УДК 539.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ТОЧЕЧНЫМ ДЕФЕКТОМ

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, Л.Р. СЕДРАКЯН*

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: lyovsed@yahoo.com

(Поступила в редакцию 26 апреля 2013 г.)

Рассмотрена задача нахождения энергии основного состояния квантовой частицы в наноструктуре цилиндрической формы. Предполагается, что внутри наноструктуры имеется точечный дефект, который задается в виде б-потенциала. Получено трансцендентное уравнение, определяющее наинизший уровень энергии частицы. Соответствующие формулы использованы для вычисления пороговой частоты межзонного поглощения света нанокристаллов полупроводниковых соединений, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице. Найдена зависимость края поглощения спектра от положения и мощности б-потенциала. Показано, что при наличии б-потенциала происходит уменьшение эффективной длины цилиндрической наноструктуры, что приводит к увеличению пороговой частоты оптического спектра поглощения.

1. Введение

Проблема описания финитного движения электрона в неоднородной непрерывной или дискретной среде хорошо разработана для 1D систем [1-5]. В частности, предложены точные методы нахождения волновых функций, коэффицентов отражения и прохождения упруго рассеивающегося электрона, спектра связанных электронных состояний и т.д. Что касается практически важных 2D и 3D систем, то аналитическое решение данного класса задач сопряжено с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому прорывом в этом направлении может считаться рассмотрение квазиодномерных моделей [6-9], в которых имеет место рассеяние частицы на заданном потенциале в одном направлении, в то время как движение в перпендикулярной к этому направлению плоскости ограничено непроницаемыми стенками.

Ограничение в поперечной плоскости приводит к дискретному спектру энергии, а полная энергия электрона равняется сумме энергий поперечного и продольного движений. Еще одним отличием от одномерного движения является то, что из-за упругого рассеяния в продольном направлении частица может переходить на другой квантовый уровень в поперечном движении и, следовательно, возникает новый канал рассеяния с другим значением продольного импульса (многоканальное рассеяние).

В работе [10], в соответствии с вышесказанным, развит метод определения спектра связанных состояний электрона, совершающего стационарное движение в трехмерной квантовой яме с произвольным негладким дном. Получено секулярное уравнение для спектра энергии, выраженного через амплитуды многоканального рассеяния. В настоящей работе общий подход, предложенный в [10], приложен к конкретной системе: квантовой проволоке цилиндрической формы с внедренным внутрь трехмерным δ-потенциалом (точечный дефект). Указанная система представляет собой квантовую яму, в которой примесный потенциал не контактирует со стенками ямы, т.е. между стенками и дефектом движение частицы является свободным. В разделе 2 приведены общие формулы, необходимые для определения энергетического спектра в описанной квантовой яме. Рассмотрена задача определения основного уровня частицы, что сводится к решению одномерного уравнения Шредингера с потенциалом в виде δ-функции. "Сшивание" волновой функции на границах "стенка-вакуум" и "вакуум-дефект-вакуум" приводит к трансцендентному уравнению для энергии основного состояния энергетического спектра частицы. Графически исследована зависимость энергии основного состояния от местоположения дефекта. В разделе 3 рассмотрены нанокристаллы полупроводниковых материалов, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице. С использованием результатов предыдущего раздела получена формула, устанавливающая связь между краем поглощения спектра межзонных переходов и уровнями основного состояния электронов и дырок в квантовой проволоке с дефектом. Произведено сравнение с предыдущими данными, где нанокристалл представляется как квантовая точка шаровидной формы.

2. Уравнение для энергии основного состояния электрона в квантовой проволоке с точечным дефектом

Пусть электрон движется в проволоке цилиндрической формы, характеризуемой потенциальной энергией $U(\rho, \varphi, z)$ ($\rho, \varphi, z - цилиндрические коорди$ наты). Ось проволоки направлена по оси*z*. Движение в поперечной к оси плос $кости (<math>\rho, \varphi$) ограничено непрозрачными стенками в виде цилиндрической поверхности (с радиусом кругового сечения *a*). Движение в направлении *z*, не считая влияния дефекта, ограничено полупрозрачными стенками из оснований цилиндра, длина которого равна *d*. Если *d* ~ λ (λ – длина дебройлевской волны электрона), то имеем дело с квантовой проволокой с характерными эффектами размерного квантования энергетического спектра.

Задача определения стационарных состояний движения электрона сводится к решению уравнения Шредингера. Приведем основные формулы, необходимые для дальнейших расчетов. Уравнение Шредингера в цилиндрических координатах имеет вид

$$\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^{2}}\frac{\partial^{2}}{\partial\phi^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} + \chi^{2} - V(\rho,\phi,z)\right]\Psi(\rho,\phi,z) = 0, \quad (1)$$

где $\chi^2 = \frac{2m_e E}{\hbar^2}$, $V(\rho, \varphi, z) = \frac{2m_e U(\rho, \varphi, z)}{\hbar^2}$ (*E* – собственное значение

энергии). Уравнение (1) удовлетворяет граничным условиям

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = 0, \quad \text{если} \quad \rho \ge a ,$$
 (2)

$$V(\rho, \varphi, z) = V, \quad \text{если} \quad z < 0, \quad z > d.$$
 (3)

Решение уравнения (1), удовлетворяющее условию (2), можно написать в виде

$$\Psi(\rho,\phi,z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \Psi_{nl}(z) \Phi_{nl}(\rho) \cos l\phi , \qquad (4)$$

где

$$\Phi_{nl}\left(\rho\right) = \frac{I_{l}\left(\chi_{nl}\rho\right)}{a\sqrt{\pi}I_{l+1}\left(\chi_{nl}a\right)},\tag{5}$$

 $I_l(\chi_{nl}, \rho)$ – цилиндрическая функция Бесселя; величины χ_{nl} определяются из условия (2), которое принимает вид

$$I_l(\chi_{nl}a) = 0. (6)$$

Решения трансцендентного уравнения (6) хорошо известны: наименьшее значение χ_{nl} , соответствующее паре индексов n = 1, l = 0 определяется из равенства $\lambda_{10} = \chi_{10}a \approx 2.405$. Следующий уровень нумеруется индексами n = 1, l = 1, для которого $\lambda_{11} = \chi_{11}a \approx 3.832$. В формуле (4) функции $\Psi_{nl}(z)$ являются решениями системы линейных уравнений

$$\frac{d^{2}\Psi_{nl}(z)}{dz^{2}} + k_{nl}^{2}\Psi_{nl}(z) - \sum_{n'=1}^{\infty}\sum_{l'=0}^{\infty}V_{nl,n'l'}(z)\Psi_{n'l'}(z) = 0, \qquad (7)$$

где

$$V_{nl,n'l'}(z) = \int_{0}^{a} \rho d\rho \Phi_{nl}(\rho) \Phi_{n'l'}(\rho) \int_{0}^{2\pi} d\varphi V(\rho,\varphi,z) \cos l\varphi \cos l'\varphi, \qquad (8)$$

$$k_{nl}^2 = \chi^2 - \chi_{nl}^2 \,. \tag{9}$$

Применим общие формулы (7), (8) к случаю, когда внутри проволоки, в точке с радиус-вектором $\mathbf{r_0} = (\rho_0 \cos \varphi_0, \rho_0 \sin \varphi_0, z_0)$ помещен точечный дефект, описываемый δ-функцией. Соответственно, имеем

$$V(\rho, \phi, z) = P\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\theta}) = P\delta(\rho \cos\phi - \rho_0 \cos\phi_0)\delta(\rho \sin\phi - \rho_0 \sin\phi_0)\delta(z - z_0), \quad (10)$$
где *P* есть мощность δ-потенциала. Подставляя (10) в (8), получим

$$V_{nl,n'l'}(z) = P\delta(z-z_0) \int_{0}^{a} \rho d\rho \Phi_{nl}(\rho) \Phi_{n'l'}(\rho) K_{ll'}(\rho), \qquad (11)$$

где

$$K_{ll'}(\rho) = \int_{0}^{2\pi} d\varphi \delta(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) \delta(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0) \cos l\varphi \cos l\varphi \cos l'\varphi.$$
(12)

Для вычисления K_{ll} учтем, что интеграл (12) отличен от нуля, если $\rho \cos \varphi = \rho_0 \cos \varphi_0$. Отсюда, выразив ρ через φ и исключив ρ в аргументе второй δ -функции, применим к ней известную формулу

$$\delta(f(\varphi)) = \sum_{i} \frac{\delta(\varphi - \varphi_{i})}{f'(\varphi)|_{\varphi = \varphi_{i}}},$$
(13)

где $f(\phi) = \rho_0 \cos \phi_0 (\tan \phi - \tan \phi_0)$, $f'(\phi)$ – производная функции $f(\phi)$, ϕ_i – простые корни уравнения $f(\phi) = 0$. Учитывая цилиндрическую симметрию проволоки, а также то, что $0 \le \phi \le 2\pi$, получим $\phi_i = \phi_0$. Выполнение некоторых вычислений дает

$$K_{ll'}(\rho) = \frac{\cos l \phi_0 \cos l' \phi_0}{\rho_0} \delta(\rho - \rho_0).$$
⁽¹⁴⁾

Подставляя (14) в (11), получим

$$V_{nl,n'l'}(z) = C_{nl}C_{n'l'}\delta(z-z_0),$$
(15)

где сделано слдующее обозначение:

$$C_{nl} = \sqrt{P} \Phi_{nl} \left(\rho_0 \right) \cos l \phi_0 = \frac{\sqrt{P}}{a \sqrt{\pi}} \frac{I_l \left(\chi_{nl} \rho_0 \right) \cos l \phi_0}{I_{l+1} \left(\chi_{nl} a \right)} \,. \tag{16}$$

Что касается граничных условий для $V_{nl,n'l'}(z)$, то из (3), (8) получим

$$V_{nl,n'l'}(z) = V\delta_{nn'}\delta_{ll'}, \quad (z < 0, z > d).$$

$$(17)$$

Подставляя (15) в (7), находим

$$\frac{d^2 \Psi_{nl}}{dz^2} + k_{nl}^2 \Psi_{nl} - \left(C_{nl} \sum_{n'l'} C_{n'l'} \Psi_{n'l'}\right) \delta(z - z_0) = 0.$$
(18)

Уравнения (18), совместно с граничными условиями (17), являются основными формулами для вычисления величин k_{nl}^2 – продольных компонентов спектра энергии электрона. Далее мы сосредоточим наше внимание на вычислении энергии основного состояния электрона, так как она представляет непосредственный интерес для исследования ряда полупроводниковых наностуктур (см. раздел 3).

Ранее выяснилось (формула (6)), что основным состоянием для энергии поперечного движения электрона является уровень с индексами n = 1, l = 0. Из формулы (9) следует, что это верно и для полной энергии (*E*). Но для вычисления основного состояния *E* нужно найти k_{10}^2 , так как χ_{10}^2 считается известной. Величина же k_{10}^2 является наименьшим собственным значением уравнения

$$\frac{d^2 \Psi_{10}}{dz^2} + k_{10}^2 \Psi_{10} - C_{10}^2 \delta(z - z_0) \Psi_{10} = 0.$$
⁽¹⁹⁾

Уравнение (19) (совместно с условиями (17)) есть уравнения Шредингера для частицы совершающей стационарное движение в поле одномерного потен-

циала, представляющего собой симметричную квантовую яму с внедренным внутрь δ-потенциалом

$$V(z) = v\delta(z - z_0), \qquad (20)$$

где

$$v = C_{10}^{2} = \frac{P}{\pi a^{2}} \left[\frac{I_{0}(\chi_{10}\rho_{0})}{I_{1}(\chi_{10}a)} \right]^{2}$$

Нахождение собственных значений k_{10}^2 из уравнения (19) является более простой задачей, чем расчет соответствующих величин k_{nl}^2 в многоканальной задаче [10]. Используя методику расчета работы [10], а по сути повторив их для нашего случая, найдем

$$\tan k_{10}d = \frac{2k_{10}\eta \operatorname{Re}\alpha + \left(\eta^2 - k_{10}^2\right)\operatorname{Im}\alpha - \left(\eta^2 + k_{10}^2\right)\operatorname{Im}\beta}{2k_{10}\eta \operatorname{Im}\alpha - \left(\eta^2 - k_{10}^2\right)\operatorname{Re}\alpha + \left(\eta^2 + k_{10}^2\right)\operatorname{Re}\beta},$$
(21)

где $\eta = \sqrt{V - k_{10}^2}$; α , β – матричные элементы трансфер-матрицы

$$K = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{pmatrix}$$

связывающей коэффициенты волновой функции свободной частицы слева и справа от δ-потенциала. Величины α , β определяются формулами $\alpha = \frac{1}{t^*}$, $\beta = -\frac{r^*}{t^*}$, где *t* и *r* являются амплитудами прохождения и отражения электрона

 t^{t} для потенциала рассеяния вне потенциальной ямы. Для δ-потенциалов они хорошо известны (см., напр., [11]) и выражаются формулами

$$\alpha = 1 - i \frac{\nu}{2k_{10}}, \quad \beta = -i \frac{\nu}{2k_{10}} e^{-2ik_{10}z_0}.$$
(22)

Далее, без ограничения общности рассмотрения, мы обсудим случай бесконечно глубокой ямы, когда $V \to \infty$, $\eta \to \infty$. Используя формулы (21) и (22), получим

$$\cot k_{10} z_0 + \cot k_{10} \left(d - z_0 \right) = -\frac{v}{k_{10}} .$$
(23)

Уравнение (23) является трансцендентным уравнением относительно k_{10} . Координата z_0 есть расстояние от положения δ -потенциала до левой стенки потенциальной ямы, а $(d - z_0)$ – до правой стенки. Если дефект находится в середине ямы, то уравнение (23) принимает более простой вид

$$\cot\frac{k_{10}d}{2} = -\frac{v}{2k_{10}}.$$
(24)

Для исследования зависимости k_{10} от местоположения дефекта придадим уравнению (23) более удобную для расчетов форму. Введем величину L, показывающую меру смещения δ -потенциала от середины потенциальной ямы. Учтем, что из-за симметричности ямы достаточно рассматривать положения дефекта лишь в одной половине ямы (пусть это будет левая половина; $0 \le L \le \frac{d}{2}$). Выразим z_0 и $d - z_0$ через L:

$$z_0 = \frac{d}{2} - L, \quad d - z_0 = \frac{d}{2} + L.$$
 (25)

Подстановка (25) в (23) и выполнение простых вычислений дает

$$\frac{\sin k_{10}d}{\cos 2k_{10}L - \cos k_{10}d} = -\frac{v}{2k_{10}}.$$
(26)

Удобно принять, что $L = \frac{d}{2n}$, где n – любое положительное число не меньше единицы ($n \ge 1$). Сделаем также следующее обозначение: $k_{10}d = Y$. Теперь формулу (26) можно переписать в виде

$$\frac{Y\sin Y}{\cos\frac{Y}{n} - \cos Y} = -\frac{vd}{2}.$$
(27)

Уравнение (27) дает зависимость безразмерной переменной Y от двух заданных параметров системы: n и u = vd. Число n характеризует положение дефекта в яме (при $n \to \infty$ формула (27) приводит к уравнению (24)). Величина u также безразмерное число, в которую входят ширина квантовой ямы (или длина квантовой проволоки) и перенормированная "мощность" одномерного δ -потенциала, зависящая не только от мощности P первоначального трехмерного δ -потенциала, но и от параметров потенциальной ямы и дефекта. Ход зависимости Y от величин n и u обсуждается в разделе 3.

3. Влияние геометрической формы и внедренных дефектов полупроводниковых нанокристаллов на некоторые их оптические свойства

В настоящее время интенсивно изучаются оптические свойства нанокристаллов полупроводниковых веществ, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице [12-18]. Такие системы оказываются весьма полезными для исследования квантовых размерных эффектов. Нанокристалл в диэлектрической матрице представляет собой трехмерную потенциальную яму для носителей тока – электронов и дырок, границами которой являются поверхности нанокристалла. Причем, как показывают оценки ширины запрещенной зоны часто используемой матрицы силикатного стекла, глубина возникающей при этом потенциальной ямы в первом приближении может считаться бесконечной [19].

В спектроскопических исследованиях описанных систем в области прозрачности матрицы наблюдаются характерные спектры межзонного и экситонного поглощения света, что связано с переходами электрона между уровнями размерного квантования электронов и дырок. Согласно теории, в полупроводниках, в которых возможен прямой разрешенный переход между зоной проводимости и валентной подзоной, частота поглощения ω_s определяется формулой

$$\hbar\omega_s = E_g + E_s^e + E_s^h, \qquad (28)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны массивного полупроводника, E_s^e и E_s^h – размерно-квантованные уровни электронов и дырок, s – набор квантовых чи-сел.

В подавляющем числе работ предполагается, что нанокристаллы имеют вид шаров (радиуса R) и что потенциальная яма имеет бесконечную глубину. Последнее предположение эквивалентно требованию обращения в нуль волновой функции частицы на поверхности шара (ср. с условием (2)). В этом случае определение энергетических уровней E_s сводится к решению стандартной задачи стационарного движения частицы в сферически симметричной прямоугольной яме бесконечной глубины. Применение соответствующих формул, без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки, а также экситонной энергии (это верно, если $R << a_B$, где $a_B -$ боровский радиус экситона) приводит к выражению [19]

$$\hbar\omega_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2 X_{nl}^2}{2\mu R^2},$$
(29)

где $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведенная масса электрона и дырки, X_{nl} – набор корней сферических функций Бесселя: $X_{10} = \pi \approx 3.14$, $X_{11} \approx 4.99$ и т.д. Край поглощения спектра определяется переходами между основными уровнями размерного квантования электронов и дырок и определяется формулой

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu R^2} \,. \tag{30}$$

Согласно некоторым данным [15,20], нанокристаллы в диэлектрической матрице силикатного стекла имеют скорее удлиненную, чем шарообразную форму. Аппроксимируя удлиненную форму наноструктуры квантовой нитью или проволокой и используя результаты, полученные в предыдущем разделе, можно проследить влияние геометрической формы, а также внедренных дефектов на порог поглощения межзонного спектра.

Легко видеть, что если точечный дефект находится на цилиндрической поверхности, то энергетический спектр частицы ничем не будет отличаться от случая, когда дефект вовсе отсутствует. Действительно, так как на цилиндрической поверхности $\rho_0 = a$, а $I_0(\chi_{10}a) = 0$, то согласно формуле (16) v = 0. Если же дефект находится на торцевой поверхости цилиндра, т.е. *n* равняется единице, то согласно уравнению (27), при любом значении *v* величина *Y* определяется из уравнения sin Y = 0, нетривиальным решением которого является $Y = k_{10}d = \pi$. В этом случае формула (28) примет вид

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{d^2} \right).$$
(31)

Сравнение формул (30), (31) показывает, что если вместо шаровидной формы взять цилиндрическую форму выделения, то при условии равенства объемов этих двух фигур отношение



всегда больше единицы. Так, например, при $d = a \ \Delta \approx 1.3$; при $d = 2a \ \Delta \approx 1.1$; при $d = 5a \ \Delta \approx 1.5$ и т.д. Это означает, что при теоретическом определении порога оптического поглощения учет удлиненной формы выделения, при известном E_g , приводит к более высоким значениям ω_{10} , чем соответствующее расчетам по формуле (30). Наоборот, вычисление E_g , при известном ω_{10} , даст (по формуле (31)) более низкое значение, чем по формуле (30).

При наличии дефекта вместо формулы (31) получим

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y^2}{d^2} \right),$$
(32)

где Y = Y(n,u) есть решение уравнения (27). На рис.1 представлена зависимость функции Y от u при различных значениях n. Из приведенных графиков видно, что с увеличением мощности δ -потенциала и/или длины проволоки значение Y медленно растет. Такая же картина наблюдается с увеличением n при фиксированном u: чем больше расстояние дефекта от левой стенки цилиндра, тем больше Y.



Рис.1 Зависимость функции Y от u при различных значениях n, где Y и u – безразмерные величины. Величина n характеризует местоположение дефекта. При значениях n = 1 и $n = \infty$ дефект находится, соответствено, в торцевой и центральной частях цилиндра.

При заданном *n* с увеличением *u* рост функции *Y* замедляется и при $u \to \infty$ стремится к своему асимптотическому значению $Y = Y_0$. Это асимптотическое значение зависит от *n*, т.е. от местоположения δ -потенциала. На рис. 2 приведен график зависимости Y_0 от *n*. Как и следовало ожидать, при перемещении дефекта слева направо к центру проволоки $(n \to \infty)$ Y_0 постепенно стремится к своему максимальному значению $Y_0 = 2\pi$.



Рис.2. Зависимость асимптотических значений $Y = Y_0$ от *n*.

Возвращаясь к формуле (32), можно заключить, что пороговая частота ω_{10} и другие величины могут сильно зависеть как от геометрии наноструктурных выделений, так и от наличия в них, в частности, точечных дефектов. Эту зависимость в данном случае можно описать величиной $E(n,u) = \hbar\omega_{10} - E_g = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y^2}{d^2} \right)$, которая целиком зависит от вышеупомянутых факторов. Для иллюстрации этой зависимости на рис.3 приведен график функции $E(n,\infty) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y^2}{d^2} \right)$ от *n* для полупроводниковых нанокристаллов

 $CdS_{1-x}Se_x$.

Из графика, в частности, видно, что изменение местоположения дефекта от левой стенки цилиндра (n = 1) до его середины ($n = \infty$) увеличивает характерную величину $E(n,\infty)$ приблизительно в два раза. Это происходит за счет уменьшения эффективной длины проволоки под влиянием δ -потенциала с большой мощностью.



Рис.3. Зависимость функции $E(n,\infty)$ от n для полупроводниковых нанокристаллов CdS_{1-x}Se_x. в силикатном стекле ($E(n,\infty)$ измеряется в электронвольтах; a = 40 Å, d = 60 Å, $\mu = 0,17m_{\rho}$).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.С. Давыдов. Квантовая механика. М., Изд. физ. мат. лит., 1963.
- 2. В.В. Бабиков. Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
- 3. P. Erdos, R.C. Herdon. Adv. Phys., 31, 65, 1982.
- 4. И.В. Кляцкин. Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1986.
- 5. D.M. Sedrakian, A. Zh. Khachatryan. Physica E, 19, 309, (2003).
- 6. D. Boese, M. Lischka, L.E. Reichl. Phys. Rev. B, 62, 16933, (2000).
- 7. S. Souma, A. Suzuki. Phys. Rev. B, 65, 115307, (2002).
- 8. Д.М. Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян. Изв. НАН Армении, Физика, 44, 395 (2009).
- Д.М Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян. Изв. НАН Армении, Физика, 46, 18 (2011).
- 10. Д.М Седракян, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракян. Изв. НАН Армении, Физика, 47, 151 (2012).
- 11. З. Флюгге. Задачи по квантовой механике. М., Мир, 1974.
- 12. Ж.И. Алферов. ФТП, **32**, 3 (1998).
- 13. Y. Masumoto, T. Takagahara. Semiconductor Quantum Dots. Berlin, Springer, 2002.
- N.Y. Morgan, C.A. Leatherdale, M. Drndic, M.V. Jarosz, M.A. Kastner, M. Bawendi. Phys Rev. B, 66, 075339 (2002).
- L. Grigoryan, P. Petrosyan, S. Petrosyan, V. Bellani, F. Maglia. Eur. Phys. B, 34, 415 (2003).
- 16. Л.В. Асрян, Р.С. Сурис. ФТП, 38, 3 (2004).
- 17. И.В. Бондарь, В.С. Гурин, Н.П. Соловей, А.П. Молочко. ФТП, 41, 959 (2007).
- 18. Д.М. Седракян, П.Г. Петросян, Л.Н. Григорян, В.Д. Бадалян. ЖТФ, 81, 100 (2011).
- 19. A.I. Ekimov, A.L. Efros. Phys. Status Solidi B, 150, 627 (1988).
- U. Woggan. Optical Properties of Semiconductors Quantum Dots. Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, Springer, 1977.

ԿԵՏԱՅԻՆ ԴԵՖԵԿՏՈՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Լ.Ռ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Գլանային համաչափությամբ նանոկառուցվածքում դիտարկված է քվանտային մասնիկի հիմնական վիձակի էներգիայի որոշման խնդիրը։ Ենթադրվում է, որ նանոկառուցվածքի ներսում գոյություն ունի կետային դեֆեկտ, որն ունի ծ-պոտենցիալի տեսք։ Ստացված է տրանսցենդենտ հավասարում, որը որոշում է էներգիայի ամենացածր մակարդակը։ Համապատասխան բանաձների միջոցով թափանցիկ դիէլեկտրիկ մատրիցում դիսպերսված կիսահաղորդչային միացությունների համար, որոշվում է լույսի միջգոտիական կլանման սահմանային հաձախականությունը։ Գտնված է կլանման եզրի կախվածությունը ծ-պոտենցիալի դիրքից և հզորությունից։ ծույց է տրված, որ ծ-պոտենցիալի առկայության դեպքում տեղի է ունենում գլանային նանոկառուցվածքի էֆֆեկտիվ երկարության փոքրացում, ինչը բերում է օպտիկական կլանման սպեկտրի սահմանային հաձախության աձի։

DETERMINATION OF THE ENERGY OF ELECTRON IN A QUANTUM WIRE WITH A POINT DEFECT

D.M. SEDRAKIAN, D.A. BADALYAN, L.R. SEDRAKYAN

A problem for finding the energy of ground state of the quantum particle in a nanostructure with axial symmetry is considered. It is assumed that there is a point defect inside the nanostructure, which is given by δ -potential. A transcendent equation, which defines the lowest level of energy of the particle, is obtained. Corresponding formulas are used for calculation of the threshold frequency of interband absorption of light in semiconductor nanocrystals, which are dispersed in transparent dielectric matrix. Absorption spectrum edge dependence on the location and power of δ -potential is obtained. It is shown that the effective length of the cylindrical nanocrystal is decreased in case of existence of δ -potential, which leads to increase of the threshold frequency of the optical spectrum of absorption.