Uzbek Journal of Physics
DOI: https//doi.org/10.52304/.v25i4.474

Влияние тонкого слоя InAs на энергию электрона в квантовой яме гетероструктур AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs

П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов*, М.С. Тохиржонов

[1]Наманганский государственный университет, ул. Уйчинская 316, 716019, Наманган, Узбекистан

Получена 04.09.2023, revised 03.12.2023

* Corresponding author: e-mail bt_abdulazizov@mail.ru, Phone +998 91 186 06 05

В работе представлены результаты изучения природы энергетических уровней электрона в квантовой яме гетероструктур AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs, содержащих тонкий нанослой InAs. Численными и аналитическими методами проанализированы зависимости этих энергетических уровней от толщины слоя InAs $E_n(b)$. В модели бесконечно глубокой ямы получена аналитическая формула зависимости $E_n(b)$. Найденная в модели параболических зон зависимость энергетических уровней от толщины b нанослоя InAs оказалась сильной и сложной. В модели непараболических зон из-за роста массы электрона по энергии число энергетических уровней в яме увеличилось, а зависимости $E_n(b)$ заметно подавлены. Анализируются природа и причины этих закономерностей.

Ключевые слова: квантовая яма, пространственное квантование, AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs, нанослой InAs, непараболичная дисперсия, модель Кейна, двухбарьерная структура, резонансно-туннельный диод, резонансно-туннельный транзистор.

The paper presents the results of studying the nature of the electron energy levels in a quantum well of heterostructures AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs containing a thin InAs nanolayer. The dependences of these energy levels on the thickness $E_n(b)$ of the InAs layer are analyzed by numerical and analytical methods. An analytical formula for the dependence $E_n(b)$ is obtained in the model of an infinitely deep well. The dependence of the energy levels on the thickness b of the InAs nanolayer found in the model of parabolic bands turned out to be strong and complex. In the model of nonparabolic bands, due to the growth of the electron mass with respect to energy, the number of energy levels in the well increased, and the $E_n(b)$ dependences were noticeably suppressed. The nature and causes of these regularities are analyzed.

Keywords: quantum well, size quantization nanolayer InAs, AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs,, nonparabolic dispersion, Kane model, two-barrier structure, resonance-tunnel diode, resonance-tunnel transistor.

I. Введение

В зависимости от последовательности слоев в гетероструктурах может образоваться сложная квантовая яма. В гетероструктуре AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs ($0<x<1$) имеется простая одиночная квантовая яма. Но если поместить тонкий нанослой InAs внутри слоя $In_xGa_{1-x}As$, то он создает дополнительную потенциальную яму для электронов. В [1] экспериментально изучены характеристики резонансно-туннельного диода (RTD) на основе гетероструктур AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs (простая квантовая яма) и AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/InAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs (сложная квантовая яма). Оказалось, что в последнем случае N-образная вольтамперная характеристика RTD имеет большую контрастность. Природа энергетических уровней электрона и его влияние на рабочие характеристики RTD проанализированы и обсуждены в работах [1, 2]. В последнее время исследуется возможность модификации рабочих характеристик приборов в гетероструктурах со сложной квантовой ямой [3-19].

В настоящей работе изучается поведение энергетических уровней электрона в сложной квантовой яме гетероструктуры AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/InAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs, обсужденных в работах [1, 2] с учетом непараболичности зоны проводимости. Определены зависимости энергетических уровней от толщины слоя InAs $E_n(b)$. Результаты получены численно и представлены в графиках. Аналитические результаты получены в модели бесконечно глубокой ямы. Обсуждается роль непараболичности зоны проводимости в зависимостях $E_n(b)$.

II. Основные уравнения и метод расчета

Зона проводимости гетероструктуры AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/InAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs (x=0.53) схематически изображена на рис. 1. Для облегчения анализа предполагается, что слой InAs расположен в центре структуры. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости слоя $In_xGa_{1-x}As$.

На рисунке указаны толщины слоев (a, b, L=2a+b) и эффективные массы электрона в них m_1, m_2, m_3.

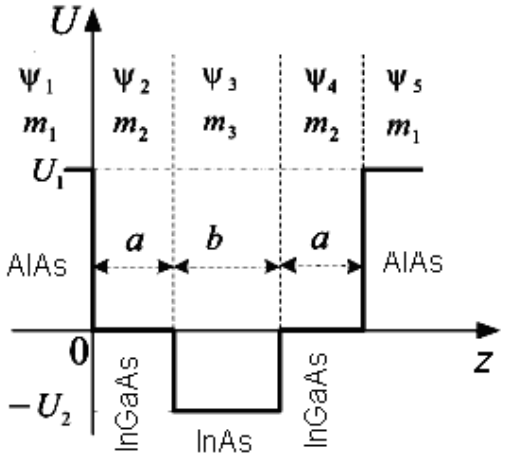


Рисунок 1. Вид зоны проводимости гетероструктуры AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/InAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs (x=0.53).

Для нахождения энергетических уровней электрона для каждого i-ого слоя необходимо рещать волновое уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m_i}\frac{\partial^2\psi_i}{\partial z^2}+V_i\psi_i=E\psi_i\,. \qquad (1)$$

Волновые функции для пяти областей записываются следующим образом:

$$\begin{cases}\psi_1=A_1\exp(\beta z), & z<0\\ \psi_2=A_2\sin(qz)+B_2\cos(qz), & 0<z<a\\ \psi_3=A_3\sin(kz)+B_3\cos(kz), & a<z<a+b\\ \psi_4=A_4\sin(qz)+B_4\cos(qz), & a+b<z<2a+b\\ \psi_5=A_5\exp(-\beta z), & 2a+b<z\end{cases} \qquad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$\beta=\sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2}(U_1-E)},\qquad q=\sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2}E},\qquad k=\sqrt{\frac{2m_3}{\hbar^2}(U_2+E)}. \qquad (3)$$

Введем граничные условия, обеспечивающие непрерывность плотности частиц и плотности потока частиц [20, 22] (условия Бастарда):

$$\begin{cases}\psi_1\big|_{z=0}=\psi_2\big|_{z=0}, & \frac{1}{m_1}\frac{\partial\psi_1}{\partial z}\Big|_{z=0}=\frac{1}{m_2}\frac{\partial\psi_2}{\partial z}\Big|_{z=0}\\ \psi_2\big|_{z=a}=\psi_3\big|_{z=a}, & \frac{1}{m_2}\frac{\partial\psi_2}{\partial z}\Big|_{z=a}=\frac{1}{m_3}\frac{\partial\psi_3}{\partial z}\Big|_{z=a}\\ \psi_3\big|_{z=a+b}=\psi_4\big|_{z=a+b}, & \frac{1}{m_3}\frac{\partial\psi_3}{\partial z}\Big|_{z=a+b}=\frac{1}{m_2}\frac{\partial\psi_4}{\partial z}\Big|_{z=a+b}\\ \psi_4\big|_{z=2a+b}=\psi_5\big|_{z=2a+b}, & \frac{1}{m_2}\frac{\partial\psi_4}{\partial z}\Big|_{z=2a+b}=\frac{1}{m_1}\frac{\partial\psi_5}{\partial z}\Big|_{z=2a+b}\end{cases} \qquad (4)$$

Подставляя волновые функции (3) в (4), получаем систему однородных уравнений относительно коэффициентов $A_1\ldots A_5$, $B_2\ldots B_4$. Для того, чтобы эта система имела отличные от нуля решения, необходимо обращение в нуль детерминанта, составленного из коэффициентов этой системы уравнений.

После некоторых упрощений, его можно представить в виде:

$$\begin{aligned}D(E)&=q^2m_2^2\cos^2(qa)[(k^2m_1^2-\beta^2m_3^2)\sin(kb)-2k\beta m_1m_3\cos(kb)]+\\&+qm_2\sin(2qa)[m_1\beta(k^2m_2^2+q^2m_3^2)\sin(kb)+km_3(q^2m_1^2-\beta^2m_2^2)\cos(kb)]+\\&+\sin^2(qa)[(\beta^2k^2m_2^4-q^4m_1^2m_3^2)\sin(kb)+2q^2k\beta\ m_1m_2^2m_3\cos(kb)]=0\end{aligned} \qquad (5)$$

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

Из (3) видно, что для значений энергии $E<0$ (уровень лежит в провале) величина q есть мнимое число. Кроме того, для уравнения (5) всегда существует решение $q=0$ ($E=0$) и $k=0$ ($E=-U_2$).

Учитывая эти обстоятельства, перепишем (5) в виде $D(E) \to D(E)/(kq^2)$. Тогда имеем:

$$D(E) = m_2^2 \cos^2(qa)[(k^2 m_1^2 - \beta^2 m_3^2)\frac{\sin(kb)}{k} - 2\beta m_1 m_3 \cos(kb)] +$$
$$+ m_2 \frac{\sin(2qa)}{q}[m_1\beta(k^2 m_2^2 + q^2 m_3^2)\frac{\sin(kb)}{k} + m_3(q^2 m_1^2 - \beta^2 m_2^2)\cos(kb)] + . \quad (6)$$
$$+ \frac{\sin^2(qa)}{q^2}[(\beta^2 k^2 m_2^4 - q^4 m_1^2 m_3^2)\frac{\sin(kb)}{k} + 2q^2\beta\, m_1 m_2^2 m_3 \cos(kb)] = 0$$

Эти уравнения являются трансцендентными относительно энергии $-U_2<E<U_1$ и решаются численно. Корни ур-ния (6) являются искомыми уровнями энергий электрона в квантовой яме рассматриваемой гетероструктуры.

В параболической модели зон m_1, m_2, m_3 равны значениям эффективной массы электрона на дне зоны проводимости соответствующих слоев. Непараболичность зоны проводимости можно учесть по схеме [23-26], считая, что эффективная массы электрона m_1, m_2, m_3 являются зависящими от энергии функциями

$$m_1(E) = m_{n1}[1 + (E - U_1)/E_{g1}] \quad \text{AlAs}$$
$$m_2(E) = m_{n2}[1 + E/E_{g2}] \quad \text{InGaAs} \quad (7)$$
$$m_3(E) = m_{n3}[1 + (E + U_2)/E_{g3}] \quad \text{InAs}$$

Здесь m_{n1}, m_{n2}, m_{n3} и E_{g1}, E_{g2}, E_{g3} – соответственно эффективная масса электрона на дне зоны проводимости и ширина запрещенной зоны слоев 1, 2, 3.

III. Результаты и обсуждение

Используемые в расчетах зонные параметры материалов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Зонные параметры материалов.

	InAs	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	AlAs
$E_g^{(\Gamma)}$, eV	0.418	0.82	3
$m_i^{(\Gamma)}/m_0$	0.023	0.046	0.123
Band offsets, eV	U_1 =1.32, U_2 =024		

В таблице приведены также ширины слоев и высоты потенциальных барьеров гетероструктуры $AlAs/In_xGa_{1-x}As/InAs/In_xGa_{1-x}As/AlAs$ (x=0.53) [1, 2].

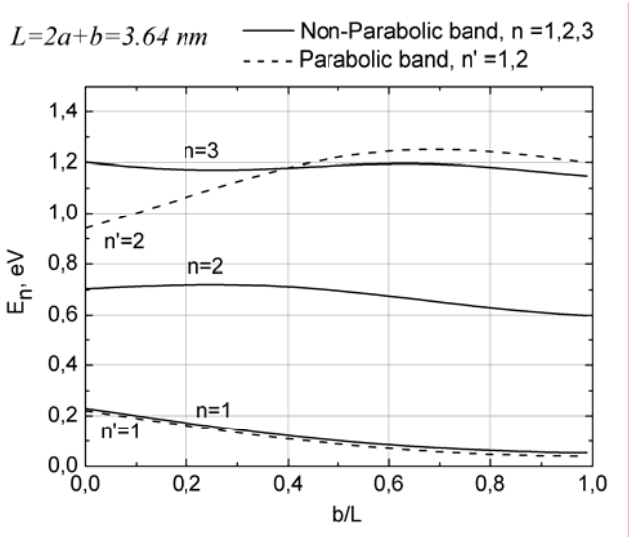


Рисунок 2. Зависимости энергетических уровней электрона от ширины слоя InAs, $E_n(b/L)$ при фиксированном значении L=3.64 nm. Штриховые линии относятся к параболической модели, сплошные линии – непараболические модели зоны проводимости.

На рис. 2 показаны зависимости уровней энергии электрона от ширины слоя InAs в квантовой яме гетероструктуры (см. рис. 1). Зависимости, найденные в модели параболических зон (штриховые линии), показывают, что в интервале $0<b<L$ в рассматриваемой яме существуют два уровня энергии.

Изменение энергетических уровней по b зависит от номера уровня n. С ростом b первый уровень понижается, а второй – поднимается. В результате энергетический зазор между этими уровнями растет. Природа этих уровней известна и подробно обсуждена в литературе [22, 23]. Причины таких поведений зависимости $E_n(b/L)$ легче понять на основе простых моделей теории возмущений или по разложению по малым

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

параметрам $b/L\to 0$, $a/L\to 0$. Эти аналитические модели приведены ниже.

Из-за роста массы электрона по энергии, начиная со второго уровня, зависимости, найденные в модели непараболических зон (сплошные линии), оказались слабыми по сравнению с параболическими моделями зон. Энергетические уровни сильно подавлены, и значения энергии в точках $b=L$ лежат ниже, чем в точках $b=0$. В данном случае в интервале значений $0<b<L$ в квантовой яме существуют три уровня энергии. Зависимости основных уровней $E_1(b/L)$, найденные по различным моделям, почти совпадают.

Таблица 2. Основное и возбужденное энергетические уровни электрона в квантовой яме: b=1.84 nm и a= 0.9 nm.

	Parabolic band	Nonparabolic band
E_1, eV	0.086	0.100
E_2, eV	1.222	0.696
E_3, eV	–	1.189

Для сравнения в табл. 2 приведены уровни энергий электрона, соответствующие квантовой яме шириной b=1.84 nm и a=0.9 nm. Значения энергий, полученные в модели параболической зоны, точно совпадают с результатами работы [1, 2]. Учёт непараболичности зоны проводимости привел к возрастанию масс (7), в результате чего второй уровень значительно понизился и появился третий уровень связанного состояния. Учёт непараболичности зоны для основного уровня энергии дал на 0.014 eV большее значение. Эта небольшая разность видна также на рис. 2, что связано с распространением модели Кейна (7) на широкозонный материал AlAs; это на уровне энергии E_i =0.1 eV приводит к уменьшению зонной массы AlAs от $m_i^{(\Gamma)}/m_0$=0.123 до $m_i^{(\Gamma)}(E_1)/m_0$=0.073.

При относительно широкой яме (при большом значении L) можно наблюдать много связанных состояний, энергетические уровни значительно понижаются, и основной уровень может попасть в провал (InAs). На рис. 3 показаны зависимости $E_n(b/L)$ для параболической и непараболической моделей зоны проводимости при фиксированном значении L=8 nm.

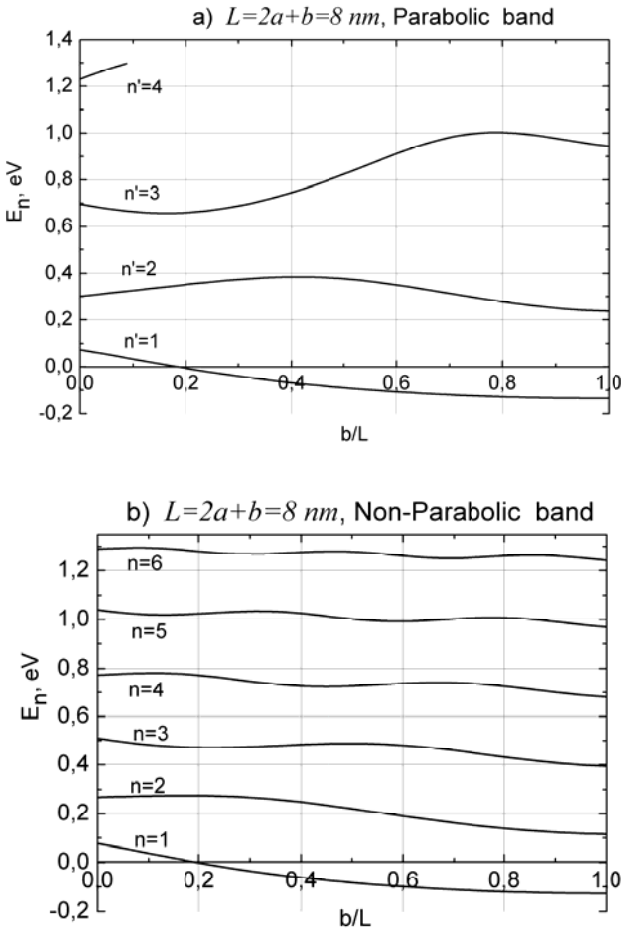


Рисунок 3. Зависимости энергетических уровней электрона от ширины слоя InAs $E_n(b/L)$ при фиксированном значении L=8 nm: *a*) параболическая модель, *b*) непараболическая модель зоны проводимости.

Критические значения параметров a, b, L, при которых уровни энергии пересекают нуль, можно найти из ур-ния (6), полагая E=0 (q=0). Тогда после некоторых упрощений имеем

$$A\sin(k_c b) = B\cos(k_c b)\,, \qquad (8)$$

где

$$A = k_c^2[m_1(0) + m_2(0)a\beta_c]^2 - \beta_c^2 m_3^2(0),$$
$$B = 2k_c\beta_c m_3(0)[m_1(0) + m_2(0)a\beta_c], \qquad (9)$$
$$\beta_c = \sqrt{\frac{2m_1(0)}{\hbar^2}U_1}, \quad k_c = \sqrt{\frac{2m_3(0)}{\hbar^2}U_2}.$$

Массы $m_1(0)$, $m_2(0)$, $m_3(0)$ можно найти из формулы (7).

Если решим уравнение (8) относительно a и подставим его в $L=2a+b$, то имеем

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

$$L = b - \frac{2}{\beta_c}\frac{m_1(0)}{m_2(0)} + \frac{2}{k_c}\frac{m_3(0)}{m_2(0)}\cot\left(\frac{k_c b}{2}\right). \quad (10)$$

Эта формула получена в работе [2]. При заданном b формула (10) позволяет определить критическое значение $L=L_{cr}$, при котором первый уровень энергии равняется нулю. В случае $L<L_{cr}$ уровень выталкивается из провала, а при $L>L_{cr}$ он попадает в провал. При ширине квантовой ямы L=8 nm только первый уровень пересекает нуль. Численно решая уравнение (10), получаем b=1.572 nm. Как видно из графика на рис. 3, уровень E_1 пересекает нуль при отношении b/L=0.196.

Решив уравнение (8) относительно b, подставив в $L=2a+b$ и учитывая периодичность тригонометрических функций, можно найти

$$L = 2a + \frac{1}{k_c}\operatorname{arccot}\left(\frac{A}{Bk_c}\right) + \frac{\pi(n-1)}{k_c}, \quad n = 1,2,3... \quad (11)$$

При заданном значении a эта формула определяет критическое значение $L=L_{cr}$ для n-го энергетического уровня. Воспользовавшись параметрами, приведенными в табл. 1, можно построить график зависимости критической ширины b_{cn} от L. где b_{cn} – толщина, при которой уровень энергии пересекает ноль.Такие зависимости для первого и второго уровня показаны на рис. 4.

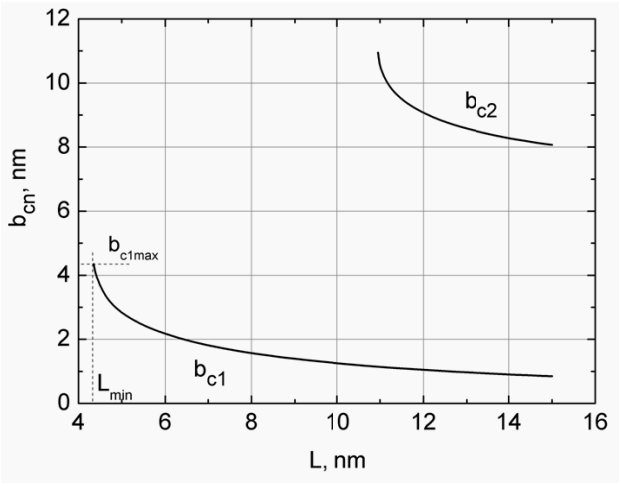


Рисунок 4. Зависимость критической ширины нановставки b_{cn} от L.

Из этого графика видно, что для каждого уровня существует своё минимальное значение $L_{\min}=b_{\max}$ (при этом a=0). Его можно найти из формулы (11), положив a=0. Тогда получается следующая формула:

$$L_{\min} = \frac{1}{k_c}\arctan\left(\frac{\beta_c^2 m_3^2(0) - k_c^2 m_1^2(0)}{2\beta_c k_c m_1(0) m_3(0)}\right) + \frac{\pi(n-1/2)}{k_c}, \qquad n = 1,2,3... \quad (12)$$

Прямой расчет показывает, что для первого уровня $L_{\min}=b_{\max}$=4.35 nm, а для второго уровня $L_{\min}=b_{\max}$=10.93 nm.

Качественные, но важные результаты можно получить в модели бесконечно высокого барьера AlAs: $U_1=\infty$, $\beta=\infty$. Кроме того, дисперсии зоны проводимости всех материалов рассматриваемой гетероструктуры считаются параболическими.

Сначала обсудим результаты, следующие в первом приближении теории возмущений [2, 27, 28]. Невозмущённая система является квантовой ямой шириной L из $In_xGa_{1-x}As$ (x=0.53), ограниченной барьерным слоем из AlAs, в предположении $U_1=\infty$. Его волновая функция известна $\psi(z) = \sqrt{2/L}\sin(\pi n z/L)$, где n=1, 2, 3… – целые числа. Возмущением является тонкий слой нановставки ($b<<L$) из InAs, который создает дополнительную яму $-U$ в центре широкой ямы. Тогда, поправка, внесенная возмущением в полную энергию, будет пропорциональна интегралу

$$\delta E_n^{(1)} = \int_{L-b/2}^{L+b/2} \psi_n(z)\left[\frac{p^2}{2m_3} - \frac{p^2}{2m_2} - U\right]\psi_n dz. \quad (13)$$

Оценим полную энергию электрона, которая, согласно нашему расчету, имеет вид:

$$E_n^{(1)} = E_n^0 + \left[E_n^0\left(\frac{m_2}{m_3} - 1\right) - U\right]R_n(x), \quad b<<L. \quad (14)$$

Здесь

$$R_n(x) = x - (-1)^n\frac{\sin(\pi n x)}{\pi n}, \; x = \frac{b}{L}, \; E_n^0 = \frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2m_2 L^2}. \quad (15)$$

$R_n(x)$ – всегда положительная и монотонно возрастающая функция от $x=b/L$. Поскольку $m_3<m_2$, то знак выражения, стоящего внутри

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

квадратной скобки, определяется разностями кинетической E_n^0 и потенциальной U энергий. При малом n и большом значении L этот знак отрицательный. Тогда с ростом $x=b/L$ энергетический уровень смещается вниз. Например, основной уровень энергии n=1 смещается вниз только при некотором большом значении L. В противоположном случае формула (14) допускает также смещение этого уровня вверх, что не совпадает с численными результатами, представленными на графиках рис. 2 и 3. Возможно, это связано с ограничениями первого порядка теории возмущений.

В модели бесконечно высокого барьера $U_1=\infty$, $\beta=\infty$ уравнение (6) упрощается. Для удобства его представим в виде

$$D_\infty(E)=\sin(2qa)\cos(kb)+\sin(kb)\left[\frac{q}{k}\frac{m_3}{m_2}\cos^2(qa)-\frac{k}{q}\frac{m_2}{m_3}\sin^2(qa)\right]=0. \qquad (16)$$

Разложим (16) по малым параметрам $b/L\to 0$. Ограничиваясь первыми членами, его можно решать относительно q. Это рещение выражается функцией arcsin. Разложим arcsin по малым параметрам $b/L\to 0$. Полученное уравнение можно решать итерационно. После первой итерации и некоторых упрощений приходим к следующему результату:

$$E_n=E_n^0+S_n x, \qquad x=b/L\to 0. \qquad (17)$$

Здесь

$$S_n=E_n^0\left(1-\frac{m_3}{m_2}\right)[1+(-1)^n]-U[1-(-1)^n],$$
$$E_n^0=\frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2m_2L^2}. \qquad (18)$$

В отличие от (14) формула (17) правильно предсказывает поведение энергетических уровней электрона в пределе $x=b/L\to 0$.

Как следует из левой части графиков, приведенных на рис. 2, с ростом $x=b/L$ для нечетных n энергетические уровни понижаются, а для четных n - повышаются.

Эта закономерность численного результата точно предсказывается формулой (17): для нечетных n знак величины S_n отрицательный, а для четных n он положительный.

С помощью аналогичной, приведенной выше, процедуры можно получить результат, описывающий поведение энергетических уровней электрона в предельном случае $x=a/L\to 0$, $(b\to/L)$. Окончательный результат имеет вид

$$E_n=-U+E_n^0+4E_n^0\left(\frac{m_2}{m_3}-1\right)x, \qquad (19)$$

где

$$x=a/L\to 0, \quad E_n^0=\frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2m_2L^2}.$$

Формула (19) описывает поведение энергетических уровней электрона на правом крае графиков рис. 2 и рис. 3. С ростом b, $(b\to L)$, энергетические уровни понижаются для всех n.

Из-за непараболичности зоны (рост массы по энергии) все уровни энергии смещаются вниз по сравнению с параболической моделью. Чем выше расположен уровень, тем сильнее это смещение. Кроме того, как видно из аналитических формул (14, 17, 19), кинетическая энергия, которая ответственна за рост энергии при увеличении толщины b (InAs), а также появление максимумов на графиках, пропорциональны разности эффективных масс слоев m_3 и m_2.

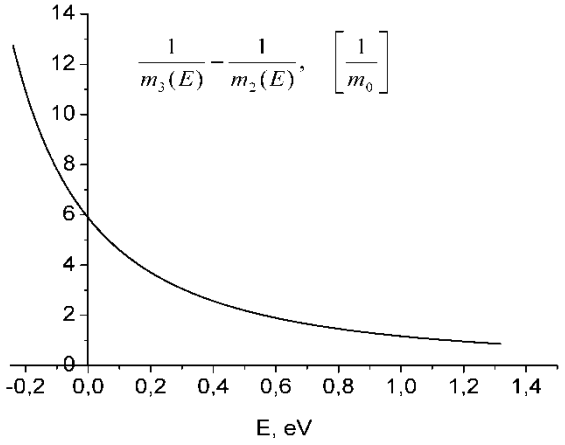


Рисунок 5. Зависимость разности обратных масс от энергии.

На рис. 5 показана зависимость разности обратных масс с учетом непараболичности зоны проводимости (7). Видно, что эта разность

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

монотонно уменьшается с ростом энергии. Таким образом, подавление максимумов обусловлено непараболичностью зоны проводимости, что следует из графиков на рис. 2 и рис. 3. Надо отметить, что, наряду с подавлением максимумов, непараболичность зоны также понижает все уровни в целом.

IV. Заключение

Тонкие нанослои InAs, введённые внутрь квантовой ямы AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs гетероструктуры, создают дополнительную потенциальную яму для электрона. Из результатов данной работы следует, что при изменении толщины b нанослоя, электронный спектр модифицируется сложным образом.

Физическую природу зависимости $E_n(b)$, полученной только численным способом, трудно интерпретировать. Найденные приближённые аналитические формулы (18) и (19) позволяют интерпретировать результаты численного анализа, которые представлены на графиках рис. 2 и рис. 3. С помощью уравнения (11) можно определить критическое значение $L=L_{cr}$ для n-го энергетического уровня.

Выявлена роль непараболичности зоны проводимости материалов. Показано, что при учете непараболичности зоны в квантовой яме гетероструктуры число связанных состояний электрона увеличивается. Кроме того, график на рис. 5 показывает, что волнообразные зависимости $E_n(b)$ заметно подавляются.

Благодарности. Работа выполнена по гранту ФЗ-20200929243 «Влияние горячих электронов и фононов в сильном электромагнитном поле на характеристики полупроводниковых солнечных фотоэлектрических элементов и наноструктур».

Метаданные

Influense of InAs thin layer on the electron energy in quantum well of AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs heterostructures

P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, M.S. Tokhirjonov

Namangan State University, Uychi str. 316, 716019, Namangan, Uzbekistan

The paper presents the results of studying the nature of the electron energy levels in a quantum well of heterostructures AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs containing a thin InAs nanolayer. The dependences of these energy levels on the thickness $E_n(b)$ of the InAs layer are analyzed by numerical and analytical methods. An analytical formula for the dependence $E_n(b)$ is obtained in the model of an infinitely deep well. The dependence of the energy levels on the thickness b of the InAs nanolayer found in the model of parabolic bands turned out to be strong and complex. In the model of nonparabolic bands, due to the growth of the electron mass with respect to energy, the number of energy levels in the well increased, and the $E_n(b)$ dependences were noticeably suppressed. The nature and causes of these regularities are analyzed.

Keywords: quantum well, size quantization nanolayer InAs, AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs,, nonparabolic dispersion, Kane model, two-barrier structure, resonance-tunnel diode, resonance-tunnel transistor.

Литература (References)

[1] T.P.E. Broekaert, W. Lee, C.G. Fonstad. Applied Physics Letters **53**, No.16, 1545-1547 (1988). https://doi.org/10.1063/1.99951.

[2] V.D. Dymnikov, O.V. Konstantinov. Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov **29**, 133-139 (1995) https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/18062

[3] A. Tiutiunnyk, I. Pérez Quintana, D. Laroze, C.A. Duque, M.E. Mora Ramos. Applied Physics A **126**, No:23, 1-8 (2020). https://doi.org/10.1007/s00339-019-3214-4

[4] T. Akazaki, T. Enoki, K. Arai, Y. Umeda and Y. Ishii. Electronics Letters, **28**, No.13, 1230-1231 (1992).

[5] Tatsushi Akazaki, Hideaki Takayanagi, Junsaku Nitta, and Takatomo Enoki. Appl. Phys. Lett. **68**, No.3, 418-420 (1996). http://dx.doi.org/10.1063/1.116704

[6] Tatsushi Akazaki, Takatomo Enoki, Kunihiro Arai and Yasunobu Ishii. Solid Slate Electronics **38**, No.5, 997-1000 (1995).

[7] J. Ajayan, D. Nirmal, P. Prajoon, J. Charles Pravin. Int. J. Electron. Commun. (AEÜ) **79**, 151–157 (2017). http://dx.doi.org/10.1016/j.aeue.2017.06.004

[8] D.S. Ponomarev, I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, E.A. Klimov, R.A. Khabibullin, V.A. Kulbachinskii, and N.A. Uzeeva. Semiconductors **46**, No.4, 484-490 (2012). DOI: 10.1134/S1063782612040173

[9] I.S. Vasil'evskii, G.B. Galieva, E.A. Klimov, K. Pozela, J. Pozela, V. Juciene, A. Suziedelis, N. Zurauskiene, S. Keršulis, and V. Stankevic. Semiconductors **45**, No.9, 1169-1172 (2011). DOI: 10.1134/S1063782611090259

[10] M. Vijay Krishna, M.M. Rahool, K. Dinesh Kumar, A. Daniel Raj, R. Saravana Kumar. Journal of Physics: Conference Series 1917, 012014 (2021). DOI:10.1088/1742-6596/1917/1/012014.

[11] M.D. Lange, X.B Mei, T.P. Chin, W.H. Yoshida, W.R. Deal, P-H. Liu, R. Lai. 20-th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 4244-2259 (2008). doi:10.1109/ICIPRM.2008.4702935

[12] Hideaki Matsuzaki, Takashi Maruyama, Toshihiko Koasugi, Hiroyuki Takahashi, Masami Tokumitsu. IEEE Transactions on Electron Devices **54**, No.3, 378-384 (2007). DOI 10.1109/TED.2006.890262

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

[13] G.B. Galiev, I.S. Vasil'evskii, E.A. Klimov, A.N. Klochkov, D.V. Lavruhin, S.S. Pushkarev, and P.P. Maltsev. (ISSN 1063-7826) Semiconductors **49**, No.2, 234-241 (2015). DOI: 10.1134/S1063782615020086
[14] Fei Xue, Han Zhao, Yen-Ting Chen, Yanzhen Wang, Fei Zhou, and Jack C. Lee. Applied Physics Letters **98**, 082106/1-082106/3 (2011). http://dx.doi.org/10.1063/1.3559609
[15] Mikhail Yu. Chernov, Victor A. Solov'ev, Oleg S. Komkov, Dmitriy D. Firsov, Boris Ya. Meltser, Maria A. Yagovkina, Marina V. Baidakova, Petr S. Kop'ev, and Sergey V. Ivanov. Applied Physics Express **10**, 121201-1-121201-4 (2017). https://doi.org/10.7567/APEX.10.121201
[16] S.V. Ivanov, M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, P.N. Brunkov, D.D. Firsov, O.S. Komkov. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials **65**, 20-35 (2019). https://doi.org/10.1016/j.pcrysgrow.2018.12.001
[17] Hideaki Takayanagi and Tatsushi Akazaki. Jpn. J. Appl. Phys. B **34**, No.12, 6977-6986 (1995).
[18] A.L. Vasil'ev, I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, R.M. Imamov, E.A. Klimov, M.V. Kovalchuk, D.S. Ponomarev, V.V. Roddatis, and I.A. Subbotin. ISSN 1063-7745, Crystallography Reports **56**, No.2, 298-309 (2011). doi: 10.1134/S1063774511020180
[19] Ilia A. Vovk, Vladimir V. Lobanov, Aleksandr P. Litvin, Mikhail Yu. Leonov, Anatoly V. Fedorov and Ivan D. Rukhlenko. Nanomaterials **10**, 933 (2020). doi:10.3390/ nano10050933
[20] G. Bastard, J.A. Brum, and R. Ferreira. Solid State Physics **44**, 251-252 (1991).Copyright 0 1991 by Academic Press.
[21] B.T, Abdulazizov, M.S. Tokhirjonov. Uzbek Journal of Physics, **23**, No.4 (2021).
[22] G. Gulyamov, P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, M.S. Tokhirjonov. Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering **3**, No.1, 41-46 (2021).
[23] D.F. Nelson, R.C. Miller, D.A. Kleinman. Phys. Rev. B **14**, 7770-7773 (1987).
[24] P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov. Ukrainian Journal of Physics **62**, No.1, 46-46 (2017).
[25] B.T, Abdulazizov, M.S. Tokhirjonov. Uzbek Journal of Physics, **24**, No.4, 263-267 (2022)
[26] B.T, Abdulazizov, M.S. Tokhirjonov, P.J. Baymatov. Архивариус **3**, No.7, 6-9 (2016).
[27] V.P. Dragunov, I.G. Neizvestny, V.A. Gridchin. Osnovi nanoelektroniki. Uchebnoe posobie (Moscow, Fizmatkniga, 2006).
[28] V.V. Filippov, A.A. Zavarotniy, S.V. Mitsuk. Energeticheskiy spektr nositeley zaryada v strukturakh nanoelektroniki (Lipetsk, LGPU, 2012).

Юпқа InAs қатламни AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs гетеротузилма квант ўрасидаги электрон энергиясига таъсири

П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С. Тоҳиржонов

Наманган давлат университети, Уйчи кўча 316, 716019, Наманган, Ўзбекистон

Мақолада AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs гетеротузилма ичига қўшимча юпқа InAs наноқатлам киритилганда хосил бўлган квант ўрадаги электроннинг энергетик сатҳларини табиати ўрганилган. Сонли ва аналитик усулларда ушбу энергетик сатҳларни InAs қатлам қалинлигиb га боғлиқлиги $E_n(b)$ таҳлил қилинган. Чексиз чукур ўра моделида $E_n(b)$ боғланишнинг аналитик формуласи олинган. Параболик зона моделида аниқланган энергия сатхларини InAs наноқатлам қалинлигиbга кучли ва мураккаб боғланишга эканлиги аниқланган. Нопараболик зона моделида эса, электрон массасини энергияга боғлиқ равишда ортиши натижасида ўрадаги энергия сатхлар кўпайиши, хамда $E_n(b)$ боғланиш сезиларли камаяр экан. Ушбу қонуниятларнинг табиати ва унинг сабаблари мухокама қилинган.

Калит сўзлар:квант ўра, фазовий квантланиш, InAs, AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs, наноқатлам, нопараболик дисперция, Кейн модели, икки потенциал тўсиқли тузилма, резонанс-туннел диод, резонанс-туннел транзистор.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.