

## Энергия связи кулоновских акцепторов в системах квантовых ям

© В.И. Белявский\*, М.В. Гольдфарб\*, Ю.В. Копаев

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

\*Воронежский государственный педагогический университет,  
394043 Воронеж, Россия

(Получена 21 июня 1996 г. Принята к печати 19 декабря 1996 г.)

Энергия связи кулоновского акцепторного состояния в гетероструктуре типа I с несколькими туннельно-связанными квантовыми ямами исследована в зависимости от положения примеси в структуре. Показано, что особенности размерно-квантованных состояний дырок существенно влияют на величину энергии связи, особенно при возникновении подзон с отрицательными эффективными массами.

1. Перспективы реализации физических приборов на основе полупроводниковых наноструктур (НС) стимулируют их активное исследование [1]. Дополнительные возможности в создании НС с заданными свойствами открывает возможность их селективного легирования [2]. При этом очевидно, что энергетический спектр и огибающие функции примесных состояний определяются особенностями размерно-квантованных состояний и положением примеси в данной НС. Теоретически водородоподобные состояния в изолированной бесконечно глубокой квантовой яме (КЯ) исследованы в [3] и в дальнейшем уточнялись с учетом конечной высоты барьеров, различия диэлектрических проницаемостей и эффективных масс в материалах КЯ и барьерных слоев, а также особенностей структуры валентной зоны [4–6]. Экспериментальные исследования [7] подтверждают вывод о том, что энергия связи акцепторной примеси зависит от положения последней в НС. В связи с этим особый интерес представляют асимметричные системы КЯ, в которых наиболее эффективна передислокация огибающих функций носителей под действием внешних полей [8], что позволяет использовать эти структуры как элементы интегральных схем нанoeлектроники [9]. Передислокация огибающих влияет и на спектр примесей, расположенных в ГС и способных заметно повлиять на свойства структуры.

В большинстве работ, посвященных изучению локализованных состояний в НС, используется вариационный метод в приближении эффективной массы. Результаты подобных расчетов сильно зависят от вида пробных вариационных функций [10]. Настоящая работа посвящена изучению мелких акцепторных состояний в асимметричных НС с КЯ, таких как  $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ . Мы воспользуемся методикой, примененной ранее [11,12] для описания экситонных состояний в структурах с достаточно узкими КЯ и туннельно-прозрачными барьерами. Применительно к примесным центрам она заключается в разложении локализованных огибающих функций примесного центра по двумерному (2D) базису в пространстве огибающих функций свободных носителей в данной НС. При этом сравнительно несложно учесть различия эффективных масс и диэлектрических проницаемостей материалов КЯ и барьеров, а также,

что наиболее важно, эффекты непараболичности валентной зоны. Метод эффективной массы, использующий определенную информацию о структуре энергетических зон массивного полупроводника, будучи примененным к исследованию локализованных состояний в НС, сталкивается с серьезными трудностями, связанными с необходимостью учета потенциала, обеспечивающего пространственное ограничение электронов и дырок и понижающего симметрию системы. Поэтому представляется естественным в основу описания локализованных состояний положить такой вариант метода эффективной массы, который бы учитывал необходимую информацию непосредственно о структуре 2D подзон размерного квантования изучаемой НС. Таким образом могут быть приняты во внимание эффекты, связанные со сложной структурой валентной зоны, в частности смешивание состояний тяжелых и легких дырок [13]. При рассмотрении акцепторных состояний приближение, учитывающее лишь одну подзону, оказывается недостаточным, поскольку энергия связи акцептора (в отличие от мелких доноров [3,14]), вообще говоря, сравнима с характерным расстоянием между подзонами в НС. Ширина рассматриваемых квантовых ям и барьеров, разумеется, является одним из факторов, определяющих точность расчетов в рамках метода огибающих функций в приближении эффективной массы. Считается [8], что метод достаточно эффективен, если характерные размеры ям и барьеров превышают величину порядка десятка ангстрем. Именно такой порядок величины имеют характерные размеры элементов структур, рассмотренных нами в приводимых в статье численных примерах. В этой статье не ставится задача вычисления энергии связи примесного состояния со спектроскопической точностью, а определение качественной зависимости энергии связи от положения примеси в структуре. Для этой цели метод огибающих функций в приближении эффективной массы представляется наиболее приемлемым [8].

2. Представим эффективный гамильтониан в виде  $H = H^{(0)} + U$ , где  $H^{(0)}$  — гамильтониан свободных дырок в данной НС,  $U$  — оператор кулоновского взаимодействия дырки с примесным центром. Огибающую

функцию акцепторного состояния запишем как

$$|\rangle = \sum_{\lambda, \beta} |\lambda\beta\rangle \langle \lambda\beta|, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — комбинированный индекс, включающий индекс валентной зоны (тяжелых  $HH$ - или легких  $LH$ -дырок) и номер  $n$  подзоны размерного квантования,  $\beta$  — 2D радиус-вектор элементарной ячейки в плоскости НС. Базисные функции  $|\lambda\beta\rangle$  можно представить в виде линейной комбинации функций

$$|\lambda k\rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} f_{\lambda k}(z) \exp(ik\rho), \quad (2)$$

образующих базис, в котором диагонален оператор Гамильтона свободных дырок. Здесь  $S$ -площадь ГС,  $k$  — 2D квазиволновой вектор. Поскольку эффективный радиус локализации примесных состояний в полупроводниках превышает постоянную решетки  $a$ , определяющий вклад в формирование огибающих  $|\rangle$  вносит относительно малая область квазиимпульсов в окрестности центра 2D зоны Бриллюэна,  $ka \ll 1$ . Кроме того, недиагональные элементы гамильтониана Латтинджера, который обычно используется для описания дырочных состояний в полупроводниковых НС [8], при  $k \rightarrow 0$  гораздо меньше диагональных, так что при малых  $k$  возможна упрощенная классификация дырочных состояний, связанных с их характером при  $k = 0$ . С учетом сказанного можно пренебречь зависимостью одномерных (1D) огибающих функций  $f_{\lambda k}(z)$  от  $k$ , обозначая их просто  $f_{\lambda}(z)$ . В этом случае базис

$$|\lambda\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k |\lambda k\rangle \exp(-ik\beta) \quad (3)$$

вырождается в точечный (в плоскости НС) базис, промодулированный огибающими функциями  $f_{\lambda}(z)$ ; здесь  $N$  — число элементарных ячеек в плоскости НС.

Система уравнений для коэффициентов разложения огибающей функции локализованного состояния по базису (3) имеет вид

$$(E - E_{\lambda}(-i\nabla)) \langle \lambda\beta| \rangle = \sum_{\lambda'\beta'} \langle \lambda\beta|U|\lambda'\beta'\rangle \langle \lambda'\beta'| \rangle, \quad (4)$$

где  $E_{\lambda}(k)$  — 2D закон дисперсии дырки в  $\lambda$ -подзоне,  $\nabla$  — 2D оператор градиента. Матричные элементы оператора кулоновского взаимодействия диагональны по  $\beta$ , поэтому, вводя сокращенные обозначения  $\langle \lambda\beta|U|\lambda'\beta'\rangle \equiv U_{\lambda\lambda'}$  и, кроме того,  $U_{\lambda\lambda} \equiv U_{\lambda}$ , можно определить операторы  $H_{\lambda} = E_{\lambda}(-i\nabla) + U_{\lambda}$  и переписать (4) как

$$(E - H_{\lambda}) \langle \lambda\beta| \rangle = \sum_{\lambda' \neq \lambda} U_{\lambda\lambda'} \langle \lambda'\beta'| \rangle. \quad (5)$$

Решение системы уравнений (5) позволяет определить огибающие функции и энергетический спектр НС с акцепторной примесью с учетом смешивания состояний,

отщепляющихся от всех 2D подзон. При этом вся информация о профиле 1D потенциала дырки в данной НС, а также об эффективных массах дырок в материалах КЯ и барьеров, содержится в законе дисперсии  $E_n(k)$  и 1D огибающих функциях дырок.

3. Рассмотрим случай, когда акцепторное состояние формируется исключительно состояниями зоны тяжелых дырок, и воспользуемся для простоты двухподзонным приближением, т.е. в (5) учтем всего две подзоны:  $HH1$  и  $HH2$ ; индекс валентной зоны  $HH$  далее опускаем, таким образом, роль  $\lambda$  теперь играет номер подзоны ( $n = 1$ ) 2D подзоны с учетом влияния состояний верхней ( $n = 2$ ) подзоны. Отметим, что используемый здесь приближенный подход к описанию локализованных состояний может быть применен и для учета влияния всех остальных подзон. Подобное усложнение принципиально не изменяет качественную картину, полученную в двухподзонном приближении. Используя для  $\langle \lambda\beta| \rangle$  обозначение  $\psi_n(\beta)$  и определяя операторы Грина для гамильтонианов  $H_n$  ( $n = 1, 2$ ) как  $G_n(E) = (E - H_n)^{-1}$ , систему двух уравнений (5) можно свести к одному уравнению

$$(E - H_1)\psi_1 = U_{12}G_2(E)U_{21}\psi_1, \quad (6)$$

которое можно рассматривать как некое уравнение Шредингера с зависящим от энергии потенциалом.

Пусть  $\varphi_{n\nu}(\beta)$  — собственные функции оператора  $H_n$ , где  $\nu$  — 2D квантовое число, нумерующее собственные функции оператора  $H_n$ . Представим функцию Грина  $G_n(E)$  в виде разложения Гильберта–Шмидта:

$$G_n(E; \beta, \beta') = \sum_{\nu} \frac{\varphi_{n\nu}^*(\beta')\varphi_{n\nu}(\beta)}{E - E_{n\nu}}, \quad (7)$$

где  $E_{n\nu}$  — спектр оператора  $H_n$ . Система функций  $\varphi_{n\nu}(\beta)$  является полной, поэтому  $\psi_n(\beta)$  можно представить в виде разложения по этой системе

$$\psi_n(\beta) = \sum_{\nu} a_{n\nu}\varphi_{n\nu}(\beta) \quad (8)$$

и привести уравнение (6) к виду

$$\{E - E_{1\nu} - W_{\nu\nu'}(E)\}a_{1\nu} = \sum_{\nu' \neq \nu} W_{\nu\nu'}(E)a_{1\nu'}, \quad (9)$$

где

$$W_{\nu\nu'}(E) \equiv \sum_{\mu} \frac{u_{\nu\mu}^{12}u_{\mu\nu'}^{21}}{E - E_{2\mu}}, \quad (10)$$

$$\sum_{\beta} \varphi_{1\nu}^*(\beta)U_{12}(\beta)\varphi_{2\mu}(\beta) \equiv u_{\nu\mu}^{12};$$

$$\sum_{\beta'} \varphi_{2\mu}^*(\beta')U_{12}(\beta')\varphi_{1\nu'}(\beta') \equiv u_{\mu\nu'}^{21}. \quad (11)$$

При определении энергии кулоновского взаимодействия дырки с примесным центром заметное влияние может оказать различие диэлектрических проницаемостей

КЯ и барьеров. Кулоновские матричные элементы могут быть записаны как

$$U_{nn'}(\beta, z_0) = \int dz f_n^*(z) G(\beta, z, z_0) f_{n'}(z), \quad (12)$$

где введена электростатическая функция Грина  $G(\beta, z, z_0)$ , в явном виде для рассматриваемых здесь НС выписанная, например, в [11]. Имеются основания полагать, что недиагональные элементы (10) гораздо меньше диагональных  $W_{\nu\nu'} \ll W_{\nu\nu}$ ,  $\nu \neq n'$ . Это неравенство следует из условия ортонормированности 1D огибающих функций и тем более справедливо в случае асимметричных НС, в которых огибающие, соответствующие разных подзонам, как правило, имеют максимумы в различных КЯ. Поэтому в нулевом приближении энергия уровня  $E_{1\nu}$ , отщепившегося от нижней подзоны, может быть найдена из решения уравнения

$$E - E_{1\nu} - W_{\nu\nu}(E) = 0. \quad (13)$$

Таким образом, в этом приближении определение энергетического спектра мелкого акцептора в НС сводится к вычислению спектра  $E_{1\nu}$ , рассчитанного с учетом лишь одной нижней подзоны, и поправки  $W_{\nu\nu}$ , связанной с влиянием состояний соседней подзоны.

4. Уравнение, определяющее вклад  $n$ -й подзоны в огибающую функцию акцептора без учета состояний соседних подзон, можно записать в виде [11]

$$\left[ E_n^{(0)} - \frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 + V_n - U_{nn}(\beta, z_0) - E \right] \psi_n(\beta) = 0. \quad (14)$$

Здесь  $E_n^{(0)}$  и  $m_n$  — энергия (при  $k = 0$ ) и эффективная масса дырки в  $n$ -подзоне. Оператор  $V_n$ , учитывающий (при малых  $k$ ) непараболичность  $n$ -подзоны, можно записать как [11]  $V_n = \hbar^2 b_n^2 k^4 / 2m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона, типичные значения феноменологического параметра  $b_n$  заключены между 10 и 100 Å [11]. Решение уравнения (14) может быть получено вариационным методом, при этом пробную огибающую функцию основного состояния естественно выбрать в виде 2D водородоподобной орбитали

$$\langle n\beta | 0 \rangle = \sqrt{\frac{2\kappa^2}{\pi}} \exp(-\kappa/\beta) \quad (15)$$

с единственным вариационным параметром  $\kappa$ . Следует отметить, что другой приближенный метод расчета энергетического спектра [15], использованный в [11,12] для исследования экситонных состояний, приводит к вполне аналогичным результатам.

Метод [15] основан на представлении гамильтониана в (14) в виде

$$H_n = H_n^{(C)}(\chi) + H_n^{(1)}(\chi), \quad (16)$$

где

$$H_n^{(C)}(\chi) = E_n^{(0)} - \frac{\hbar^2}{2m_n^*} \nabla^2 + \frac{\chi e^2}{\beta}, \quad (17)$$

а оператор  $H_n^{(1)}(\chi)$  дополняет гамильтониан (17) до полного гамильтониана в уравнении (14). Обычно параметр  $\chi$  определяется из условия равенства нулю первой поправки к энергии, обусловленной оператором

$$H_n^{(1)}(\chi) = V_n + U_{nn}(\beta; z_0) - \frac{\chi e^2}{\beta}. \quad (18)$$

Оператор (17) имеет как непрерывные, так и дискретные собственные значения. Последние, очевидно, представляют собой кулоновскую серию уравнений [16] с энергиями

$$E_n^{(C)} = E_n^{(0)} + \frac{\chi^2 \text{Ry}^{(n)}}{(n + \frac{1}{2})^2}, \quad (19)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , а  $\text{Ry}^{(n)} = |m_n| e^4 / 2\hbar^2$ . Параметр  $\chi$  в (19) определяется из уравнения

$$\langle nm | H_n^{(1)}(\chi) | nm \rangle = 0, \quad (20)$$

в котором собственные  $|nm\rangle$  функции гамильтониана (17) при соответствующем выборе параметра  $\chi$  есть, как и (15), обычные волновые функции 2D атома водорода. В частности, для основного состояния огибающая функция имеет вид (15), если положить  $\kappa a_n = 2\chi$ , где  $a_n = \hbar^2 / |m_n| e^2$ . Метод [15] может быть несколько усовершенствован [17], если вместо условия (20) потребовать, чтобы энергия примесного состояния, вычисленная в 1-м порядке по возмущению (18), имела минимум как функция параметра  $\chi$ . В этом случае, очевидно, результат расчета энергии основного состояния по методике [15] вполне соответствует вариационной процедуре.

При определении поправки, связанной с влиянием состояний соседней подзоны, можно считать, что основной вклад в величину  $W_{\nu\nu}$  вносят состояния сплошного спектра. Водородоподобная серия дискретных уровней, отщепляющаяся от верхней подзоны в поле мелкого акцептора, не может заметно повлиять на величину  $W_{nn}$  при условии, что энергия связи этих состояний меньше расстояния между подзонами. В этом приближении  $\mu$ , очевидно, соответствует 2D квазиимпульсу  $k$ . Учитывая, что основной вклад в формирование локализованного состояния дают  $k \ll a^{-1}$ , (11) можно приближенно записать как

$$u_{\nu k}^{12} = -\frac{2e^2}{\epsilon} \sqrt{\frac{2\pi}{S}} B_{12}(z_0). \quad (21)$$

Здесь

$$B_{12}(z_0) = \int dz f_1^*(z) F(\kappa|z - z_0|) f_2(z), \quad (22)$$

а функция  $F(\zeta)$  при относительно небольших различиях диэлектрических проницаемостей КЯ и барьеров определяется как [11]

$$F(\varsigma) = \varsigma \left\{ \frac{\pi}{2} [H_1(\varsigma) - Y_1(\varsigma)] - 1 \right\}, \quad (23)$$

где  $Y_1(\varsigma)$  и  $H_1(\varsigma)$  — функции Бесселя и Струве соответственно. Таким образом, поправку, связанную с учетом

второй подзоны, можно оценить как

$$W_{\nu\nu}(E) \Rightarrow \left(\frac{2e^2}{\varepsilon}\right)^2 |B_{12}(z_0)|^2 \int \frac{kdk}{E - E_2(k)}, \quad (24)$$

где интегрирование производится по 2D зоне Бриллюэна.

Если закон дисперсии для второй подзоны имеет вид

$$E_2(k) = E_2^{(0)} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_2}, \quad (25)$$

то

$$W_{\nu\nu}(E) = -4Ry^{(2)} |B_{12}(z_0)|^2 \ln \left| 1 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 a^2 (E_2^{(0)} - E)} \right|, \quad (26)$$

и уравнение (13) легко может быть решено графически. Грубо энергию локализованного состояния можно оценить как

$$E \approx E_{1\nu} - 4Ry^{(2)} |B_{12}(z_0)|^2 \ln \left| 1 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 a^2 \Delta} \right|, \quad (27)$$

где  $\Delta = E_2^{(0)} - E_1^{(0)}$ .

Наиболее интересным представляется случай, когда закон дисперсии во второй подзоне соответствует дырочным возбуждениям с отрицательной эффективной массой:

$$E_2(k) = E_2^{(0)} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_2} + \frac{\hbar^2}{2m_0} b_2^2 k^4. \quad (28)$$

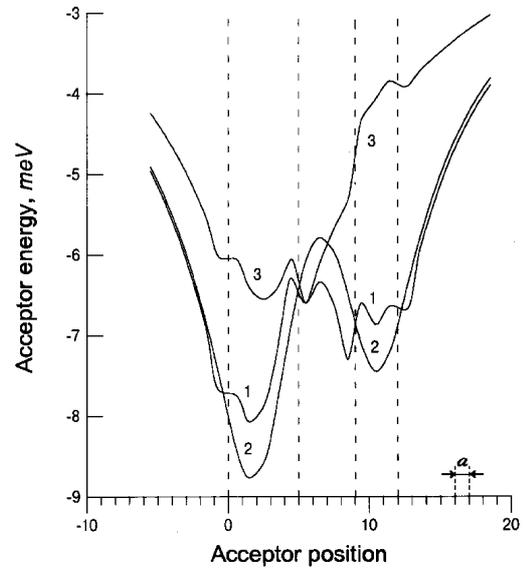
В этом случае интеграл в (19) выражается через элементарные функции:

$$W_{\nu\nu}(E) = -4Ry^{(2)} |B_{12}(z_0)|^2 \frac{1}{\sqrt{\frac{8m_2 b_2^2}{\hbar^2} (E_2^{(0)} - E) - 1}} \times \left\{ \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\frac{8m_2 b_2^2}{\hbar^2} (E_2^{(0)} - E) - 1}} \right\}, \quad (29)$$

и грубая оценка энергии примесного состояния может быть получена из решения трансцендентного уравнения

$$E - E_{1\nu} + 4\pi Ry^{(2)} |B_{12}(z_0)|^2 \times \frac{1}{\sqrt{\frac{8m_2 b_2^2}{\hbar^2} (E_2^{(0)} - E) - 1}} = 0. \quad (30)$$

5. В качестве примера на рисунке приведена зависимость (кривая 1) энергии связи акцепторного состояния от положения примеси в НС  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As-GaAs$  с двумя КЯ шириной  $5a$  и  $3a$  и барьером шириной  $4a$ , где  $a$  — постоянная решетки. Внешние барьерные слои предполагаются полубесконечными. Для данной НС расстояние между подзонами равно  $32.1$  мэВ, эффективная масса во второй подзоне отрицательна и по абсолютной величине равна  $0.079m_0$ , значение параметра  $b_n$  принято



Энергия основного состояния кулоновского акцептора как функция положения примесного атома в НС  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As-GaAs$ : 1 — с учетом подзон  $HH1$  и  $HH2$  и различия диэлектрических проницаемостей КЯ и барьеров; 2 — то же, но без учета различия диэлектрических проницаемостей; 3 — с учетом только нижней ( $HH1$ ) подзоны. Одно деление на горизонтальной оси соответствует постоянной решетки  $5.65 \text{ \AA}$ .

равным  $25 \text{ \AA}$ . Параметры НС соответствуют использованным в [11]. Для сравнения на рисунке представлены (кривая 2) результаты вычислений без учета различия диэлектрических проницаемостей в материалах КЯ и барьеров (при расчетах использовано их среднее значение). Учет одной лишь первой подзоны приводит к кривой 3, имеющей заметный минимум внутри более широкой КЯ, в которой в основном локализована 1D огибающая функции нижней подзоны.

Углубление уровня из-за влияния второй подзоны тем больше, чем сильнее перекрываются огибающие функции 2D подзон и чем меньше эффективная масса во второй подзоне и энергетический зазор между подзонами. Аналогично можно учесть влияние состояний первой подзоны на примесные (квазилокальные) уровни, отщепляющиеся от второй подзоны. В этом случае учет влияния первой подзоны уменьшает энергию связи. Поправка мала в области внутреннего барьера, где огибающая второй подзоны имеет узел, и заметно больше в ямах, где 1D огибающие велики; в этом случае вклад второй подзоны по порядку величины может быть сравним с величиной энергии связи акцепторного состояния.

Необходимо отметить, что, вопреки весьма распространенному мнению о том, что энергия связи мелкого акцептора всегда заметно превышает энергию связи донора [4], для таких распространенных НС, как  $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ , сравнительно легко привести примеры структур, в которых эти энергии сравнимы (см. рисунок, кривая 1). Однако близко (по сравнению с подзонами проводимости) расположенные валентные подзоны

и, соответственно, более равномерное распределение 1D огибающих вдоль оси роста НС приводят к тому, что зависимость энергии связи от положения примеси в НС оказывается более слабой как по сравнению с глубокими примесями [18], так и с мелкими донорами [19].

В асимметричных системах КЯ огибающие функции в области внутренних 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, тем более, что разница диэлектрических проницаемостей материалов КЯ и барьеров в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$  при  $x \sim 0.4$  составляет около 10% и пренебрежимо малой, вообще говоря, не является.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства науки и технической политики России по программе "Физика твердотельных наноструктур".

## Список литературы

- [1] H. Sakaki. *Localization and Confinement of Electrons in Semiconductors*. Springer Ser. Sol. St. Sci. (1991) v. 97, p. 2.
- [2] R. Dingle, H. Stoermer, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665 (1978).
- [3] G. Bastaed. *Phys. Rev. B*, **24**, 1714 (1981).
- [4] A. Pasquarello, L.C. Andreani, R. Buczko. *Phys. Rev. B*, **40**, 5602 (1989).
- [5] W.T. Masselink, Y.-C. Chang, H. Morkoc. *Phys. Rev. B*, **28**, 7373 (1983).
- [6] S. Chaudhury, K.K. Bagaj. *Phys. Rev. B*, **29**, 1803 (1984).
- [7] G.C. Rune, P.O. Holtz, M. Sundatam et al. *Phys. Rev. B*, **44**, 4010 (1991).
- [8] G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. *Sol. St. Phys.*, **44**, 229 (1990).
- [9] A.A. Gorbatshevich, V.V. Караев, Yu.V. Копяев, V.Yu. Kremlev. *Phys. Low-Dim. Structure*, **5**, 57 (1994).
- [10] Ф.Г. Пикус. *ФТП*, **26**, 45 (1992).
- [11] В.И. Белявский, Ю.В. Копяев, С.Т. Павлов, С.В. Шевцов. *ФТТ*, **37**, 3147 (1995).
- [12] В.И. Белявский, Ю.В. Копяев, С.Т. Павлов, С.В. Шевцов. *Письма ЖЭТФ*, **61**, 279 (1995).
- [13] Y.-C. Chang, J.N. Shulman. *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 536 (1983).
- [14] Е.М. Ивченко, А.В. Кавокин. *ФТП*, **25**, 1780 (1991).
- [15] Y.C. Lee, W.N. Mei, K.C. Lin. *J. Phys. C*, **15**, L469 (1982).
- [16] M. Shinada, S. Sugano. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **21**, 1936 (1966).
- [17] Y. Fu, K.A. Chao. *Phys. Rev. B*, **43**, 12 626 (1991).
- [18] В.И. Белявский, Ю.В. Копяев, Н.В. Корняков, С.В. Шевцов. *Письма ЖЭТФ*, **61**, 1004 (1995).
- [19] В.И. Белявский, М.В. Гольдфарб, Ю.В. Копяев, С.В. Шевцов. *ФТП* (в печати).

Редактор В.В. Чалдышев

## Binding energy of Coulomb acceptors in quantum well systems

V.I. Belyavsky\*, M.V. Goldfarb\*, Yu.V. Kopyaev

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

\*Voronezh State Pedagogical Institute,  
394043 Voronezh, Russia

**Abstract** Binding energy of Coulomb acceptor state in type-I heterostructure with a few coupled quantum wells is investigated as a function of the impurity position in a structure. It is shown that there is an essential influence of the character of size-quantized hole states on the binding energy value, particularly, in the case of arising of subbands with negative effective masses.