

## КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА В ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ С *H*-ОБРАЗНОЙ СВЯЗЬЮ

*Е.Л.Ивченко, А.А.Киселев*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН*

*194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 1993 г.

Рассмотрен новый тип квазиодномерных состояний в паре квантовых ям, разделенных высоким барьером и связанных полоской из узкозонного материала. Волновая функция локализованного электрона образует в ямах два размытых облака, привязанных к перемычке. Для системы GaAs/AlAs рассчитана зависимость энергии локализации от ширины связи.

Недавно при выращивании многослойных гетероструктур GaAs/AlAs (311) с гофрированными поверхностями в один из слоев AlAs удалось внедрить одномерные кластеры GaAs [1]. Сечение кластера имеет форму ромба с диагоналями 32 и 20,4 Å. Каждая из вершин тупого угла ромба касается одного из выступов, получаемых при сечении гофрированной (фасетированной) гетерограницы плоскостью (233). В результате два соседних слоя GaAs, разделенных барьерным слоем AlAs, оказываются связанными одномерной ромбической перемычкой из GaAs. В такой структуре для свободных носителей (или экситонов) существуют квазиодномерные состояния с волновой функцией в виде двух облаков, размытых внутри слоев GaAs и привязанных к одномерному кластеру. Этим структура с кластерами отличается от обычно обсуждаемых структур с квантовыми проволоками [2], в которых волновая функция сосредоточена в основном внутри проволоки.

Наличие квазиодномерных состояний в гетероструктуре GaAs/AlAs(311) с кластерами подтверждается появлением дополнительных линий в спектрах фотолюминесценции [1] и аномальным возрастанием силы осциллятора экситона, определяемой по спектрам резонансного отражения света [3]. В настоящей работе рассчитаны форма волновой функции и энергия локализации электрона в двойной яме со связующим кластером из того же материала. Отвлекаясь от особенностей, обусловленных гофром гетерограниц и ромбической формой сечения кластера, мы рассматриваем здесь более простую модельную структуру с плоскими интерфейсами и *H*-образной связью (рис.1,а). Для простоты потенциальный барьер полагается бесконечно высоким.

Огибающая волновой функции ищется в виде  $e^{iqy}\phi(x,z)$ , поскольку структура однородна в направлении оси *y*. Функция  $\phi(x,z)$  удовлетворяет двумерному уравнению Гельмгольца

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \right) \phi(x,z) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием на контуре поперечного сечения интерфейсов  $\phi(x,z) = 0$ ; энергия электрона, отсчитываемая от дна зоны проводимости объемного GaAs, равна сумме  $E + \hbar^2 q^2 / 2m$ , где *m* – эффективная масса. Данная задача близка по постановке к краевым задачам для волноводных мод в резонаторах [4],

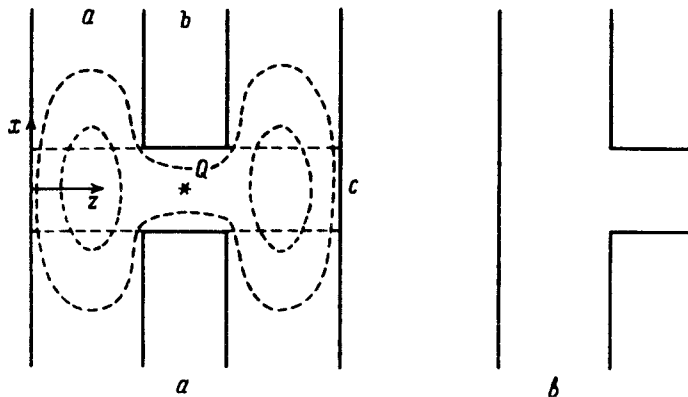


Рис. 1. а) Структура GaAs/AlAs с парой квантовых ям, связанных перемычкой из GaAs шириной  $c$ ; б) структура с квантовой ямой, содержащей одномерный расширенный участок  $(a+b) \times c$ . Пунктирные кривые – линии равной плотности вероятности  $\phi^2(x, z)$  для основного квазиодномерного состояния электрона

отличаясь от последних отсутствием векторной структуры у волновой функции  $\phi(x, z)$ .

Пользуясь методом частичных областей, запишем общее решение в области перемычки  $\Omega = (|x| < c/2; 0 < z < d = 2a + b)$  в виде суммы

$$\phi(x, z) = \sum_i C_i \sin(K_i z) \cos(Q_i x), \quad (2)$$

где  $K_i = \pi i/d$ ,  $Q_i = [(2mE/\hbar^2) - K_i^2]^{1/2}$ . Здесь учтено, что для нижних состояний функция  $\phi(x, z)$  симметрична к отражению  $x \rightarrow -x$ . Что касается симметрии к отражению в плоскости  $\sigma_z$ , проходящей через центр структуры (преобразование  $z \rightarrow d - z$ ), то для четных решений, к которым относится и основное состояние 1, в сумме (2)  $i = 1, 3, \dots$ , а для нечетных решений (включая первое возбужденное состояние 2)  $i = 2, 4, \dots$ . Вне области  $\Omega$  в левой яме

$$\phi(x, z) = \sum_j D_j \sin(k_j z) e^{-\kappa_j \bar{x}}, \quad (3)$$

где  $k_j = \pi j/a$ ,  $k_j = [k_j^2 - (2mE/\hbar^2)]^{1/2}$ ,  $\bar{x} = |x| - c/2$ . Решение в правой яме получается из (3) заменой  $z \rightarrow d - z$  и умножением на  $\pm 1$  соответственно для четных и нечетных состояний.

Функции (2), (3) и их производные по  $x$  сшиваются на отрезках общей границы областей при  $x = \pm c/2$ . Умножая условие непрерывности функций на  $\sin(K_i z)$ , а условие непрерывности производных на  $\sin(k_j z)$ , интегрируя по  $z$  и исключая коэффициенты  $D_i$ , приходим к системе однородных линейных уравнений для коэффициентов  $C_i$ :

$$\sum_i C_i [\cos(Q_m c/2) \delta_{mi} - 8\eta Q_i d v_{mi} \sin(Q_i c/2) \sin(K_m a) \sin(K_i a)] = 0, \quad (4)$$

$$v_{mi} = \sum_j \frac{j^2}{\kappa_j a (\eta m^2 - j^2) (\eta i^2 - j^2)}, \quad \eta = (a/d)^2.$$

Собственные значения энергии находятся из условия существования нетривиального решения системы (4).

На рис. 2 представлена зависимость энергии  $E_{1,2}$  основного и первого возбужденного состояний 1 и 2 от ширины перемычки  $c$  (на рисунке все значения энергии отсчитываются от дна нижней подзоны зоны проводимости  $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2ma^2$  в одиночной яме ширины  $a$ ). Распределение электронной плотности для состояния 1 показано схематически пунктирными кривыми на рис. 1, а.

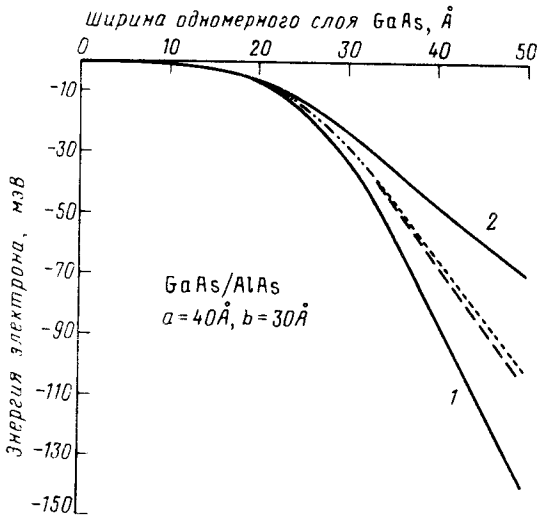


Рис. 2. Зависимость энергии электрона, локализованного в двойной квантовой яме с  $H$ -образной связью: 1 – основное состояние, симметричное относительно центра структуры  $Q$  (рис. 1, а); 2 – первое возбужденное состояние, нечетное к отражению в плоскости  $\sigma_x$ , проходящей через центр  $Q$ ; пунктирная кривая – основное состояние для структуры на рис. 1, б; штриховая кривая – среднее арифметическое между значениями для кривых 1 и 2. Энергия отсчитывается от дна нижней подзоны проводимости в одиночной яме шириной  $a$

Полученные состояния удобно проанализировать с точки зрения метода сильной связи, а именно: рассматривать состояния 1 и 2 как линейные комбинации  $(\phi_l \pm \phi_r) / \sqrt{2}$ , где  $\phi_l$  и  $\phi_r$  – волновые функции основных состояний в одной левой или одной правой яме с расширенным участком типа изображенной на рис. 1, б. На рис. 2 пунктирная кривая изображает зависимость энергии основного состояния от ширины  $c$  для структуры рис. 1, б с нестандартным участком толщиной  $a + b$ . Как видно, получаемые в этом случае значения энергии близки к среднему арифметическому  $\bar{E} = (E_1 + E_2) / 2$  (штриховая кривая). Таким образом, в исследованном диапазоне ширин  $c < 50 \text{ \AA}$  состояния 1 и 2 можно рассматривать в рамках метода сильной связи с интегралом перекрытия невозмущенных состояний  $I = -(E_2 - E_1) / 2$ . Отсюда, в частности, следует, что в электрическом поле  $F || z$  расщепление между уровнями 1 и 2 увеличится с  $2|I|$  до  $[4I^2 + (eF\xi)^2]^{1/2}$ , где  $\xi$  – расстояние между центрами распределения плотности  $\phi_l^2$  и  $\phi_r^2$ , которое близко к расстоянию  $a + b$  между центрами ям. Для структуры на рис. 1, а с шириной  $c = 30 \text{ \AA}$  имеем  $I \simeq -4 \text{ мэВ}$  и расщепление между нижними уровнями возрастает в  $\sqrt{2}$  раз в умеренном поле  $F \sim 10^4 \text{ В/см}$ .

Представляет также интерес сравнить значения  $\bar{E}$  с энергией первого уровня размерного квантования  $E_1^{(1D)}$  для одномерного электрона массы  $m$  в потенциальной яме:  $V(x) = E'_0 \equiv \hbar^2 \pi^2 / 2m(a + b)^2$  при  $|x| < c/2$  и  $V(x) = E_0 \equiv \hbar^2 \pi^2 / 2ma^2$  при  $|x| > c/2$ . При  $a = 40 \text{ \AA}$ ,  $b = 30 \text{ \AA}$  и  $c = 30 \text{ \AA}$  получаем  $\bar{E} - E_0 = -27 \text{ мэВ}$  и  $E_1^{(1D)} - E_0 = -103 \text{ мэВ}$ . Значительное расхождение результатов свидетельствует о неприменимости простой одномерной модели

для описания локализованных состояний (2), (3). Заметим, что учет конечной высоты барьера в структуре GaAs/AlAs может несколько перенормировать энергию локализации квазиодномерного электрона.

В заключение обратим внимание на возможность формирования еще одного типа квазиодномерных состояний, аналогичных волноводным модам в открытых резонаторах с цилиндрическими зеркалами [5]. При этом роль сужающегося волновода играют барьерные слои. При оптимальном профиле гетерограничных поверхностей затухание, связанное с уходом электрона из такой ловушки, может быть очень малым.

- 
1. Ж.И.Алферов, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков и др., ФТП **26**, 1715 (1992).
  2. D.S.Citrin and Y.C.Chang, Phys. Rev. B**40**, 5507 (1989); J. Appl. Phys. **68**, 161 (1990).
  3. E.L.Ivchenko, A.V.Kavokin, V.P.Kochereshko, et al., Superlatt. Microstruct. **12**, 317 (1992).
  4. Волноводы с поперечным сечением сложной формы, под ред. В.М.Седых, Харьков, 1979.
  5. Л.А.Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, М.: Советское радио, 1966.