УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ НА ЭНЕРГИЮ СВЯЗИ ПРИМЕСИ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ПОКРЫТИЕМ

М.М. АГАСЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный унизерситет

(Поступила в редакцию 7 октября 1999 г.)

В рамках модели ступенчатой бесконечно глубокой потенциальной ямы (СБЯ) исследовано влияние различия диэлектрических постоянных размерно-квантованной полупроводниковой проволоки, ее покрытия и окружающей среды на энергию связи примесного центра как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки. Для водородоподобной примеси, находящейся на оси проволоки, вариационным методом найдена зависимость энергии связи в системе GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs от концентрации сплава, отношения эффективных масс и диэлектрических постоянных, а также от магнитного поля.

1. Введение

Внимание многих исследователей к квазиодномерным и квазинульмерным наногетероструктурам обусловлено, помимо решения чисто научных проблем, их необычными прикладными возможностями [1-3]. Свойства этих структур формируются как характеристиками составляющих компонент, так и их геометрическими размерами и формой, вследствие чего топология электронного газа для наногетероструктур становится новой степенью свободы системы [4-7].

При создании гетероструктур из полупроводников большую важность приобретает проблема учета различия их диэлектрических постоянных (ДП). Хорошо известно, что для большинства полупроводников, как правило, диэлектрическая постоянная $\chi \ge 10$, поэтому в них кулоновское взаимодействие носителей заряда с примесным центром значительно ослаблено, а энергия связанных состояний имеет характерные значения порядка нескольких мэВ. В низкоразмерных гетероструктурах взаимодействие между зарядами усиливается с уменьшением характерных размеров системы, поскольку заметную роль начинает играть поле, создаваемое зарядами в окружающей среде. Если ДП среды меньше ДП системы, то взаимодействие оказывается больше, чем в однородной среде. В случае размерно-квантованной полупроводниковой пленки указанное различие учтено в [8-11].

Исследованию примесных состояний в квазиодномерных наногетероструктурах посвящено немало теоретических работ, однако в большинстве из них не учтено различие ДП системы и окружающей среды [4,5,7,12]. Влияние различия ДП квантовой проволоки из GaAs с прямоугольным сечением, окруженной $Ga_{1-x}Al_xAs$, на электронные и мелкие донорные примесные состояния как в случае конечных, так и бесконечных барьеров исследовано в [13].

В данной работе рассчитана энергия взаимодействия двух зарядов в полупроводниковой проволоке с круговым сечением в предположении различия ДП проволоки, покрытия и окружающей среды и исследовано его влияние на энергию связи примесного центра, находящегося на оси проволоки. Изучено также влияние магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки, на энергию связи с учетом различия ДП.

2. Потенциал примесного центра

Рассмотрим систему, состоящую из полупроводниковой проволоки радиуса R_1 , имеющей ДП χ_1 , покрытия радиуса R_2 и ДП χ_2 , погруженную в бесконечную среду с ДП χ_3 .

Решая уравнение Пуассона для данной неоднородной системы с учетом стандартных граничных условий на поверхностях раздела "проволока-покрытие" ($r = R_1$) и "покрытие-среда" ($r = R_2$), приходим к следующему выражению для потенциала примесного центра:

$$\varphi(r,z) = \frac{2e}{\pi\chi_1} \int_0^\infty dt \cos(tz) \begin{cases} K_0(tr) + N_1 I_0(tr); & r < R_1, \\ N_2 [K_0(tr) + N_3 I_0(tr)]; R_1 \le r \le R_2, \\ N_4 K_0(tr); & r > R_2, \end{cases}$$
(1)

где I_m и K_m – модифицированные функции Бесселя порядка m, соответственно второго и третьего рода,

$$N_{1} = \frac{\gamma_{1}K_{1}(tR_{1})A_{3} + K_{0}(tR_{1})A_{2}}{\gamma_{1}I_{1}(tR_{1})A_{3} - I_{0}(tR_{1})A_{2}}, \quad N_{2} = \frac{\gamma_{1}A_{1}}{tR_{1}[\gamma_{1}I_{1}(tR_{1})A_{3} - I_{0}(tR_{1})A_{2}]}, \quad (2)$$

$$N_{3} = \frac{1}{A_{1}} (\gamma_{2} - 1) K_{1}(tR_{2}) K_{0}(tR_{2}), \quad N_{4} = \frac{\gamma_{1} \gamma_{2}}{t^{2} R_{1} R_{2} [\gamma_{1} I_{1}(tR_{1}) A_{3} - I_{0}(tR_{1}) A_{2}]}, \quad (3)$$

$$A_{1} = \gamma_{2}I_{1}(tR_{2})K_{0}(tR_{2}) + I_{0}(tR_{2})K_{1}(tR_{2}), \qquad (4)$$

$$A_{2} = (\gamma_{2} - 1)K_{1}(tR_{2})K_{0}(tR_{2})I_{1}(tR_{1}) - K_{1}(tR_{1})A_{1}, \qquad (5)$$

$$A_{3} = (\gamma_{2} - 1)K_{1}(tR_{2})K_{0}(tR_{2})I_{0}(tR_{1}) + K_{0}(tR_{1})A_{1}, \qquad (6)$$

$$\gamma_1 = \frac{\chi_1}{\chi_2}, \quad \gamma_2 = \frac{\chi_2}{\chi_3}.$$
 (7)

В случае однородной среды ($\chi_1 = \chi_2 = \chi_3$), с помощью (2)-(7) и соотношения $K_0(x)I_1(x) + K_1(x)I_0(x) = 1/x$ найдем, что $N_1 = N_3 = 0$, а $N_2 = N_4 = 1$. Тогда, при всех значениях *r* из (1) следует хорошо известное выражение для потенциала в среде:

$$p(r,z) = \frac{2e}{\pi \chi_1} \int_0^\infty dt \cos(tz) K_0(tr) = \frac{e}{\chi_1 \sqrt{r^2 + z^2}}.$$
 (8)

Следует заметить, что трем различным случаям, а именно: $\chi_1 = \chi_2 \neq \chi_3$, $\chi_1 \neq \chi_2 = \chi_3$ и $\chi_1 \neq \chi_2 \neq \chi_3$ при $R_2 \to \infty$ соответствует одна и та же физическая ситуация: проволока и бесконечная среда с различными ДП. В указанных случаях из (1)-(7) следуют известные выражения для потенциала точечного заряда в проволоке ($r \le R$) и в среде ($R \le r < \infty$) (см., например, [14]).

3. Расчет энергии связи

В рамках модели СБЯ потенциальная энергия электрона в рассматриваемой структуре имеет вид:

$$V(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0, & r < R_1, \\ V_0, & R_1 \le r \le R_2, \\ \infty, & r > R_2, \end{cases}$$
(9)

где V₀ – величина скачка потенциальной энергии на границе проволоки и покрывающего слоя. В приближении эффективной массы состояния электрона в СБЯ рассмотрены в [15].

Для вычисления энергии связи примеси пробную волновую функцию основного состояния, следуя [7,15], запишем в виде

$$\Psi_{0} = N \exp\left[-\lambda \sqrt{y^{2} + (z/a_{B})^{2}}\right] \begin{cases} J_{0}(ay), & 0 \le y < y_{1}, \\ C_{2}I_{0}(\beta y) + C_{3}K_{0}(\beta y), & y_{1} \le y \le y_{2}, \\ 0, & y > y_{2}, \end{cases}$$
(10)

где J_m - функция Бесселя первого рода m-го порядка, λ – безразмерный вариационный параметр, $y=r/a_B$, $y_1 = R_1/a_B$, $y_2 = R_2/a_B$, $\alpha = \sqrt{\varepsilon_{10}/E_R}$, $\beta = \sqrt{m_2(v_0 - \varepsilon_{10})/m_1}$, ε_{10} - энергия основного состояния электрона в СБЯ без примеси [15], m_i - эффективная масса электрона в проволоке (*i*=1) и в слое (*i*=2), $v_0 = V_0/E_R$, $a_B = \hbar^2 \chi_1/m_1 e^2$ и $E_R = m_1 e^4/2\hbar^2 \chi_1^2$ - эффективный боровский радиус и эффективная ридберговская энергия в проволоке, соответственно, N- постоянная нормировки,

$$C_{2} = \frac{J_{m}(\alpha_{nm}y_{1})K_{m}(\beta_{nm}y_{2})}{I_{m}(\beta_{nm}y_{1})K_{m}(\beta_{nm}y_{2}) - I_{m}(\beta_{nm}y_{2})K_{m}(\beta_{nm}y_{1})},$$
(11)

$$C_{3} = -\frac{J_{m}(\alpha_{nm}y_{1})I_{m}(\beta_{nm}y_{2})}{I_{m}(\beta_{nm}y_{1})K_{m}(\beta_{nm}y_{2}) - I_{m}(\beta_{nm}y_{2})K_{m}(\beta_{nm}y_{1})}.$$
 (12)

Энергия связи примеси определяется как разность энергии основного состояния системы без примеси, т.е. ε_{10} , и энергии $\varepsilon(R_1, R_2)$ основного состояния с примесью: $\varepsilon_b(R_1, R_2) = \varepsilon_{10} - \varepsilon(R_1, R_2)$.

Переходя к безразмерным параметрам и воспользовавшись выражением (1), для энергии связи получим:

$$\frac{\varepsilon_b(y_1, y_2)}{E_R} = -\lambda^2 + \frac{8}{\pi}\lambda \frac{p+q}{f+g} - \lambda \frac{(1-m_1/m_2)}{f+g} \Big[J_0^2(y_1\alpha) K_0(2\lambda y_1) - \lambda g \Big], \quad (13)$$

где введены следующие обозначения:

$$f = \int_{0}^{1} J_{0}^{2}(y_{1}\alpha t) K_{1}(2\lambda y_{1}t) t^{2} dt, \qquad (14)$$

$$g = \int_{1}^{y_2/y_1} [C_2 I_0(y_1 \beta t) + C_3 K_0(y_1 \beta t)]^2 K_1(2\lambda y_1 t) t^2 dt, \qquad (15)$$

$$p = \int_{0}^{1} \tau^{2} d\tau J_{c}^{2}(y_{1} \alpha t) \int_{0}^{\infty} \frac{K_{1}(y_{1} \tau \sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}})}{\sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}}} [K_{0}(t\tau y_{1}) + N_{1}I_{0}(t\tau y_{1})] dt, \quad (16)$$

$$q = \int_{1}^{y_2/y_1} \tau^2 d\tau [C_2 K_0(y_1 \beta \tau) + C_3 I_0(y_1 \beta \tau)]^2 \times \int_{0}^{\infty} \frac{K_1 (y_1 \tau \sqrt{4\lambda^2 + t^2})}{\sqrt{4\lambda^2 + t^2}} N_2 [K_0(t\tau y_1) + N_3 I_0(t\tau y_1)] dt.$$
(17)

При $m_1 = m_2$, $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3$ и в пределе $R_2 \to \infty$ из формулы (13) следует результат работы [7]. Если же $m_1 \neq m_2$, то при $R_2 \to \infty$ из (13) получается выражение, отличающееся от полученного в [7] первым слагаемым в квадратных скобках, что, в свою очередь, означает уменьшение энергии связи по сравнению с результатом [7].

- 1- 1- 10 - X

4. Расчет энергии связи в магнитном поле

Состояния электрона в СБЯ в присутствии магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки, рассмотрены в [16], и для собственных значений энергии получено выражение

$$\varepsilon_{nl} = \hbar \omega_{\sigma} \left(\alpha_{n|l|}^{B} + \frac{|l| + l + 1}{2} \right) = V_{0} + \hbar \omega_{\sigma} \frac{m_{1}}{m_{2}} \left(\beta_{n|l|}^{B} + \frac{|l| + l + 1}{2} \right), \quad (18)$$

где $\omega_c = eB/m_1c$ – циклотронная частота, *п* и *l* – главное и орбитальное квантовые числа, соответственно. Квантовые числа $\alpha_{n|l|}^B$ и $\beta_{n|l|}^B$ определяются из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции при $r = R_1$. Пробную волновую функцию, следуя [16, 17], выберем в виде

LARLIN GUIDENT.

$$\Psi_0^B = N^B \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \exp\left(-\lambda \sqrt{2\left(\frac{a_c}{a_B}\right)^2 x + \left(\frac{z}{a_B}\right)^2}\right) \times$$

$$\times \begin{cases} F(-\alpha^{B}, l; x), & x < x_{1}, \\ C_{2}F(-\beta^{B}, l; x) + C_{3}U(-\beta^{B}, l; x), x_{1} \le x \le x_{2}, \\ 0, & x > x_{2}, \end{cases}$$
(19)

где F(a,b;x) и U(a,b;x) – вырожденные гипергеометрические функции [17], N^B – постоянная нормировки, $\alpha^B \equiv \alpha_{10}^B$, $\beta^B \equiv \beta_{10}^B$ [18],

$$C_{2}^{B} = \frac{F(-\alpha_{n,|l|},|l|+1;x_{1})U(-\beta_{n,|l|},|l|+1;x_{2})}{F(-\beta_{n,|l|},|l|+1;x_{1})U(-\beta_{n,|l|},|l|+1;x_{2}) - F(-\beta_{n,|l|},|l|+1;x_{2})U(-\beta_{n,|l|},|l|+1;x_{1})},(20)$$

$$C_{3}^{B} = -C_{2}^{B} \frac{F(-\beta_{n,[l]}, |l| + 1; x_{2})}{U(-\beta_{n,[l]}, |l| + 1; x_{2})},$$
(21)

$$x = \frac{r^2}{2a_c^2}, \quad x_1 = \frac{R_1^2}{2a_c^2}, \quad x_2 = \frac{R_2^2}{2a_c^2}, \tag{22}$$

где $a_c = (\hbar c/eB)^{1/2}$ — магнитная длина. Пользуясь выражением (1), после несложных преобразований для энергии связи получим:

$$\frac{\varepsilon_b}{E_R} = -\lambda^2 + \frac{8}{\pi} \lambda \frac{p^B + q^B}{f^B + g^B} - \lambda \frac{(1 - m_1 / m_2)}{f^B + g^B} \Big[y_1^2 e^{-x_1^2} F^2 \Big(-\alpha^B, l; x_1 \Big) K_0(2\lambda y_1) - \lambda g^B \Big], (23)$$

где введены следующие обозначения:

$$f^{B} = \int_{0}^{y_{1}} e^{-x} F^{2} \left(-\alpha^{B}, 1; x\right) K_{1}(2\lambda y) y^{2} dy, \qquad (24)$$

$$g^{B} = \int_{y_{1}}^{y_{2}} \left[C_{2}^{B} F\left(-\beta^{B}, 1; x\right) + C_{3}^{B} U\left(-\beta^{B}, 1; x\right) \right]^{2} K_{1}(2\lambda y) y^{2} dy , \qquad (25)$$

$$p^{B} = \int_{0}^{y_{1}} y^{2} dy e^{-x} F^{2} \left(-\alpha^{B}, 1; x\right) \int_{0}^{\infty} \frac{K_{1}\left(y\sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}}\right)}{\sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}}} [K_{0}(ty) + N_{1}I_{0}(ty)] dt , \quad (26)$$

$$q^{B} = \int_{y_{1}}^{y_{2}} y^{2} dy \left[C_{2}^{B} F\left(-\beta^{B}, l; x\right) + C_{3}^{B} U\left(-\beta^{B}, l; x\right) \right]^{2} \times \int_{0}^{\infty} \frac{K_{1}\left(y\sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}}\right)}{\sqrt{4\lambda^{2} + t^{2}}} N_{2} \left[K_{0}\left(ty\right) + N_{3} I_{0}\left(ty\right)\right] dt .$$
(27)

5. Обсуждение результатов

Полученные в разделах 2-4 выражения в общем виде решают задачу определения влияния диэлектрических постоянных проволоки, покрытия и окружающей среды, а также концентрации сплава и внешнего магнитного поля на энергию связи примесного центра. Расчеты проведены для проволоки из GaAs, покрытой слоем $Ga_{1-x}Al_xAs$ с использованием следующих значений параметров [19]: $m_1 = 0.067m_0$, $m_2 = (0.067 + 0.083x)m_0$, $\chi_1 = 13.18$, $\chi_2 = 13.18 - 3.12x$ при изменении концентрации сплава x в пределах $0 \le x \le 0.45$, m_0 – масса свободного электрона, $V_0 = 1,247 \cdot 0,6x$ эВ, $E_R \approx 5.2$ мэВ, $a_B \approx 104$ Å. Следует также отметить, что в расчетах не учтено Г-Х смешивание, которое в системе GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs начинает проявляться при значениях R < 50 Å и x > 0.5 [20].

На рис.1 представлены графики зависимости энергии связи примесного центра от радиуса проволоки при $R_2 = a_B$, для различных значений концентрации сплава x и ДП χ_2 и χ_3 . Из сравнения групп кривых 1, 2, 5 и 3, 4, 6 следует, что с увеличением концентрации сплава x максимумы кривых сдвигаются к оси проволоки. При этом, имеющее место увеличение энергии связи обусловлено как уменьшением области локализации электрона из-за повышения потенциального барьера на границе проволоки и покрытия, так и усилением неоднородности системы вследствие изменений ДП покрытия и окружающей среды.



Рис.1. Зависимость энергии связи примесного центра от радиуса проволоки ($R_2 = a_B$, $\chi_1 = 13,18$).

Кривые 1 (x = 0,1) и 3 (x = 0,3) соответствуют модельным расчетам для полностью однородной среды с ДП $\chi = 13,18$.

Из сравнения кривых 2 и 4 следует, что при $\chi_3 = 10,06$ (AlAs) изменение концентрации сплава от 0,1 до 0,3 (при этом уменьшение

ДП покрытия составляет примерно 5%) приводит к увеличению энергии связи на 27%.

Ввиду малых поперечных размеров системы ($R_1 \le R_2 \sim a_B$), поле примеси сосредоточено вне проволоки и, в основном, в окружающей систему среде, поэтому изменение ДП среды существенным образом влияет на энергию связи. Действительно, из сравнения кривых 1 и 2 следует, что при x = 0,1 $\Delta \chi_2 = 0,312$, $\Delta \chi_3 = 3,12$, а относительное изменение энергии связи составляет 14%. При x = 0,3 (кривые 3 и 4) $\Delta \chi_2 = 0,936$, $\Delta \chi_3 = 3,12$ это изменение составляет 16%. Отсюда можно сделать вывод, что относительное изменение энергии связи, обусловленное изменением $\Delta \chi_2 = 0,624$ покрытия толщиной $R_2 - R_{1, \text{max}} \approx 80 \text{ Å}$, равно 2%. Если система находится в вакууме (кривые 2 и 5), то $\Delta \chi_3 = 9,06$, и относительное изменение энергии связи при x = 0,1 равно 2,8, а при x = 0,3 (кривые 4 и 6) оно равно 2,24. Заметим, что уменышение относительного изменения этой энергии обусловлено смешением электрона в приосевую область и, тем самым, удалением от границы со средой.

При увеличении радиуса проволоки влияние различий ДП на энергию связи уменьшается, а минимумы при $R_1 \approx 0.9a_B$, связанные с различием эффективных масс [15], сглаживаются (чем больше неодно-родность, тем сильнее сглажены минимумы).

Исследована также зависимость ε_b от радиуса покрытия R_2 . Для фиксированного значения $R_1 \varepsilon_b(R_1, R_2)$ имеет максимум при $R_1 = R_2$ и затем резко падает, стремясь к значению при $R_2 \rightarrow \infty$. Кривые, соответствующие большим значениям x, а также большим значениям χ_2 и χ_3 (при фиксированном x), убывают сравнительно медленно.

Согласно расчетам зависимости энергии связи примеси от радиуса проволоки, для проволоки в неограниченной среде $(R_2 \rightarrow \infty)$ и СБЯ при $R_2 = a_B$, роль различия ДП более существенна в СБЯ. При учете различия ДП проволоки и покрытия $(\chi_2 < \chi_1)$ энергия связи в СБЯ всегда больше, чем для проволоки в неограниченной (с χ_2) среде. При этом, с увеличением радиуса проволоки влияние неоднородности ДП уменьшается быстрее в случае проволоки в неограниченной среде, чем в СБЯ.

На рис.2 представлена зависимость є, примесного центра от магнитного поля для различных значений параметров задачи. Из сравнения кривых 1 (x=0,1) и 2 (x=0,3), которым соответствуют модельные расчеты с $\chi_2 = \chi_3 = 13,18$, а также 3 и 4, 5 и 6, следует, что с ростом *B* скорость роста ε_b с увеличением концентрации сплава *x* уменьшается из-за повышения потенциального барьера на границе раздела проволоки и покрытия. Несмотря на то, что с увеличением *B* радиус локализации электрона в приосевой области проволоки уменьшается, при фиксированном *x* с уменьшением χ_2 (кривые 1 и 3, 2 и 4) и χ_3 (кривые 3 и 5, 4 и 6) скорость роста ε_b в зависимости от *B* увеличивается. Это связано с тем, что поле примеси сосредоточено вне проволоки.



Рис.2. Зависимость энергии связи примеси от величины магнитного поля для различных значений параметров задачи: $R_1 = 0.75a_B$, $R_2 = 1.5a_B$, $\chi_1 = 13.18$. x = 0.1.1) $\chi_2 = \chi_3 = 13.18$, 3) $\chi_2 = 12.868$, $\chi_3 = 10.06$, 5) $\chi_2 = 12.868$. $\chi_3 = 1$. x = 0.3. 2) $\chi_2 = \chi_3 = 13.18$, 4) $\chi_2 = 12.244$, $\chi_3 = 10.06$, 6) $\chi_2 = 12.244$, $\chi_3 = 1$.

Рассмотрена также зависимость энергии связи от радиуса проволоки для различных значений магнитного поля. При значениях x = 0.3, $R_2 = a_B$ кривые, соответствующие различным B, проходят через минимумы при $R_1 \approx 0.9a_B$, связанные с различием масс электрона в проволоке и в покрытии. С ростом B глубина минимума уменьшается и стремится к нулю, т.к. сильное поле локализует электрон в приосевой области. В то же время эти минимумы полностью исчезают для гетероструктур $GaAs - Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ -вакуум при B = 25 Т, а для $GaAs - Ga_{0,7}Al_{0,3}As - AlAs$ при B > 50 Т, ввиду того, что поле примеси сосредоточено вне проволоки. Для фиксированного значения $R_1 \varepsilon_6$ имеет максимум при $R_2 = R_1$, и затем резко падает, стремясь к предельному значению при $R_2 \to \infty$. ε_b , соответствующие большим значения B и χ_2 , χ_3 (при фиксированном x), убывают сравнительно быстро.

Таким образом, учет различия ДП проволоки, покрытия и окружающей среды может существенно повлиять на энергию связи примесного центра, причем это влияние усиливается с ростом неоднородности системы, связанной как с увеличением концентрации сплава x, так и с уменьшением ДП покрытия и окружающей среды. При учете различия ДП энергия связи больше в СБЯ, чем в проволоке в неограниченной среде, однако последняя система более чувствительна к неоднородностям. Наличие магнитного поля приводит к росту энергии связи, при этом скорость роста в зависимости от магнитного поля увеличивается как с уменьшением концентрации сплава, так и с уменьшением ДП покрытия и окружающей среды.

В соответствии с полученными результатами можно констатировать, что пренебрежение диэлектрической неоднородностью системы при расчетах энергии связи приводит к значительным ошибкам, особенно в случае малых значений радиуса проволоки и при увеличении концентрации сплава.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Optical Properties of Semiconductor Quantum Dots, ed. by U.Woggon. Heidelberg, Springer-Verlag, 1997.
- 2. Н.В.Ткач, И.В.Пронишин, А.М.Маханец. ФТТ, 40, 557 (1998).
- R.R.L.DeCarvalho, J.R.Filho, G.A.Farias, V.N.Fieire. Superlattices and Microstructures, 25, 221 (1999).
- C.L.Foden, M.L.Leadbeater, J.H.Burroughes, M.Pepper. J. Phys. Cond. Mat., 6, L127 (1994).
- 5. C.L.Foden, M.L.Leadbeater, M.Pepper. Phys. Rev. B, 52, R8646 (1995).
- 6. Jeongnim Kim, Lin-Wang Wang, A.Zunger. Phys. Rev. B, 56, R15541 (1997).
- 7. J.W.Brown, H.N.Spector. J. Appl. Phys., 59, 1179 (1986).
- 8. Н.С.Рытова. Вестник МГУ, 3, 30 (1967).
- 9. Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
- 10. S.Fraizzoli, F.Bassani, R.Buczko. Phys. Rev. B, 41, 5096 (1990).
- 11. J.Cen, K.K.Bajaj. Phys. Rev. B, 48, 8061 (1993).
- 12. F.A.P.Osorio, M.H.Degani, O.Hipolito. Phys. Rev. B, 37, 1402 (1988).

- 13. Zhen-Yan Deng, Shi-Wei Gu. Phys. Rev. B, 48, 8083 (1993).
- 14. Д.Иваненко, А.Соколов. Классическая теория поля. М.-Л., 1951.
- 15. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 154 (1999).
- 16. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 17 (1999).
- 17. Г.Бейтман, А.Эрдейи. Высшие трансцендентные функции, т.1. М., Наука, 1974.
- 18. S.V.Branis, Gang Li, K.K.Bajaj. Phys. Rev. B, 47, 1316 (1993).
- 19. S.Adachi. J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).
- 20. S.Pescetelli, A.Di Carlo, P.Lugli. Phys. Rev. B, 56, R1668 (1997).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԾԱԾԿՈւՅԹՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈւՄ. ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈւՆՆԵՐԻ ՏԱՐՔԵՐՈւԹՅԱՆ ԴԵՐԸ

Մ.Մ. ԱՂԱՍՅԱՆ, Ա.Ա.ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Աստիճանաձև, անվերջ խոր պոտենցիալ փոսի մոդելի շրջանակներում ուսումնասիրված է չափայնորեն քվանտացված կիսահաղորդչային լարի, նրա ծածկույթի և շրջակա միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունների տարբերության ազդեցությունը խատնուրդային կենտրոնի կապի էներգիայի վրա ինչպես լարի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտում, այնպես էլ դրա բացակայությամբ։ Վարիացիոն եղանակով որոշված է GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs համակարգում լարի առանցքին գտնվող ջրածնանման խատնուրդի կապի էներգիայի կախվածությունը համաձուվածքի կոնցենտրացիայից, արդյունարար զանգվածների և դիէլեկտրական հաստատունների հարաբերությունից, ինչպես նաև մագնիսական դաշտից:

BINDING ENERGY OF IMPURITY IN A SIZE-QUANTIZED COATED SEMICONDUCTOR WIRE: ROLE OF THE DIELECTRIC-CONSTANT MISMATCH

M.M. AGHASYAN, A.A.KIRAKOSYAN

Within the framework of staircase infinitely deep (SIW) potential well model, the effect of dielectric constant mismatch between the size-quantized semiconducting wire, coating and surrounding medium on the impurity binding energy is considered, both in the presence and absence of magnetic field applied along the wire axis. Using the variational method, the dependences of binding energy of hydrogen-like impurity located on the wire axis, on the alloy concentration, effective mass ratio, dielectric constant mismatch and magnetic field are found for the $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ system.