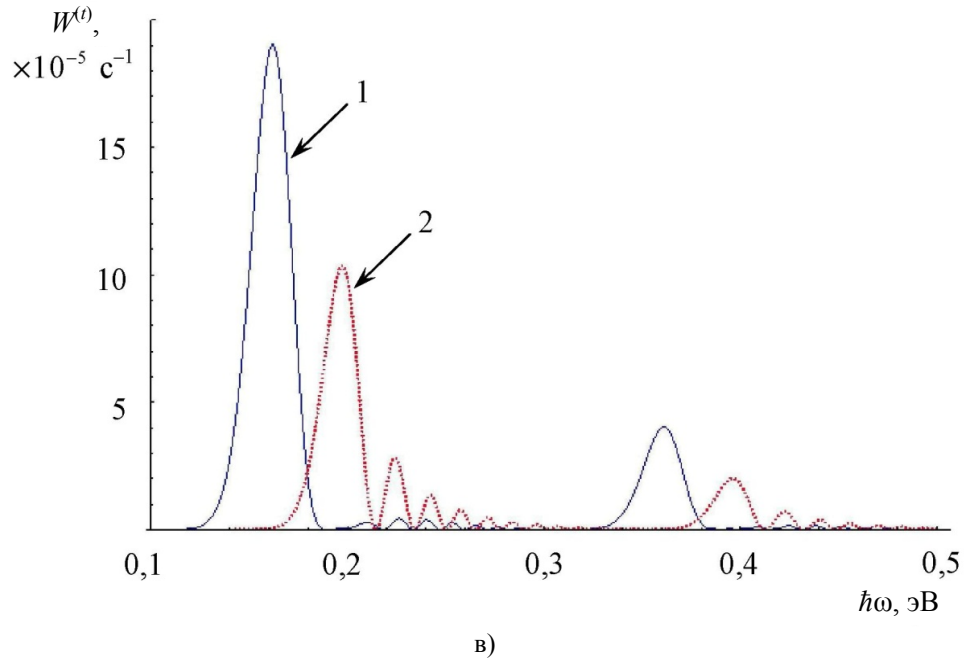


Рис. 2. Окончание

В рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни получены дисперсионные уравнения, определяющие границы примесной зоны. Показано, что с ростом величины внешнего электрического поля ширина примесной зоны увеличивается за счет увеличения степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Найдено, что подобная ситуация имеет место и с уменьшением периода регулярной цепочки D^0 -центров. В дипольном приближении получена аналитическая формула для вероятности оптических переходов из состояний нижней границы примесной зоны в размерно-квантованные состояния КП с регулярной цепочкой D^0 -центров в продольном электрическом поле. Показано, что фотоионизационный спектр для КП с примесной зоной представляет собой отдельные полосы, промежутки между которыми заполнены осцилляциями интерференционной природы. Найдено, что с ростом величины напряженности внешнего электрического поля край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра из-за увеличения ширины примесной зоны, при этом растет амплитуда и период осцилляций, что связано с увеличением степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Установлено, что увеличение периода регулярной цепочки и длины КП приводит к подавлению осцилляций.

Список литературы

1. **Соболев, М. М.** Емкостная спектроскопия глубоких состояний в InAs/GaAs-гетероструктурах с квантовыми точками / М. М. Соболев, Ф. Р. Ковш, В. М. Устинов, А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков, Ю. Г. Мусихин // Физика и техника полупроводников. – 1999. – Т. 33, № 2. – С. 184–193.
2. **Кревчик, В. Д.** Анизотропия магнитооптического поглощения комплексов «квантовая точка – примесный центр» / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, Р. В. Зайцев // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т. 36, № 10. – С. 1225–1232.

3. **Кревчик, В. Д.** Магнитооптические свойства молекулярного иона D_2^- в квантовой нити / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, А. А. Марко // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 46, № 11. – С. 2099–2103.
4. **Кревчик, В. Д.** Оптические свойства квазинульмерных структур с D_3^- -центрами / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Сер. «Естественные науки». – 2005. – № 6. – С. 179–190.
5. **Демков, Ю. Н.** Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике / Ю. Н. Демков, В. Н. Островский. – Л. : Изд-во ЛГУ, 1975. – 240 с.
6. **Бейтмен, Г.** Высшие трансцендентные функции. Т. 1, Т. 2 / Г. Бейтмен, А. Эрдейи. – М. : Наука, 1973. – 294 с.

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 sub-department
of physics, Penza State University

Разумов Алексей Викторович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики,
Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Razumov Aleksey Viktorovich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor,
sub-department of physics,
Penza State University

Козенко Сергей Евгеньевич

аспирант, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Kozenko Sergey Evgenyevich

Postgraduate student,
Penza State University

Зайцев Роман Владимирович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики,
Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Zaytsev Roman Vladimirovich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor,
sub-department of physics,
Penza State University

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

Кревчик, В. Д.

Оптические свойства квантовой проволоки с одномерной сверхрешеткой из потенциалов нулевого радиуса во внешнем электрическом поле / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, С. Е. Козенко, Р. В. Зайцев // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 1 (21). – С. 103–117.