

К теории фотоионизации глубоких примесных центров в параболической квантовой яме

© В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев*, В.В. Евстифеев

Пензенский государственный университет,
Пенза, Россия

* Пензенский государственный педагогический университет,
Пенза, Россия

(Получена 20 января 2000 г. Принята к печати 23 марта 2000 г.)

В рамках модели потенциала нулевого радиуса исследовано локальное состояние глубокой примеси в квантовой яме с параболическим потенциальным профилем. Показано, что в достаточно узких ямах имеет место эффект позиционного беспорядка: энергия связи глубокого примесного центра является убывающей функцией его поперечной координаты. Найдено, что эффект позиционного беспорядка усиливается при переходе от прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины к параболической. Исследована спектральная зависимость сечения фотоионизации глубоких примесных центров. Показано, что сечение фотоионизации имеет немонотонную спектральную зависимость, а порог примесного поглощения сильно зависит от координаты примесного центра и параметров квантовой ямы.

1. Реальные квантовые ямы (КЯ), как показали исследования [1–4], могут содержать локализованные примесные состояния. В этом случае представляют интерес величина и спектральная зависимость вероятности оптических переходов с участием электронов, локализованных на примесных центрах.

В настоящей работе на основе обобщения метода потенциала нулевого радиуса на случай размерного квантования [5] рассматривается процесс фотоионизации глубоких примесных центров (ГПЦ) в КЯ с параболическим потенциальным профилем. Одиночная параболическая КЯ может быть реализована, например, в легированных структурах вида $p-n^+-p$. Последние содержат сильно легированный n^+ -слой GaAs, окруженный слабо легированными барьерными слоями GaAs p -типа [6]. В рассматриваемой нами модели параболической потенциальной ямы энергии стационарных квантовых состояний определяются в соответствии с формулой

$$\varepsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar}{L} \sqrt{\frac{2V_0}{m^*}},$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где L — ширина КЯ, $\varepsilon_0 = \hbar\omega_0/2$ — энергия нулевых колебаний гармонического осциллятора, V_0 — амплитуда потенциала КЯ, m^* — эффективная масса электрона. Следует отметить, что выражение (1) является приближенным, поскольку оно не учитывает конечную глубину КЯ. Однако при разумном выборе параметра V_0 можно получить удовлетворительное согласие с экспериментами по фотolumинесценции [7,8].

2. Далее нас будут интересовать достаточно узкие КЯ шириной $L \sim a_d$ (a_d — эффективный боровский радиус). В этом случае для носителей заряда в КЯ характерен квантовый размерный эффект. Пусть ГПЦ локализован в точке $\mathbf{R} = (0, 0, z_0)$, $-L/2 < z_0 < L/2$. Определение волновой функции $\Psi_\lambda(\boldsymbol{\rho}, z, z_0)$ и энергетического

спектра ГПЦ $E_\lambda = -\hbar^2\lambda^2/2m^*$ в КЯ удобно проводить, пользуясь интегральной формулировкой задачи, вводя функцию Грина

$$G(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_1, z, z_1, E_\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{\exp[i\mathbf{k}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_1)]}{E_\lambda - E_{\mathbf{k}} - \varepsilon_n} \times \varphi_n(z)\varphi_n(z_1), \quad (2)$$

где $\varphi_n(z)$ и ε_n — одночастичные волновые функции и энергетический спектр для заданного распределения потенциала КЯ.

Уравнение Липпмана–Швингера для связанного состояния запишется в виде¹

$$\Psi_\lambda(\boldsymbol{\rho}, z, z_0) = \int d\boldsymbol{\rho}_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dz_1 G(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_1, z, z_1, E_\lambda) \times V_\delta(\boldsymbol{\rho}_1, z_1, z_0) \Psi_\lambda(\boldsymbol{\rho}_1, z_1, z_0). \quad (3)$$

Здесь V_δ — потенциал нулевого радиуса с мощностью $\gamma = 2\pi/\alpha$:

$$V_\delta(\boldsymbol{\rho}, z, z_0) = \gamma\delta(\boldsymbol{\rho})\delta(z - z_0) \times \left[1 + \boldsymbol{\rho}\nabla_\rho + (z - z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right]. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получим

$$\Psi_\lambda(\boldsymbol{\rho}, z, z_0) = \gamma G(\boldsymbol{\rho}, z, z_0, E_\lambda)(\hat{T}\Psi_\lambda)(0, z_0, z_0), \quad (5)$$

где

$$(\hat{T}f)(0, z_0) \equiv \lim_{\substack{\boldsymbol{\rho} \rightarrow 0 \\ z \rightarrow z_0}} \left[1 + \boldsymbol{\rho}\nabla_\rho + (z - z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right] f(\boldsymbol{\rho}, z). \quad (6)$$

¹ Задача о рассеянии медленного электрона на потенциале нулевого радиуса в однородном магнитном поле рассматривалась в [9].

Действуя оператором \hat{T} на обе части соотношения (5), получим уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния E_λ ГПЦ от мощности и поперечной координаты (z_0) ямы нулевого радиуса

$$\alpha L_0 = 2\pi(\hat{T}G)(0, z_0, z_0, E_\lambda), \quad (7)$$

где $L_0 = (\hbar/m^*\omega_0)^{1/2}$. Используя интегральное представление функции Макдональда $K_0(x)$

$$\int_0^\infty \frac{tJ_0(t)}{t^2 + x^2} dt = K_0(x), \quad (8)$$

для функции Грина в (5) получим

$$G(\rho, z, z_0, E_\lambda) = -\frac{1}{\pi\sqrt{\pi}L_0^3\varepsilon_0} \times \sum_{n=0}^\infty \frac{K_0\left(\sqrt{|E_\lambda|/\varepsilon_0 + 1 + 2n\frac{\rho}{L_0}}\right)}{2^n n!} \times H_n\left(\frac{z}{L_0}\right) H_n\left(\frac{z_0}{L_0}\right) \exp\left(-\frac{z^2 + z_0^2}{2L_0^2}\right). \quad (9)$$

В соотношении (8) $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Заменяя в (9) функцию Макдональда ее интегральным представлением вида

$$K_0(x) = \int_0^\infty dt \exp(-x \operatorname{ch} t), \quad (10)$$

будем иметь

$$G(\rho, z, z_0, E_\lambda) = -\frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}L_0^3\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{z^2 + z_0^2}{2L_0^2}\right) \times \int_0^\infty \frac{du}{u} \exp\left[-\frac{1}{u} - \left(\frac{|E_\lambda|}{\varepsilon_0} + 1\right) \frac{\rho^2 u}{2L_0^2}\right] \times \sum_{n=0}^\infty \left[\frac{\exp(-u\rho/L_0)}{2}\right]^n \frac{H_n(z/L_0)H_n(z_0/L_0)}{n!}. \quad (11)$$

Суммирование в (11) можно выполнить посредством производной функции

$$\sum_{n=0}^\infty \left(\frac{z}{2}\right)^n \frac{H_n(x)H_n(y)}{n!} = \frac{1}{\sqrt{1-z^2}} \times \exp\left[\frac{2xyz - (x^2 + y^2)z^2}{1-z^2}\right]. \quad (12)$$

Далее, выделяя в (11) расходящуюся часть, получим (при $z \rightarrow z_0$)

$$G(\rho, z_0, z_0, E_\lambda) = -\frac{1}{2\pi L_0^2 \varepsilon_0 \rho} \times \exp\left[-\left(\sqrt{\frac{|E_\lambda|}{\varepsilon_0} + 1}\right) \frac{\rho}{L_0}\right] + \frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}L_0^3\varepsilon_0} \times \int_0^\infty \frac{du}{u} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2L_0^2 u} - \left(\frac{|E_\lambda|}{\varepsilon_0} + 1\right) \frac{u}{2}\right) f(u, z_0), \quad (13)$$

где

$$f(u, z_0) = \frac{1}{\sqrt{2u}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \exp(-2u)}} \times \exp\left\{-\frac{z_0^2[1 - \exp(-u)]}{L_0^2[1 + \exp(-u)]}\right\}. \quad (14)$$

Подставляя (13) в (7), получим уравнение для определения энергии связанного состояния:²

$$\sqrt{\beta\eta^2 + 1} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\beta\pi}} \int_0^\infty \frac{dt}{t} \exp[-(\beta\eta^2 + 1)t/2] \times \left[\frac{1}{\sqrt{2u}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \exp(-2t)}} \exp\left\{-2\beta a^2 \frac{[1 - \exp(-t)]}{[1 + \exp(-t)]}\right\}\right], \quad (15)$$

где

$$\eta = \sqrt{|E_\lambda|/E_d}, \quad \beta = L^*/\sqrt{V_0^*}, \quad L^* = L/a_d, \\ V_0^* = V_0/E_d, \quad a = z_0/L, \quad \eta_0 = \sqrt{|E_i|/E_d};$$

E_i — энергия связи ГПЦ в массивном полупроводнике,³ E_d — эффективная боровская энергия. Уравнение (15) доступно для компьютерного анализа. На рис. 1 представлены результаты численного расчета зависимости положения локализованного уровня η^2 от координаты ГПЦ $a = z_0/L$, мощности потенциала нулевого радиуса, характеризующейся параметром η_i , и амплитуды потенциала КЯ $V_0^* = V_0/E_d$. Видно, что в достаточно узких КЯ ($L^* \approx 1$) имеет место эффект позиционного беспорядка: энергия связи ГПЦ является убывающей функцией его координаты. С ростом амплитуды потенциала КЯ (параметр V_0^*) условие существования связанного состояния ниже дна КЯ становятся более жесткими (ср. кривые 1 и 2). Видно также, что возрастание мощности потенциала нулевого радиуса (параметр η_i) сопровождается ослаблением эффекта позиционного беспорядка (ср. кривые 2 и 3). Таким образом, эффект позиционного

² Локализованные состояния могут также существовать между дном КЯ и первым уровнем размерного квантования [10]. В этом случае для уровней, лежащих выше дна КЯ, $E_\lambda > 0$ и параметр λ становится мнимым.

³ E_λ и E_i отсчитываются от дна КЯ.

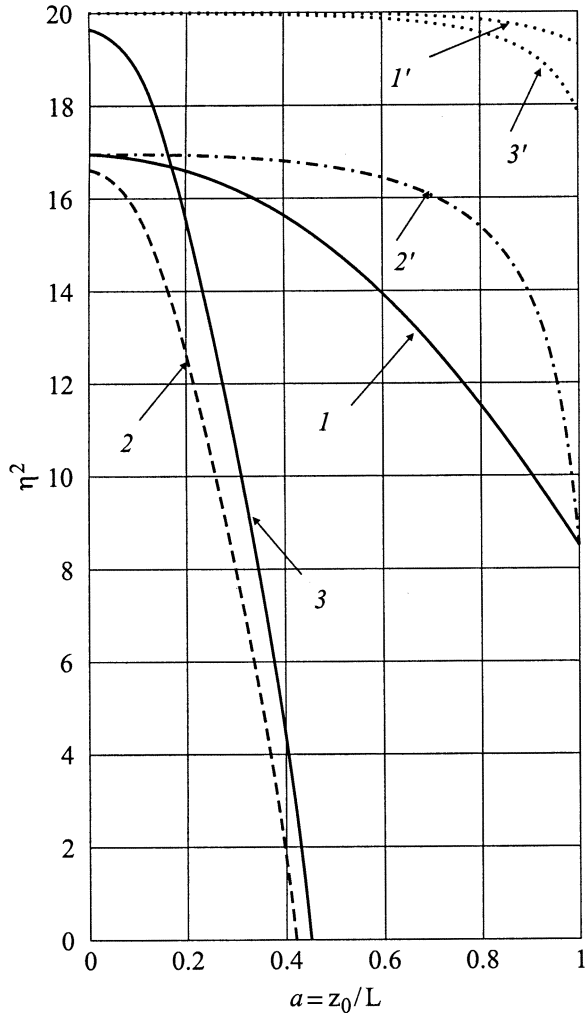


Рис. 1. Зависимости положения локализованного уровня η^2 от координаты примесного центра $a = z_0/L$, мощности потенциала нулевого радиуса η_i и амплитуды потенциала $V_0^* = V_0/E_d$ квантовой ямы: $1 - V_0^* = 17, \eta_i^2 = 17$; $1' - V_0^* = 17, \eta_i^2 = 20$; $2, 2' - V_0^* = 200, \eta_i^2 = 17$; $3, 3' - V_0^* = 200, \eta_i^2 = 20$. Обозначения $1-3$ и $1'-3'$ относятся к квантовым ямам с параболическим и прямоугольным потенциальным профилем соответственно.

беспорядка наиболее существен в достаточно глубоких КЯ, когда $V_0^* \gg \eta_i^2$. Для сравнения на этом же рисунке кривыми $1'-3'$ представлены результаты численного расчета зависимости энергии локализации от положения ГПЦ в КЯ с прямоугольным потенциальным профилем, полученной в работе [9]. В указанной работе уравнение (9) (здесь нумерация в соответствии с [9]) использовалось для анализа положения локализованного уровня в зависимости от параметров КЯ и координаты дефекта. В принятых здесь обозначениях уравнение (9) из работы [9] имеет следующий вид:

$$\eta = \eta_i + \frac{1}{L^*} \int_{L^*\eta}^{\infty} dt \left[a_1 \exp\left(-\frac{z_0}{L}t\right) + a_2 \exp\left(\frac{z_0}{L}t\right) \right], \quad (16)$$

где

$$a_1 = \frac{(1 - \xi)^2 \exp\left[\left(\frac{z_0}{L} - 1\right)t\right] - (1 - \xi^2) \exp\left(-\frac{z_0}{L}t\right)}{(1 + \xi)^2 \exp t - (1 - \xi)^2 \exp(-t)},$$

$$a_2 = \frac{(1 - \xi)^2 \exp\left[-\left(\frac{z_0}{L} + 1\right)t\right] - (1 - \xi^2) \exp\left(\frac{z_0}{L}t\right)}{(1 + \xi)^2 \exp t - (1 - \xi)^2 \exp(-t)},$$

$$\xi = \frac{m^*}{m_b^*} \frac{t}{L^* \sqrt{m_b^*/m^* (V_0^* + t^2/L^{*2})}}.$$

Здесь m_b^* — эффективная масса в барьере, причем для численных расчетов полагалось $m^*/m_b^* = 0.75$. Сравнение кривых $1'-3'$ и $1-3$ на рис. 1 показывает, что эффект позиционного беспорядка усиливается при переходе от прямоугольной потенциальной ямы к параболической. При выполнении условия $\eta_i^2 \gg V_0^*$ этим эффектом в КЯ с прямоугольным потенциальным профилем можно пренебречь (кривая $1'$).

3. Рассмотрим фотовозбуждение электрона с локального уровня с энергией E_λ в одну из двумерных подзон размерного квантования. Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны берется в виде [5]

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\lambda_0 \hbar e}{im^*} \left(\frac{2\pi \hbar \bar{N}}{\varepsilon \omega} \right)^{1/2} \exp(iq_\perp z) (\mathbf{e}_\parallel \nabla_\rho), \quad (17)$$

где λ_0 — коэффициент локального поля, учитывающий различие амплитуд локального и среднего макроскопического полей; \bar{N} — число фотонов в единице объема; ω — частота поглощаемого света с величиной волнового вектора q_\perp и единичным вектором продольной поляризации \mathbf{e}_\parallel ; ε — статическая диэлектрическая проницаемость; e — заряд электрона.

Волновая функция электрона, локализованного в основном состоянии ГПЦ, согласно соотношению (5) только множителем отличается от функции Грина:

$$\Psi_\lambda(\rho, z, z_0) = -C \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \exp(i\mathbf{k}\rho) g(z, z_0, E_\lambda - E_{\mathbf{k}}), \quad (18)$$

где $C = [2\pi\varepsilon_0/g(z_0, z_0, E_\lambda)]^{1/2}$ — нормирующий множитель, $g(z, z_0, E_\lambda - E_{\mathbf{k}})$ — функция Грина одномерного уравнения Шредингера с осцилляторным потенциалом

$$g(z, z_0, E_\lambda - E_{\mathbf{k}}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varphi_n(z)\varphi_n(z_0)}{E_\lambda - E_{\mathbf{k}} - \varepsilon_n} \quad (19)$$

или в замкнутой форме

$$g(z, z_0, E_\lambda - E_{\mathbf{k}}) = -\frac{\Gamma(-\nu)}{\sqrt{\pi\varepsilon_0 L_0}} D_\nu\left(\frac{\sqrt{2}}{L_0}x_>\right) D_\nu\left(-\frac{\sqrt{2}}{L_0}x_<\right), \quad (20)$$

где

$$x_> = \max\{z, z_0\}, \quad x_< = \min\{z, z_0\},$$

$$\nu = (E_\lambda - E_{\mathbf{k}} - \varepsilon_0)/\varepsilon_0;$$

$D_\nu(x)$ — функция параболического цилиндра, $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

При вычислении сечения фотоионизации ГПЦ в КЯ волновая функция конечного состояния берется в виде

$$\Psi_f^\pm(\rho, z, z_0) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\mathbf{k}\rho) \varphi_n(z) + G(\rho, z, z_0, E \pm i0)(\hat{T}\Psi_f^\pm)(0, z_0, z_0). \quad (21)$$

Здесь S — нормировочная площадь КЯ. Учитывая (17)–(21), парциальное сечение фотоионизации можно представить как

$$\sigma_n(\omega, z_0) = \frac{(2\pi)^2 \alpha^* \hbar^2 \lambda_0^2}{|g(z, z_0, E_\lambda)| m^*} \times \theta(\hbar\omega - \varepsilon_n - |E_\lambda|) \frac{(\hbar\omega - \varepsilon_n - |E_\lambda|)}{\hbar\omega} \times \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dz g(z, z_0, \varepsilon_n - \hbar\omega) \exp(iq_\perp z) \varphi_n(z) \right|^2, \quad (22)$$

где α^* — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости; $\theta(x)$ — единичная функция Хевисайда. Интеграл под знаком модуля в (22) достаточно просто разбивается на два интеграла вида

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \exp\left(-\frac{z^2}{L_0^2}\right) \cos(q_\perp z) H_n\left(\frac{z}{L_0}\right) H_m\left(\frac{z}{L_0}\right), \quad (23)$$

$$I_2 = i \int_{-\infty}^{+\infty} dz \exp\left(-\frac{z^2}{L_0^2}\right) \sin(q_\perp z) H_n\left(\frac{z}{L_0}\right) H_m\left(\frac{z}{L_0}\right). \quad (24)$$

При вычислении I_1 и I_2 возникают следующие правила отбора:

$$I_1 = \begin{cases} 0, & \text{если } m \neq n + 2k, k = 0, 1, 2, \dots \\ 2^n n! \sqrt{\pi} L_0 (-1)^k (q_\perp L_0)^{2k} \exp\left(-\frac{q_\perp^2 L_0^2}{4}\right) \times L_n^{2k}\left(\frac{q_\perp^2 L_0^2}{2}\right), & \text{если } m = n + 2k, \end{cases} \quad (25)$$

$$I_2 = \begin{cases} 0, & \text{если } m \neq n + 2k + 1, k = 0, 1, 2, \dots \\ i 2^n n! \sqrt{2\pi} L_0 (-1)^k (q_\perp L_0)^{2k} \exp\left(-\frac{q_\perp^2 L_0^2}{4}\right) \times L_n^{2k+1}\left(\frac{q_\perp^2 L_0^2}{2}\right), & \text{если } m = n + 2k + 1. \end{cases} \quad (26)$$

Из (25) и (26) следует, что оптические переходы с примесного уровня в подзону с номером n возможны только в том случае, когда локализованное состояние

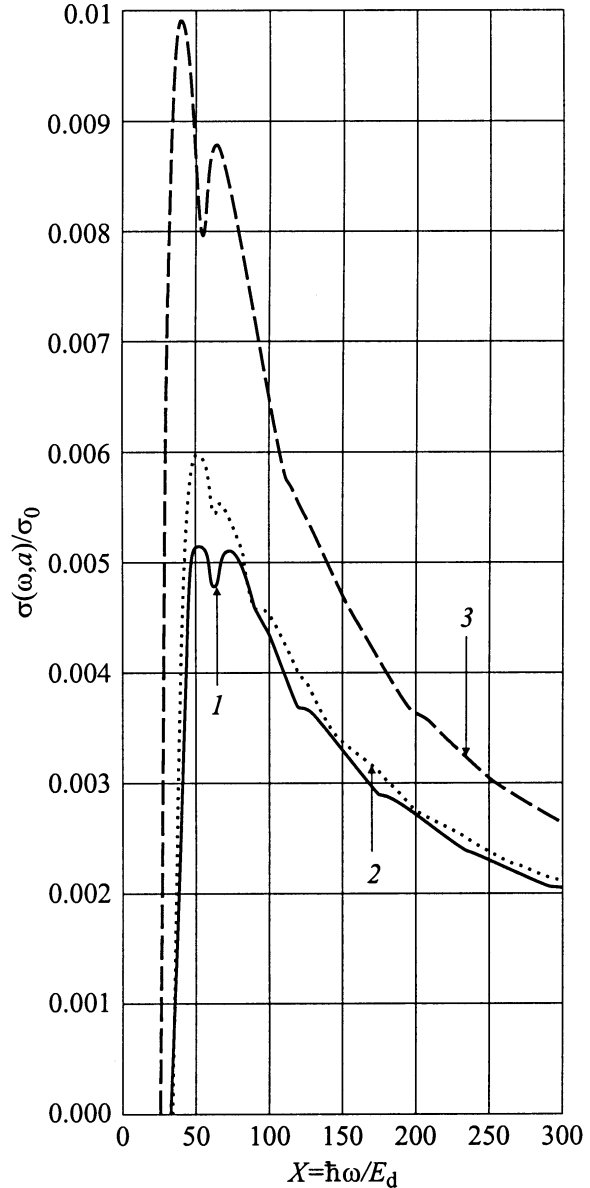


Рис. 2. Спектральная зависимость нормированного сечения $\sigma(\omega, a)/\sigma_0$ при фотоионизации глубоких примесных центров с координатами $a = z_0/L$: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.3; $V_0^* = 200$, $\eta_i^2 = 20$.

формируется состояниями соседних подзон с номерами $m = n + 2k$ и $m = n + 2k + 1$. В приближении $q_\perp L_0 \ll 1$ для полного сечения фотоионизации будем иметь

$$\sigma(\omega, z_0) = \sigma_0 X^{-1} \beta^{-2} \exp(-b^2) \times \left[\Gamma(\mu) D_{-\mu}(\sqrt{2}b) D_{-\mu}(-\sqrt{2}b) \right]^{-1} \times \sum_{n=0}^N \frac{\left[X - \eta^2 - \frac{2}{\beta}(2n+1) \right]}{n! 2^n} \left[\frac{H_n^2(b)}{X^2} + \frac{1}{2} \frac{H_{n+1}^2(b)}{(X + 4\beta^{-1})^2} \right], \quad (27)$$

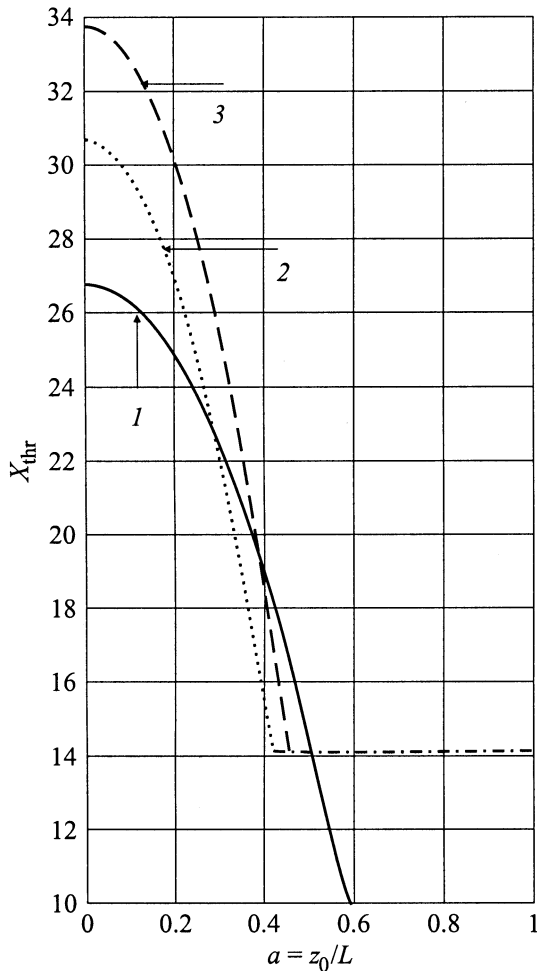


Рис. 3. Зависимость порога примесного поглощения, выраженного в единицах боровской энергии, от координаты ГПЦ для различных значений амплитуды потенциала квантовой ямы и мощности потенциала нулевого радиуса: 1 — $V_0^* = 100$, $\eta_i^2 = 17$; 2 — $V_0^* = 200$, $\eta_i^2 = 17$; 3 — $V_0^* = 200$, $\eta_i^2 = 20$.

где

$$\sigma_0 = 2(2\pi)^2 \alpha^* \lambda_0^2 \hbar^2 / (E_d m^*),$$

$$\mu = (\eta^2 \beta + 1)/2, \quad b = \sqrt{2L^* \sqrt{V_0^*} a},$$

$N = [A]$ — целая часть числа $A = \beta(X - \eta^2 - 2/\beta)/4$; $X = \hbar\omega/E_d$; $H_n(X)$ — многочлены Эрмита.

На рис. 2 представлена спектральная зависимость нормированного сечения $\sigma(\omega, a)/\sigma_0$ при фотоионизации ГПЦ, расположенных в различных моноатомных слоях КЯ для случая, когда $L^* = 1$. Из рисунка видно, что сечение фотоионизации имеет немонотонную спектральную зависимость, обусловленную эффектом размерного квантования. С приближением примесного центра к границе КЯ величина сечения фотоионизации вблизи порога поглощения заметно возрастает (кривые 1 и 3). Это обусловлено увеличением радиуса локализованного состояния за счет эффекта позиционного беспорядка.

На рис. 3 приведены зависимости порога примесного поглощения $X_{\text{thr}} = (\hbar\omega)_{\text{thr}}/E_d$ от координаты примесного центра для различных значений амплитуды потенциала КЯ (V_0^*) и значений мощности потенциала нулевого радиуса (η_i).

Следует отметить, что в КЯ возможно примесное поглощение света и в том случае, когда мощность потенциала нулевого радиуса не достаточна для образования локализованного состояния в массивном полупроводнике (локальный уровень пересекает дно КЯ, $\eta = 0$). В этом случае порог фотоионизации будет определяться величиной энергии основного состояния КЯ (горизонтальный участок кривых 2 и 3 на рис. 3).

4. Таким образом, проведено рассмотрение локализованного состояния на короткодействующем потенциале, имитируемом δ -функцией в одиночной КЯ с параболическим потенциальным профилем. В рассмотренной выше модели КЯ амплитуда ее потенциала V_0 является эмпирическим параметром. В рамках указанного приближения продемонстрировано существенное влияние на положение примесного уровня в КЯ формы ее потенциального профиля. Обнаруживаются и качественные изменения формы кривых спектральной зависимости сечения фотоионизации. Это видно из сравнения кривых на рис. 2 с соответствующими кривыми на рис. 1 в работе [5], где рассматривалась фотоионизация ГПЦ в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками.

Список литературы

- [1] P. Voisin, Y. Guldner, J.P. Vieren, M. Voos, Benoita C. Guillaume, N.J. Kawai, L.L. Chang, L. Esaki. J. Phys. Soc. Japan, **49**, Suppl. A, 1005 (1980).
- [2] R.C. Miller, A.C. Gossard, W.T. Tsang, O. Munteanu. Phys. Rev. B, **25**, 3871 (1982).
- [3] D. Gammon, R. Merlin, W.T. Masselink, H. Morkos. Phys. Rev. B, **33**, 2916 (1986).
- [4] G.S. Rune, P.O. Holtz, M. Sundaram, J.L. Merz, A.C. Gossard, B. Monemar. Phys. Rev. B, **44**, 4010 (1991).
- [5] В.Д. Креччик, Э.З. Имамов. ФТП, **17**, 1235 (1983).
- [6] G.H. Döhler. Surf. Sci., **73**, 97 (1978).
- [7] R.C. Miller, A.C. Gossard, D.A. Kleinman, O. Munteanu. Phys. Rev. B, **29**, 3740 (1984).
- [8] R.C. Miller, D.A. Kleinman, A.C. Gossard. Phys. Rev. B, **29**, 7085 (1984).
- [9] В.Г. Скобов. ЖЭТФ, **37**, 1467 (1959).
- [10] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Яссиевич. ФТП, **30**, 1387 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

On the theory of photoionization deep impurity centers in a parabolic quantum well

V.D. Krevchik, R.V. Zaitsev*, V.V. Evstifeev

Penza State University,
Penza, Russia

* Penza State Pedagogical University,
Penza, Russia

Abstract The local state of a deep impurity in the parabolic quantum well is studied in the framework of the zero-potential model. It is shown that the position disorder effect exists in quantum wells that are narrow enough: the binding energy of the deep center is a diminishing function of the transverse coordinate of this center. It is found that the position disorder effect gain takes place when passing from the rectangular potential well of a finite depth to the parabolic potential well. The spectral dependence of the cross-section of photoionization of deep impurity centers is studied. It is shown that the cross-section of photoionization is a non-monotonic spectral function, and the absorption threshold depends heavily on the deep impurity center coordinate and parameters of the quantum well.