

Энергия связи мелких доноров в асимметричных системах квантовых ям

© В.И. Белявский*, М.В. Гольдфарб*, Ю.В. Копаев, С.В. Швецов*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

*Воронежский государственный педагогический университет,
394043 Воронеж, Россия

(Получена 18 октября 1995 г. Принята к печати 14 мая 1996 г.)

Существенная зависимость энергии связи мелкой донорной примеси от ее расположения в асимметричной системе туннельно-связанных квантовых ям определяется главным образом структурой одноэлектронных огибающих функций и различием диэлектрических проницаемостей материалов квантовых ям и барьеров. Предложена эффективная методика расчета энергий связи и огибающих функций мелких донорных состояний в гетероструктурах типа I с достаточно узкими ямами и барьерами. Выполнены расчеты применительно к структурам $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ с двумя и большим количеством квантовых ям без ограничений на соотношения между их размерами.

1. Возможность создания искусственных низко-размерных структур в виде квазидвумерных систем квантовых ям (КЯ), квазиодномерных квантовых нитей и квазинульмерных квантовых точек приводит к чрезвычайно разнообразным и сравнительно легко реализуемым спектрам элементарных возбуждений как таких изолированных систем, так и их различных комбинаций, интегрированных в приборные наноструктуры [1]. Дополнительные возможности в создании гетероструктур (ГС) с заданными свойствами открывает технология селективного легирования [2]. Характер возникающих при этом примесных состояний во многом определяется присущими данной ГС особенностями размерно-квантованных электронных состояний.

Общий качественный анализ мелких (кулоновских) примесных состояний в двумерной (2D) системе выполнен в работе [3], в которой получена оценка энергии связи с учетом модификации кулоновского взаимодействия, имеющей место в 2D системе. В [3] также оценены энергии и времена жизни квазистационарных примесных состояний, отщепляющих от 2D подзон размерного квантования (кроме нижней). Первое теоретическое исследование водородоподобного донорного примесного состояния в одиночной КЯ с бесконечно высокими барьерами [4] впоследствии подверглось уточнению, связанным с учетом конечности высоты барьеров, различия эффективных масс и диэлектрических проницаемостей в материалах КЯ и барьерных слоев [5–9]. В отдельных случаях исследовались и более сложные структуры, состоящие, например, из двух одинаковых КЯ, разделенных туннельно-прозрачным барьером [10].

Особый интерес, однако, представляют именно асимметричные системы КЯ. В таких структурах возможна эффективная передислокация электронных огибающих функций в подзонах размерного квантования под действием внешних полей [11], что позволяет использовать эти структуры как многофункциональные элементы интегральных схем наноэлек-

троники [12]. Передислокация огибающих влияет на примесные состояния [13] и, как следствие, на положение квазиуровней Ферми и заполнение электронных подзон [13]. В [13] рассмотрены глубокие примесные состояния, формируемые предельно сильно локализованным потенциалом. Настоящая работа посвящена мелким донорным состояниям в асимметричных ГС с КЯ.

2. Как правило, при решении задачи о примесных состояниях в ГС с КЯ используется вариационный метод в рамках приближения эффективной массы. Этот простой и удобный подход к изучению мелких (а иногда и довольно глубоких) примесных состояний в объеме полупроводника, где симметрия пространственного распределения электронной плотности достаточно очевидна, имеет существенные ограничения в применении к расчетам примесных состояний в ГС. Действительно, в несимметричной ГС с двумя и большим числом КЯ электронные волновые функции могут иметь весьма экзотический вид, поэтому выбор пробных функций в случае таких ГС неизбежно связан с увеличением числа вариационных параметров и усложнением вычислительной процедуры.

Здесь, имея в виду приложения к ГС с достаточно узкими КЯ и барьерами, мы воспользуемся методикой, примененной ранее [14,15] для описания экситонных состояний в подобных структурах. Эта методика сводится к разложению примесных огибающих функций по 2D базису Ванье электронных огибающих в данной ГС. Такой подход позволяет эффективно разделить движение электрона на поперечное и продольное (вдоль оси ГС), что значительно облегчает выбор пробных огибающих функций в вариационной процедуре. При этом в расчет принимаются основные детали строения ГС: различия эффективных масс и диэлектрических проницаемостей материалов КЯ и барьеров, а также эффекты непараболичности зоны проводимости. Как обычно [16], КЯ представляется прямоугольной потенциальной ямой, причем в качестве эффективных масс и диэлектрических проница-

емостей в областях КЯ и барьерных слоев принимаются их значения в соответствующих массивных полупроводниках. Это приближение связано с наличием двух естественных и сильно различающихся характерных масштабов длины: считается [16,17], что эффективная толщина гетерограницы имеет порядок величины межатомного расстояния, что на несколько порядков меньше характерного масштаба изменения внешних полей, приложенных к ГС. Таким образом, метод эффективной массы является вполне приемлемым в каждом элементе ГС. Сшивание решений в областях, разделенных скачком потенциала, осуществляется при помощи соответствующих граничных условий. Наиболее употребительными являются [16,17] условия, обеспечивающие непрерывность на гетерограницах огибающих функций и плотности потока вероятности, вычисленного на этих огибающих.

Все эти обычно используемые приближения, разумеется, не позволяют рассчитывать на получение количественной информации об энергетическом спектре систем КЯ, однако качественный их анализ в рамках метода огибающих функций в приближении эффективной массы почти всегда приводит к вполне удовлетворительным результатам [16,17]. В частности, считается, что метод достаточно эффективен, если характерные размеры КЯ и барьеров превышают величину порядка десятка ангстрем [17].

3. Для классификации электронных состояний в планарных ГС с КЯ можно воспользоваться набором квантовых чисел $\{n, k\}$, где n — номер $2D$ подзоны размерного квантования зоны проводимости, k — квазиимпульс поперечного движения. Огибающие одноэлектронных волновых функций могут быть представлены в виде [17]

$$|n, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} f_{nk}(z) \exp(ik\rho). \quad (1)$$

где S — нормировочная площадь ГС, ρ — поперечная составляющая радиуса-вектора r , ось z направлена вдоль оси ГС, $1D$ огибающие функции $f_{nk}(z)$ есть решения (при заданном k) одновременно уравнения Шредингера с потенциалом в виде прямоугольных КЯ [17]. Функции (1), описывающие одночастичные элементарные возбуждения в электронной подсистеме ГС, можно рассматривать как совокупность собственных функций некоторого эффективного оператора Гамильтона H_0 , определяющего также электронный энергетический спектр $E_n(k)$ данной ГС [18]:

$$H_0|nk\rangle = E_n(k)|nk\rangle. \quad (2)$$

Наличие в ГС донорной примеси добавляет к H_0 примесный потенциал $U(r)$, поэтому электронная огибающая функция $|\rangle$ есть решение уравнения

$$H|\rangle = E|\rangle, \quad (3)$$

где $H = H_0 + U$. В качестве удобного базиса для разложения искомой функции $|\rangle$ можно использовать

двумерный базис Ваннье, элементы которого выражаются через функции (1) как

$$|n\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \exp(-ik\beta)|nk\rangle. \quad (4)$$

Здесь дискретный векторный индекс β определяет положение данной элементарной ячейки, N — число элементарных ячеек в плоскости ГС.

Разлагая огибающую $|\rangle$ по базису (4),

$$|\rangle = \sum_\beta |n\beta\rangle \langle n\beta|, \quad (5)$$

легко получить систему уравнений для коэффициентов разложения $\langle n\beta|$. Нетрудно убедиться в том, что

$$\sum_{n'\beta'} \langle n\beta|H_0|n'\beta'\rangle \langle n'\beta'| \rangle \Rightarrow E_n(-i\nabla) \langle n\beta|, \quad (6)$$

где ∇ — оператор градиента по $2D$ переменной β , которая теперь рассматривается как непрерывная величина. Для определения энергии кулоновского взаимодействия электрона с примесным центром введем электростатическую функцию Грина $G(r, r')$, имеющую смысл потенциала в точке r единичного положительного заряда, расположенного в точке r' . Учитывая, что эффективный радиус локализации мелких доноров в полупроводниках существенно превышает постоянную решетки a , и, следовательно, определяющий вклад в формирование огибающих $|\rangle$ вносит весьма малая область квазиимпульсов в окрестности центра двумерной зоны Бриллюэна, $ka \ll 1$, можно [17] пренебречь зависимостью одномерных огибающих в (1) от k , обозначая их просто $f_n(z)$. Легко видеть, что базис (4) при этом вырождается в точечный (в плоскости ГС) базис, промодулированный по слою огибающими функциями $f_n(z)$. Кулоновские матричные элементы между функциями базиса (4) теперь можно представить в виде

$$\langle n\beta|U|n'\beta'\rangle = -\delta_{\beta\beta'} W_{nn'}(\beta, z_0), \quad (7)$$

где

$$W_{nn'}(\beta, z_0) = \int dz f_n^*(z) G(\beta, z, z_0) f_n(z). \quad (8)$$

Здесь z_0 — положение примеси в ГС, также учтено, что $G(r, r') = G(\rho - \rho'; z, z')$.

Окончательно система уравнений для коэффициентов разложения в (5) принимает вид

$$[E_n(-i\nabla) - E] \langle n\beta| \rangle = e^2 \sum W_{nn'}(\beta, z_0) \langle n'\beta'| \rangle. \quad (9)$$

Решение системы уравнений (9) позволяет в принципе определить огибающие функции и энергетический спектр ГС с донорной примесью с учетом смешивания состояний, отщепляющихся от всех $2D$ подзон размерного квантования. При этом одномерные огибающие

$f_n(z)$ и одноэлектронный спектр $E_n(k)$ несут информацию о профиле $1D$ потенциала данной ГС, а также об особенностях зонной структуры полупроводников, образующих ГС, или, более конкретно, об их эффективных массах и об отклонении закона дисперсии от параболичности при малых k . Электростатическая функция Грина учитывает различия диэлектрических проницаемостей в материалах КЯ и барьерных слоев.

4. Нетрудно убедиться в том, что диагональные элементы матрицы (8) значительно больше недиагональных при одних и тех же β и z_0 : $W_{nn} \gg W_{nn'}$, $n \neq n'$. Это неравенство, непосредственно следующее из условия ортогональности одномерных огибающих функций, еще более усиливается в случае существенно асимметричных ГС, в которых огибающие, соответствующие разным подзонам размерного квантования, как правило, локализованы (в основном) в различных КЯ. Поэтому, в нулевом приближении, можно пренебречь недиагональными элементами в (9) и решать независимые друг от друга уравнения для каждого n . При этом от каждой подзоны отщепляется серия уровней энергии, соответствующих (в принятом приближении) локализованным вдоль оси ГС состояниям [3]. Дальнейший учет недиагональных членов в (9) приводит как к некоторому уточнению значений энергии таких уровней (при снятии вырождения некоторых из них), так и к превращению всех уровней, кроме отщепившихся от нижней подзоны, в квазистационарные [3].

Уравнение, определяющее в нулевом приближении вклад $\langle n\beta|0\rangle$ n -подзоны в огибающую функцию состояния, связанного с донорной примесью, запишем в виде

$$\left[E_n^{(0)} - \frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 + V_n e^2 W_{nn}(\beta, z_0) - E \right] \langle n\beta|0\rangle = 0. \quad (10)$$

Здесь $E_n^{(0)}$ и m_n — энергия (при $k=0$) и эффективная масса электрона в n -подзоне. Учитывающий (при малых k) непараболичность n -подзоны оператор V_n в k -представлении можно записать как [14,15]

$$V_n = \frac{\hbar^2}{2m_0} b_n^2 k^4, \quad (11)$$

где m_0 — масса свободного электрона, типичные значения феноменологического параметра b_n заключены между 10^{-7} и 10^{-6} см. Влияние оператора (11) естественно учитывать как возмущение, поскольку при возрастании k вклад огибающих функций локализованных состояний в энергию связи становится малосущественным, начиная с $k \approx a_l^{-1}$, где a_l — характерный радиус локализации электрона на примесном центре. Такой подход позволяет избежать повышения порядка дифференциального уравнения (10) и, соответственно, необходимости формулирования

дополнительных условий для огибающих на гетерограницах.

Решение уравнения (10) найдем вариационным методом. Пробную огибающую функцию основного состояния естественно выбрать в виде $2D$ водородоподобной орбитали

$$\langle n\beta|0\rangle = \sqrt{\frac{2\kappa^2}{\pi}} \exp(-\kappa\beta) \quad (12)$$

с единственным вариационным параметром κ . Энергия основного состояния определяется минимумом функционала, вид которого легко установить непосредственно из уравнения (10). Так, вклад второго слагаемого в (10), очевидно, равен $\hbar^2 \kappa^2 / 2m_n$. Вклад третьего слагаемого в форме (11) также легко определить [14]:

$$V_n(\kappa) = \frac{\hbar^2 b_n^2 \kappa^4}{m_0} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{\pi}{\kappa a} \right)^2 \right] - \frac{3}{2} \right\}. \quad (13)$$

Логарифмическое слагаемое в (13), как обычно, получается вследствие обрезания соответствующей подынтегральной функции на границе $2D$ зоны Бриллюэна. Простой способ построения электростатической функции Грина [19], использованный в [14,15] при рассмотрении экситонов в асимметричных системах КЯ, может быть применен и при вычислении вклада W_{nn} в функционал энергии. Здесь мы, так же, как и в [19], ограничимся учетом слагаемых не выше 1-го порядка по малому параметру $\nu = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2)$, где ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрические проницаемости материалов КЯ и барьерных слоев. Одноэлектронные огибающие функции $f_n(z)$ и эффективные массы m_n в $2D$ подзонах определяются численными методами [19]. Процедура вычисления кулоновского вклада в функционал, подлежащий варьированию, существенно упрощается, если ввести универсальную функцию [3,14]

$$F(\varsigma) = \varsigma \left\{ \frac{\pi}{2} [H_1(\varsigma) - Y_1(\varsigma)] - 1 \right\}, \quad (14)$$

где $Y_1(\varsigma)$ и $H_1(\varsigma)$ — функции Бесселя и Струве соответственно, а аргумент ς является определенной линейной комбинацией переменной интегрирования z и z -координат гетерограниц [14,19]. Отметим, что через функцию (14) выражается вклад любого порядка по ν в функционал энергии.

5. Минимизируя (численными методами) определенный таким образом функционал, можно получить зависимость энергии связи мелкого донора от его положения z_0 в ГС. На приводимых далее рисунках представлены результаты расчета энергии связи мелкой донорной примеси в ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ с двумя КЯ, разделенными туннельно-прозрачным барьером; внешние барьерные слои предполагаются полубесконечными. На рис. 1 показана зависимость энергии связи (в мэВ) мелкого донорного состояния,

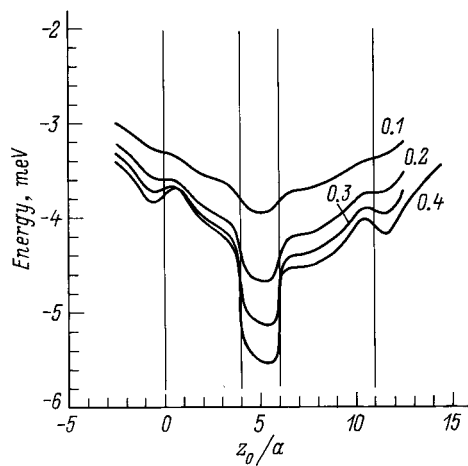


Рис. 1. Зависимость энергии основного состояния мелкого донора от его положения в ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ 4–2–5. Значения концентрации Al в барьерах (x) указаны у соответствующих кривых.

отщепляющегося от нижней ($n = 1$) 2D подзоны зоны проводимости ГС 4–2–5 (ширина левой КЯ равна $4a$, внутреннего барьера — $2a$, правой КЯ — $5a$), от положения z_0 примеси в ГС. Здесь и на последующих рисунках энергия отсчитывается от края соответствующей подзоны, одно деление на горизонтальной оси соответствует постоянной решетки $a = 5.65 \text{ \AA}$, значение параметра b_n принято равным 25 \AA . Цифра у кривых на рис. 1 обозначена концентрация Al в барьерных слоях ($x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$). Зависимость энергии связи от z_0 представляет собой достаточно сложную немонотонную функцию с довольно глубоким минимумом, приходящимся на внутренний барьер. Это связано как с тем, что диэлектрическая проницаемость в барьерах меньше, чем в КЯ, так и с весьма заметной величиной одноэлектронной огибающей при $n = 1$ в области предельного узкого ($2a$) внутреннего барьера. Минимумы вблизи внешних гетерограниц обусловлены главным образом координатной зависимостью диэлектрической проницаемости. Зависимость энергии связи от x определяется двумя эффектами — углублением КЯ с ростом x , сопровождающимся увеличением степени локализации 1D огибающей, и возрастанием параметра ν .

Вывод о том, что энергия связи электрона на примесном центре, расположенном в барьере, может превышать энергию связи электрона для примесного центра внутри КЯ, не представляется неожиданным именно потому, что в асимметричных системах КЯ огибающие функции в области внутренних (достаточно тонких) барьеров могут иметь величину, сравнимую с их величиной в области КЯ. Поэтому учет различия диэлектрических свойств материалов КЯ и барьеров может приводить к заметному изменению энергии связи, в особенности, если учесть, что в ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ при $x \approx 0.4$ это различие достигает

величины около 10% и пренебрежимо малым, вообще говоря, считаться не может. В связи с этим отметим, что в периодической сверхрешетке [20], как и в симметричной системе КЯ (рис. 2), огибающая функции нижней подзоны имеет заметный минимум в области барьера, поэтому учет различия диэлектрических проницаемостей не может привести к качественному изменению характера зависимости энергии связи от положения примеси в сверхрешетке или системе КЯ.

На рис. 3 представлены данные для ГС 5–4–3 при $x = 0.3$. Кривые, обозначенные $C1$ и $C2$, соответствуют энергии основного состояния, отщепляются от подзон с $n = 1$ и $n=2$. Видимая асимметрия обеих показанных на этом рисунке зависимостей очевидно связана с асимметрией огибающих $f_1(z)$ и $z_2(z)$: первая из них сосредоточена в основном в левой (более широкой) КЯ, тогда как основной экстремум второй приходится на область более узкой КЯ. ГС с еще более сильной локализацией 1D огибающих, 8–4–4, демонстрирует, соответственно, и более сильную зависимость энергии связи донорного состояния от z_0 (рис. 4).

6. Найденное в нулевом, основанном на уравнении (10), приближении значение энергии связи может быть уточнено, если учесть по теории возмущений недиагональные элементы в правой части (9). Далее, для простоты мы ограничимся учетом двух нижних 2D подзон с $n = 1$ и $n = 2$. В этом случае (9) можно записать как

$$(E - H_1)\psi_1 = H_{12}\psi_2, \quad (E - H_2)\psi_2 = H_{21}\psi_1. \quad (15)$$

Здесь $H_n = E_n(-i\nabla) - e^2W_{nn}$, $H_{nn'} = -e^2W_{nn'}$ при $n \neq n'$, $\psi_n \equiv \langle n, \beta | \rangle$. Вводя операторы Грина $G_n(E) = (E - H_n)^{-1}$, можно преобразовать систему

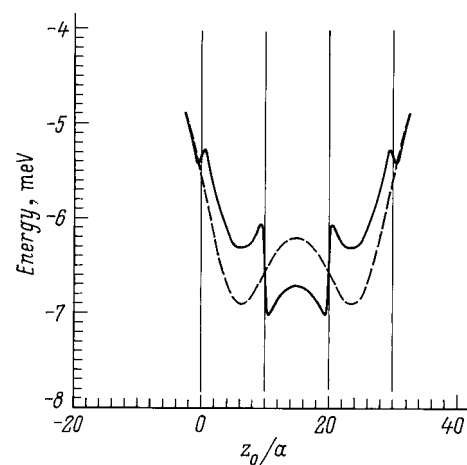


Рис. 2. Зависимость энергии основного состояния мелкого донора от его положения в ГС $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As-GaAs}$ 10–10–10. Штриховой линией представлены результаты расчета без учета различия диэлектрических проницаемостей в материалах КЯ и барьеров.

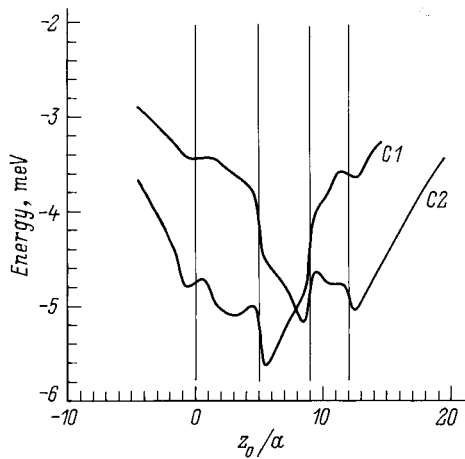


Рис. 3. Зависимость энергии основного состояния мелкого донора от его положения в ГС $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As-GaAs}$ 5–4–3. Кривые $C1$ и $C2$ соответствуют состояниям, отщепляющимся от первой и второй подзон размерного квантования; энергия в каждом случае отсчитывается от края соответствующей подзоны.

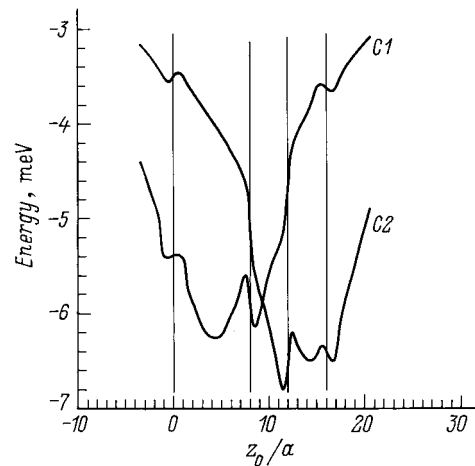


Рис. 4. Зависимость энергии основного состояния мелкого донора от его положения в ГС $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As-GaAs}$ 8–4–4. Кривые $C1$ и $C2$ соответствуют состояниям, отщепляющимся от первой и второй подзон размерного квантования; энергия в каждом случае отсчитывается от края соответствующей подзоны.

уравнений (15) к эквивалентному уравнению

$$(H_1 + H_{12}G_2(E)H_{21})\psi_1 = E\psi_1, \quad (16)$$

которое формально выглядит как уравнение Шредингера, но содержит зависящий от энергии дополнительный вклад в потенциал, $H_{12}G_2(E)H_{21}$. Представим энергию основного состояния в виде $E = E_{10}^{(0)} + E_{10}^{(1)}$, где $E_{10}^{(0)}$ — решение уравнения (10) при $n = 1$, а первая поправка к энергии, $E_{10}^{(1)}$, определяется по теории возмущений:

$$E_{10}^{(1)} = \langle \psi_1^{(0)} | H_{12}G_2(E_{10}^{(0)})H_{21} | \psi_1^{(0)} \rangle. \quad (17)$$

Здесь $\psi_n^{(0)} \equiv \langle n\beta |$, аргумент E в операторе Грина заменен своим нулевым приближением $E_{10}^{(0)}$, угловые скобки в (17) означают интегрирование по β . Нетрудно убедиться в том, что $E_{10}^{(1)} < 0$, т.е. учет второй подзоны приводит к некоторому углублению отщепляющегося от первой подзоны уровня энергии основного состояния донорной примеси. Действительно, знак выражения (17) совпадает со знаком энергетического знаменателя функции Грина. Аналогичные рассуждения показывают, что отщепляющийся от второй подзоны уровень основного состояния, напротив, под влиянием состояний первой подзоны становится более мелким, т.е. имеет тенденцию приближаться к краю подзоны с $n = 2$. В случае ГС с достаточно узкими КЯ и барьерами легко сделать порядковую оценку величины смещения уровней в результате межподзонного взаимодействия. Как уже отмечалось, величина матричного элемента оператора H_{12} во всяком случае меньше характерной кулоновской энергии $Ry^{(n)} = m_n e^4 / 2 \epsilon^2 \hbar^2$, где ϵ — некоторая

средняя диэлектрическая проницаемость структуры. Величина же энергетического знаменателя функции Грина в (17) может быть оценена как $\Delta_{21} = E_2^{(0)} - E_1^{(0)}$ при условии, что $\Delta_{21} \gg Ry^{(n)}$. Это условие, очевидно выполняется в случае КЯ и барьеров нанометровых размеров. Поэтому

$$\frac{|E_{10}^{(1)}|}{Ry^{(1)}} < \frac{Ry^{(1)}}{\Delta_{21}}; \quad (18)$$

аналогичное неравенство имеет место и для величины $E_{20}^{(1)}$. В этом смысле можно говорить, что в наноструктурах кулоновские серии уровней донорной примеси "повешены" к каждой из подзон размерного квантования [3].

7. Очевидно, что учет конечного числа подзон размерного квантования не может существенно повлиять на неравенство (18). Необходимо, однако, оценить вклад в энергию связи квазиконтинуума состояний зоны проводимости. Для этого можно воспользоваться системой уравнений (9), которая во 2-м порядке по недиагональным матричным элементам оператора кулоновского взаимодействия приводит к уравнению для определения энергии основного состояния донорной примеси:

$$(E - E_{10}) = \sum_{n \neq 1} \sum_{\nu} \frac{|\langle 10 | W_{ln} | n\nu \rangle|^2}{E - E_{n\nu}}. \quad (19)$$

Здесь $|n\nu\rangle$ — огибающая функция донорного состояния, соответствующая n -подзоне размерного квантования, ν — набор поперечных квантовых чисел, переходящий в сплошной спектр в поперечный квазиимпульс (так же, как n переходит в этом случае

в продольный квазиимпульс). Отметим, что двухподзонном приближении (15) выражение (19) становится точным.

Ограничимся случаем достаточно узких систем КЯ, когда их характерный размер $d < a_1$, где a_1 эффективный $2D$ боровский радиус донорного состояния, отщепившегося от первой подзоны. Кроме того, будем считать, что КЯ достаточно глубоки, так что их глубина $\Delta E_c \gg \hbar^2/2m_c d^2$; здесь m_c — эффективная масса зоны проводимости. При этих условиях грубая оценка сверху вклада квазиконтинуума в (19) дает

$$(E - E_{10})_{\text{cont}} \sim -Ry^{(1)} \left(\frac{d}{a_1} \right)^2 \ln \left[1 + \frac{a}{d} \frac{E_c}{\Delta E_c} \right]. \quad (20)$$

Здесь обозначено $E_c \approx \pi \hbar^2/m_c a^2$ — характерная энергия порядка ширины зоны проводимости, a — постоянная решетки. Логарифмическая зависимость энергии связи от ширины полосы квазиконтинуума состояний позволяет не принимать во внимание вклад этих состояний по крайней мере в случае относительно узких систем КЯ, когда $d < z_1$.

8. При однородном легировании ГС с донорной примесью связан определенный набор кулоновских серий уровней, которые обусловлены примесями, расположенными в каждом монослое ГС. Это обстоятельство может быть причиной уширения и ослабления примесных полос в оптических спектрах ГС, а также ограничивать по сравнению с глубокими примесями возможность управления положениями квазиуровней Ферми при помощи внешнего электрического поля [13].

В заключение отметим, что даже в ГС с предельно узкими КЯ и барьерами (шириной $2 \div 3a$) энергия связи мелкого донора, как правило, существенно меньше своего $2D$ предельного значения; ее величина определяется в основном геометрией ГС (через одноэлектронный спектр $E_n(k)$ и одномерные огибающие f_n) и различием диэлектрических свойств компонентов ГС из-за модификации кулоновского взаимодействия и формирования поля зарядов-изображений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и МНТП России "Физика твердотельных наноструктур". Один из авторов (В. Белявский) благодарен ISSEP за поддержку этой работы (грант N 824-p).

Список литературы

- [1] H. Sakaki. Sol. St. Sci., **97**, 2 (1991).
- [2] R. Dingle, H. Störmer, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett., **33**, 665 (1978).
- [3] В.А. Чаплик, М.В. Энгин. ЖЭТФ **61**, 2496 (1971).
- [4] G. Bastard. Phys. Rev. B, **24**, 4714 (1981).
- [5] R.L. Greene, K.K. Bajaj. Sol. St. Commun., **45**, 825 (1983).
- [6] T. Tanaka, N. Nagaoka, T. Yamabe. Phys. Rev. B, **28**, 7068 (1983).

- [7] W. Lu, J.J. Quinn. Phys. Rev. B, **31**, 2348 (1985).
- [8] C. Mailhot, Y.C. Chang, T.C. Mc Gill. Phys. Rev. B, **26**, 4449 (1982).
- [9] S. Fraizzoli, F. Bassani, R. Buczko. Phys. Rev. B, **41**, 5096 (1990).
- [10] D.B. Tran Troai. Physica B, **175**, 373 (1991).
- [11] А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **57**, 580 (1993).
- [12] А.А. Gorbachevich, V.V. Капаев, Yu.V. Копеев, V.Yu. Kremlev. Phys. Low-Dim. Struct., **5**, 57 (1994).
- [13] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Н.В. Корняков, С.В. Шевцов. Письма ЖЭТФ, **61**, 1004 (1995).
- [14] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, С.Т. Павлов, С.В. Шевцов. Письма ЖЭТФ, **61**, 279 (1995).
- [15] V.I. Belyavsky, Yu.V. Копеев, S.V. Shevtsov. Sol. St. Commun., **94**, 715 (1995).
- [16] G. Bastard, J.A. Brum, R.Ferreira. Sol. St. Phys., **44**, 229 (1990).
- [17] M. Altarelli. Springer Proc. Phys., **25**, 170 (1988).
- [18] D.A. Broido, L.J. Sham. Phys. Rev. B, **34**, 3917 (1986).
- [19] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Н.В. Корняков, С.В. Шевцов. ФТТ, **37**, 3147 (1995).
- [20] Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. ФТП, **25**, 1780 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

The binding energy of shallow donors in asymmetrical quantum well systems

V.I. Belyavsky*, M.V. Goldfarb*, Yu.V. Kopeev, S.V. Shevtsov*

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

*Voronezh State Pedagogical University,
394043 Voronezh, Russia

Abstract The binding energy of shallow donor impurity depends on the impurity position in an asymmetrical system of coupled quantum wells. This dependence is, mainly, due to the one-electron envelope function shape and the difference between the dielectric constants of quantum well and barrier materials. An explicit technique is suggested to obtain the binding energy and the envelope functions of shallow donor states in type-I heterostructures with sufficiently narrow wells and barriers. We present the results of the calculations related to $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ structures without any restrictions on well and barrier sizes.