

# Управление энергией межзонных и межподзонных переходов в квантовых ямах с помощью локализованных изоэлектронных возмущений

© К. Дуринян, А. Затикян, С. Петросян<sup>†</sup>

Ереванский государственный университет,  
375049 Ереван, Армения

(Получена 5 июля 2001 г. Принята к печати 28 августа 2001 г.)

В простом однозонном приближении исследовано влияние встроенных притягивающих или отталкивающих  $\delta$ -образных потенциалов на энергетический спектр носителей заряда и силы осцилляторов для оптических переходов в квантовых ямах. Показано, что влияние  $\delta$ -образных возмущений на величину и знак сдвига энергетических уровней существенно зависит от точки действия возмущения и от неоднородности эффективной массы. Расчет силы осцилляторов для межподзонных переходов подтверждает возможность создания таким путем спаренных квантовых ям с интересными нелинейными свойствами.

## 1. Введение

Межзонные и межподзонные оптические переходы в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) привлекают большое внимание благодаря широким возможностям их использования в полупроводниковых лазерах и фотоприемниках инфракрасного излучения [1,2]. При этом часто возникает необходимость управления энергетическим положением двумерных подзон, а также степенью локализации волновых функций электронов и дырок в КЯ. При заданных материалах КЯ и окружающих их барьерных слоев такое управление обычно осуществляется подбором ширины ямы или (и) состава твердого раствора (т.е. глубины ямы). В результате одновременно изменяются характеристики электронных состояний, принадлежащих всем подзонам размерного квантования. Ясно, что такой путь не всегда является удобным, так как между требованиями обеспечения необходимого электронного спектра и уменьшения темнового тока фотоприемника могут возникнуть противоречия [2]. Поэтому для преодоления этой трудности вместо обычной КЯ иногда используются более сложные гетероструктуры. В работе [3] для раздельного управления электронными и оптическими свойствами КЯ впервые предложен метод планарного изоэлектронного возмущения, создающего  $\delta$ -образные отталкивающий или притягивающий потенциалы в центре КЯ. Основная идея такого подхода заключается в том, что такое локализованное возмущение существенно влияет на энергетическое положение четных подзон размерного квантования, оставляя при этом практически нетронутыми состояния, принадлежащие нечетным подзонам, волновая функция которых в точке действия  $\delta$ -возмущения имеет узел.

Экспериментальное исследование оптического поглощения и фотолюминесценции таких КЯ [4,5] показало, что, действительно, наличие такого возмущения позволяет значительно изменить энергетическое расстояние между подзонами по сравнению с обычной КЯ. Если

же  $\delta$ -возмущение расположено не в середине КЯ, то оно начинает влиять и на состояния нечетных подзон электронов и дырок. При этом помимо сдвига уровней, наличие  $\delta$ -возмущений изменяет и симметрию волновых функций, в результате чего меняются правила отбора и силы осцилляторов для внутризонных и межзонных оптических переходов. Недавно было показано, что ввод изоэлектронного возмущения позволяет значительно улучшить излучательные характеристики непрямозонных КЯ на основе GaAsP/GaP [6].

В данной работе теоретически исследован энергетический спектр КЯ со встроенными отталкивающими или притягивающими потенциалами с учетом неоднородности эффективной массы. Расчеты проводились как для встроенных барьеров конечной ширины и высоты, так и для  $\delta$ -образных барьеров. Когда встроенные потенциалы сдвинуты от центра КЯ, их влияние на энергетический спектр можно с достаточной точностью описывать в приближении теории возмущения, рассматривая их как  $\delta$ -возмущения. Несмотря на то что все расчеты проведены без учета непараболичности энергетического спектра и смешивания электронных состояний, удается получить достаточно хорошее согласие с экспериментом [4,5].

## 2. Расчет энергии связанных состояний

Сначала рассмотрим случай, когда изоэлектронное возмущение находится в центре КЯ. В экспериментальной работе [5] исследованная структура представляла собою КЯ GaAs/AlAs с ограничивающим потенциалом  $U_0$ , в середину которой был внедрен тонкий слой широкозонного (AlAs) или узкозонного (InAs) материала. Эти слои, имеющие обычно толщину в несколько монослоев, создают сильно локализованные прямоугольные притягивающий и отталкивающий потенциалы высотой  $V_0$  и толщиной  $2\epsilon \ll 2a$ . Волновую функцию электрона в зоне проводимости, как обычно, можно представить в виде произведения блоховской функции  $u_c(\mathbf{r})$  в центре зоны Бриллюэна и плавно огибающей функции  $\varphi(z)$ ,

<sup>†</sup> E-mail: stpetros@www.physdep.r.am

описывающей движение электрона вдоль оси  $z$ .

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} u_c(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\rho} \varphi(z), \quad (1)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения структуры;  $\mathbf{k}_{\parallel}$ ,  $\rho(x, y)$  — соответственно двумерные волновой вектор и радиус-вектор в плоскости  $xu$ . В приближении эффективной массы огибающая функция  $\varphi(z)$  определяется из следующего уравнения Шредингера [7]:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right] \varphi(z) + \left[ V(z) + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*(z)} \right] \varphi(z) = E\varphi(z), \quad (2)$$

где  $V(z)$  — потенциальный рельеф гетероструктуры,  $m^*(z)$  — эффективная масса электрона. Решение уравнения (2) для связанных состояний  $E < U_0$  в отдельных областях можно представить, как обычно, в виде линейной комбинации экспоненциальных функций мнимого или действительного аргумента. Используя стандартные условия непрерывности  $\varphi(z)$  и  $\varphi'(z)/m^*$  на каждой гетерогранице, легко получить уравнения для определения энергий связанных состояний:

$$-\frac{m_3 k_0}{m_1 \chi} \frac{1 - \frac{m_1}{m_2} \frac{k_0}{k} \operatorname{tg} k(a - \varepsilon)}{1 + \frac{m_2}{m_1} \frac{k_0}{k} \operatorname{tg} k(a - \varepsilon)} = \begin{cases} \operatorname{th} \chi \varepsilon & \text{для четных состояний,} \\ \operatorname{cth} \chi \varepsilon & \text{для нечетных состояний,} \end{cases} \quad (3)$$

где волновые векторы даны следующими выражениями:

$$k = \sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2} E - k_{\parallel}^2}, \quad k_0 = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2} (U_0 - E) + k_{\parallel}^2},$$

$$\chi = \begin{cases} \sqrt{\frac{2m_3}{\hbar^2} (V_0 - E) + k_{\parallel}^2} & \text{отталкивающий потенциал,} \\ i \sqrt{\frac{2m_3}{\hbar^2} (V_0 + E) + k_{\parallel}^2} & \text{притягивающий потенциал.} \end{cases}$$

Полученное трансцендентное уравнение можно упростить, совершив предельный переход ( $V_0 \rightarrow \infty$ ,  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,  $V_0 \varepsilon = \text{const}$ ) от барьера конечной толщины, находящегося в центре КЯ, к  $\delta$ -образному барьеру. Обозначая через

$$C_0 = \frac{2m_3}{\hbar^2} V_0 \varepsilon$$

проницаемость барьера, для энергий четных состояний мы получим более простое уравнение:

$$-\frac{m_3 k_0}{m_1 \chi} \frac{1 - \frac{m_1}{m_2} \frac{k_0}{k} \operatorname{tg} ka}{1 + \frac{m_2}{m_1} \frac{k_0}{k} \operatorname{tg} ka} = \pm C_0 a, \quad (4)$$

где знак ”—” соответствует случаю отталкивающего, а знак ”+” — притягивающего потенциалов. Для нечетных же состояний получается уравнение, совпадающее с

аналогичным уравнением для простой КЯ. Как и следовало ожидать, наличие  $\delta$ -барьера в центре КЯ не влияет на энергетическое положение нечетных подзон. В случае же, когда  $\delta$ -образное возмущение находится не в центре структуры, а сдвинуто влево или вправо в точку  $z_0$ , получить простые аналитические результаты не представляется возможным. Величину сдвига энергетических уровней в этом случае легко можно оценить с помощью теории возмущений. Сравнивая результаты такого подхода с результатами точного решения в частном случае, когда возмущение расположено в центре КЯ ( $z_0 = 0$ ), можно заключить, что, ограничиваясь 2-м порядком теории возмущений, можно описать сдвиг уровней с точностью порядка 5%. Взяв возмущающий потенциал в виде

$$H' = \frac{\hbar^2}{m_3} C_0 \delta(z - z_0) \quad (5)$$

и зная энергетический спектр  $E_n^{(0)}$  и волновые функции  $\varphi_n^{(0)}(z)$  связанных состояний в обычной КЯ без встроенных барьеров, для энергетических уровней КЯ со встроенным  $\delta$ -образным барьером можно записать

$$E_n = E_n^{(0)} + \frac{\hbar^2}{m_3} C_0 |\varphi_n^{(0)}(z_0)|^2 + \frac{\hbar^4}{m_3^2} C_0^2 \sum_{n \neq m} \frac{|\varphi_n^{(0)*}(z_0) \varphi_m^{(0)}(z_0)|^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}}. \quad (6)$$

Если точка  $z = z_0$  является узлом для данного состояния, то  $\varphi_n^{(0)}(z_0) = 0$  и  $E_n = E_n^{(0)}$ . В общем случае из (6) видно, что по измерению сдвига энергетических уровней при различных положениях  $\delta$ -возмущения можно по сути дела воспроизвести координатную зависимость волновых функций электрона в КЯ.

В работе [5] исследовались спектры внутривозонного поглощения в КЯ GaAs/AlAs, когда в середину КЯ шириной в 33 монослоя вводились монослои AlAs или InAs, создающие соответственно отталкивающий или

**Таблица 1.** Энергетические уровни в квантовых ямах (расчет)\*

	а	б	в	г	д	е	ж
Профили КЯ							
$E_1$ , мэВ	44.58	88.53	3.63	88.21	2.61	91.29	5.7
$E_2$ , мэВ	180.2	168.97	186.04	180.2	180.2	180.2	180.2
$E_3$ , мэВ	410.7	468.29	376.15	467.52	375.06	477.2	377
$E_2 - E_1$	135.62	80.44	182.41	91.99	177.59	88.91	174.5

*Примечание.\** Здесь высота стенок квантовых ям при  $T = 300$  К берется равной 1.2 эВ [5]. Обозначения: а — простая квантовая яма (КЯ); б–ж — КЯ с  $\delta$ -образными барьерами из: б — AlAs, в — InAs, г — AlAs, д — InAs; е, ж — расчет в приближении теории возмущений: е — для случая (г), ж — для случая (д).

Таблица 2. Параметры, используемые в вычислениях

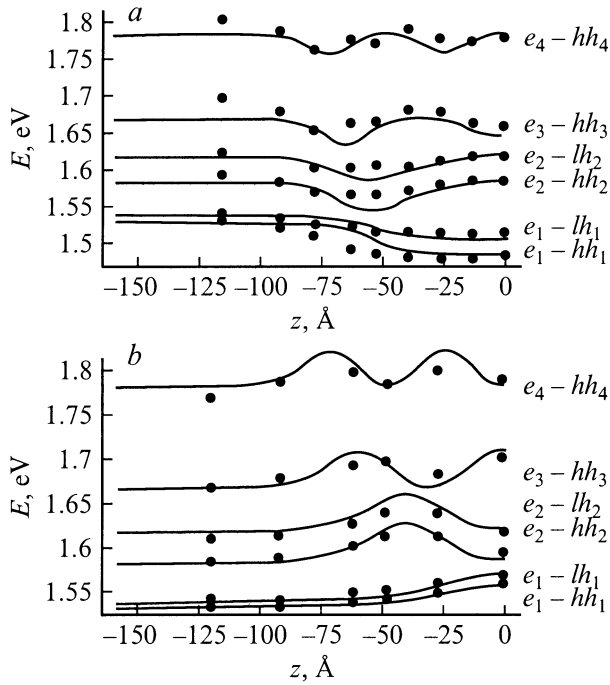
Параметры	Единицы измерения	Значения	Статьи
Запрещенная зона $E_g$ (GaAs)	эВ	1.519	[7]
Масса электрона $m_e$ ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ )	$m_0$	$0.067 + 0.083x$	[8]
Масса электрона $m_e$ (InAs)	$m_0$	0.023	[7]
Масса электрона $m_e$ (AlAs)	$m_0$	0.15	[9,10]
Масса тяжелой дырки $m_{hh}$ ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ )	$m_0$	$0.62 + 0.14x$	[8]
Масса легкой дырки $m_{lh}$ ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ )	$m_0$	$0.087 + 0.063x$	[8]
Притягивающий потенциал $V_{0e}$	эВ	0.64	
Притягивающий потенциал $V_{0h}$	эВ	0.35	
Отталкивающий потенциал $V_{0e}$	эВ	1	
Отталкивающий потенциал $V_{0h}$	эВ	0.15	
Энергия связи экситона $E^{ex}[e_i - hh_j(lh_j)]$	мэВ	6.5(9)	[4]

притягивающий потенциалы в центре КЯ. Наличие таких дополнительных слоев сильно сдвигает спектр внутризонного поглощения, обусловленного переходами между основной и первой возбужденной подзонами размерного квантования в КЯ. Так, например, если в КЯ без встроенных потенциалов максимум поглощения соответствует энергии фотонов 138 мэВ, то после введения в ее середину всего лишь одного монослоя AlAs (отталкивающий потенциал) пик поглощения сдвигается к 88 мэВ. Если же в центр КЯ вводится монослой из InAs (притягивающий потенциал), то пик поглощения сдвигается в другую сторону и наблюдается при энергии фотонов 181 мэВ. Результаты расчета положения электронных уровней относительно дна КЯ приведены в табл. 1. При расчетах использовались параметры, характерные для гетеросистем GaAs/AlAs и GaAs/InAs (см. табл. 2). Расчеты показывают, что в КЯ GaAs/AlAs шириной 33 монослоя ( $\sim 94 \text{ \AA}$ ), содержащих внутри себя единичные монослои AlAs или InAs, всегда имеется 5 связанных уровней. Как видно из данных табл. 1, введение лишь одного монослоя AlAs или InAs существенно сказывается на расположении четных подзон, в то время как на нечетные подзоны они практически не влияют. Так, например, если в КЯ без встроенных потенциалов первый уровень расположен на высоте 44.6 мэВ, то после введения отталкивающего потенциала основной уровень резко смещается вверх, его энергия увеличивается приблизительно в 2 раза и становится равной 88.5 мэВ. Второй же уровень смещается вниз незначительно. Если он раньше был на высоте 180.2 мэВ, то теперь снижается до уровня 169 мэВ. В результате межзонное энергетическое расстояние уменьшается со 135.6 до 80.4 мэВ, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым сдвигом максимума внутризонного поглощения. Аналогичным образом сдвигаются уровни при наличии притягивающего потенциала в центре КЯ. Основной уровень теперь углубляется и приближается к высоте 3.6 мэВ от дна КЯ. Второй же уровень слегка поднимается вверх до 186 мэВ. Таким образом, если без возмущения разность  $E_2 - E_1$  была равна 135.6 мэВ, то

после введения притягивающего потенциала она становится равной 182.4 мэВ, что также хорошо согласуется с максимумом внутризонного поглощения. Заметим, что чем выше расположен уровень относительно дна КЯ, тем меньше он сдвигается под действием возмущения. Причем под действием отталкивающего потенциала энергетические уровни всех четных подзон поднимаются, а нечетных — снижаются. Обратная картина наблюдается в случае притягивающего потенциала: четные подзоны снижаются, а нечетные — поднимаются. Необходимо отметить, что такое поведение есть результат значительного различия эффективной массы электрона в различных областях гетероструктуры. В приближении однородной эффективной массы все уровни одновременно сдвигаются вверх или вниз.

В табл. 1 приведены результаты расчетов в приближении  $\delta$ -образного барьера для встроенных потенциалов [столбцы (г) и (д)], а также в приближении теории возмущения [столбцы (е) и (ж)]. Видно, что значения энергий связанных состояний при  $z_0 = 0$ , полученные во втором порядке теории возмущений, с погрешностью меньшей чем 10% совпадают с результатами точного расчета и качественно правильно описывают сдвиг уровней под действием локализованного возмущения. Мы считаем, что при помощи теории возмущений с такой же точностью можно описывать и сдвиг уровней при произвольном значении  $z_0$ .

Исследуя спектры межзонной фотолюминесценции КЯ GaAs/Ga<sub>0.71</sub>Al<sub>0.29</sub>As ( $2a = 160 \text{ \AA}$ ) при различных положениях притягивающего (InAs) и отталкивающего (AlAs) возмущений, в работе [4] было проведено экспериментальное зондирование электронных и дырочных состояний. В спектрах межзонной фотолюминесценции, измеренных при низких температурах (10 К), четко выделяются различные максимумы, обусловленные переходами между электронными подзонами ( $e_i$ ) и подзонами легких ( $lh_j$ ) и тяжелых дырок ( $hh_j$ ). При перемещении точки действия возмущения от центра КЯ характерная структура спектров межзонной фотолюминесценции со-



**Рис. 1.** Зависимости энергии межзонных переходов от положения встроенного  $\delta$ -барьера в квантовой яме: *a* — барьер из InAs, *b* — барьер из AlAs. Сплошные кривые — результаты теоретических расчетов при  $k_{\parallel} = 0$ . Экспериментальные точки — из работы [4].

храняется, однако происходит непрерывный сдвиг максимумов вверх или вниз по энергетической шкале.

Для энергии межзонных переходов с учетом возможности образования экситонов можно записать:

$$E[e_i - hh_j(lh_j)] = E_g + E(e_i) + E[hh_j(lh_j)] - E^{ex}[e_i - hh_j(lh_j)], \quad (7)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны GaAs,  $E^{ex}[e_i - hh_j(lh_j)]$  — энергия связи экситона, образованного электроном из  $i$ -й подзоны и тяжелой или легкой дырками из  $j$ -й подзоны (энергии подзон отсчитываются от потолка или дна соответствующих зон). На рис. 1 представлены результаты расчетов энергии межзонных оптических переходов в зависимости от положения ( $z_0$ ) точки действия притягивающего (рис. 1, *a*) и отталкивающего (рис. 1, *b*) потенциалов. Численные параметры, использованные при расчетах, приведены в табл. 2. Как и следовало ожидать [см. формулу (6)], осциллирующий характер волновых функций четко проявляется в энергии межзонных переходов, когда электронные и дырочные состояния непрерывно зондируются локальным изозлектронным возмущением. Высота потенциального барьера для электронов на гетерогранице GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As вычисляется по эмпирической формуле  $U_{0e} = 1.1x$  ( $x = 0.29$ ) [8]. Для тяжелых и легких дырок глубина потенциальной ямы  $U_{0h}$  определяется из соотношения  $U_{0e}/U_{0h} = 0.6/0.4$  [8]. Величины гетеропотенциалов  $V_{0e}$

и  $V_{0h}$ , созданные слоями толщиной порядка одного монослоя, являются подгоночными параметрами и их значения, при которых достигается наилучшее согласие с экспериментом, представлены в табл. 2.

### 3. Сила осциллятора для межподзонных переходов в квантовой яме

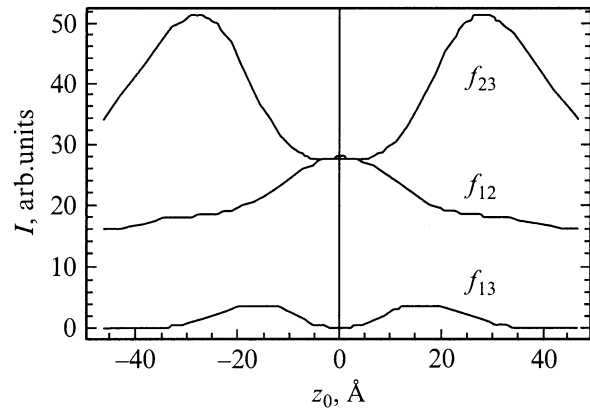
Как уже говорилось, при перемещении возмущающего  $\delta$ -потенциала вдоль КЯ изменяется не только взаимное расположение энергетических уровней, но и симметрия волновых функций, что в свою очередь может привести к изменению обычных правил отбора. Известно, что под действием  $z$ -поляризованного света в обычной КЯ разрешенными являются переходы между подзонами с различной четностью [2]. При наличии же встроенного потенциала инверсионная симметрия КЯ нарушается и поэтому становятся возможными оптические переходы, вообще говоря, между всеми подзонами. С целью демонстрации этой возможности вычислим силу осциллятора, которая в дипольном приближении для переходов между подзонами  $n$  и  $m$  определяется матричным элементом координаты  $z$  [3]:

$$f_{mn} = \frac{2m_0\omega_{mn}}{\hbar} |\langle \varphi_m(z, z_0) | z | \varphi_n(z, z_0) \rangle|^2, \quad (8)$$

где  $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ , а  $m_0$  — масса свободного электрона. Волновые функции  $\varphi_n(z, z_0)$  связанных состояний при заданном значении  $z_0$  в первом приближении теории возмущений можно записать как

$$\varphi_n(z, z_0) = \varphi_n^{(0)}(z) + \frac{\hbar^2}{m_3} C_0 \sum_{m \neq n} \frac{\varphi_m^{(0)*}(z_0)\varphi_n^{(0)}(z_0)}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} \varphi_m^{(0)}(z). \quad (9)$$

Здесь сумма берется по всем связанным состояниям КЯ. Используя формулы (8) и (9), можно легко вычислить величины  $f_{mn}$  как функции от местоположения



**Рис. 2.** Зависимости сил осцилляторов  $f_{13}$ ,  $f_{12}$  и  $f_{23}$  от положения  $\delta$ -барьера в квантовой яме.

$\delta$ -потенциала. Зависимости силы осциллятора от  $z_0$  для оптических переходов между тремя нижними подзонами в случае отталкивающего  $\delta$ -потенциала представлены на рис. 2. Видно, что когда  $\delta$ -возмущение смещается от центра КЯ, появляется отличная от нуля вероятность и для оптических переходов между подзонами 1 и 3 ( $f_{13} \neq 0$ ,  $z_0 \neq 0$ ). При этом изменяется не только сила осциллятора, но и межподзонные энергетические расстояния ( $E_2 - E_1$ ) и ( $E_3 - E_2$ ). Так как соседние подзоны, как правило, под действием возмущения сдвигаются в разные стороны (см. табл. 1), при некоторых значениях  $z_0$  первые три уровня могут стать эквидистантными. Для рассматриваемой КЯ шириной  $\sim 94 \text{ \AA}$  такая ситуация реализуется при следующих четырех положениях  $\delta$ -возмущения в пределах КЯ:  $z_{01} = \pm 21 \text{ \AA}$  и  $z_{02} = \pm 25.7 \text{ \AA}$ , причем соответствующие резонансные частоты равны  $\omega_1 = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$  и  $\omega_2 = 2.6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ . Заметим, что при этом силы осцилляторов  $f_{13}$ ,  $f_{12}$  и  $f_{23}$  имеют сравнимые величины. Поэтому следует ожидать, что в КЯ со встроенными короткодействующими потенциалами может легко осуществляться условие двойного резонанса, характеризваемого большой нелинейной восприимчивостью 2-го порядка, что может быть использовано для генерации 2-й гармоники [11]. КЯ со встроенным  $\delta$ -образным потенциалом по сути дела представляет собой систему двух спаренных квантовых ям. Благодаря большой оптической нелинейности, гетероструктуры с такими спаренными ямами уже давно исследуются для генерации разностной частоты, также 2-й и 3-й гармоник на длинах волн  $\lambda \approx 10 \text{ мкм}$  [12].

## 4. Заключение

Таким образом, мы показали, что наличие  $\delta$ -образных изоэлектронных возмущений сильно влияет на энергетический спектр КЯ, причем учет различия эффективных масс в разных областях КЯ приводит к различному поведению четных и нечетных подзон. Изменение положения  $\delta$ -образного барьера в КЯ приводит не только к изменению положения энергетических подзон, но и к изменению симметрии волновых функций, что в свою очередь изменяет правила отбора для межзонных и межподзонных переходов. Благодаря такому двойному воздействию  $\delta$ -образного барьера становится возможной интересная резонансная ситуация, когда три нижних энергетических уровня располагаются эквидистантно, что может использоваться для генерации 2-й гармоники. Обобщая все вышесказанное, можно заключить, что встроенный  $\delta$ -барьер позволяет проще и эффективнее управлять энергетическими подзонами в КЯ, что может найти новые практические применения.

Данная работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 99-00928) и ISTC (грант № А-322).

## Список литературы

- [1] Bin Zhao, A. Yariv. *Quantum Well Semiconductor Lasers in Semiconductor Lasers I* (San Diego, Academic Press, 1999) ch. 1, *Fundamentals*.
- [2] *Intersubband Transitions in QWs: Physics and Applications*, ed. by H.C. Liu, F. Capasso (San Diego, Academic Press, 1999).
- [3] W. Trzeciakowski, B.D. McComb. *Appl. Lett.*, **55**, 891 (1989).
- [4] J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2172 (1989).
- [5] H. Sakaki, H. Sugawara, J. Motohisa, T. Nonda. In: *Intersubband Transitions in Quantum Wells*, ed. by E. Rosencher, B. Vinter and B. Levine (N.Y., Plenum Press, 1992) p. 65.
- [6] K. Arimoto, N. Usami, Y. Shiraki. *Physica E*, **8**, 323 (2000).
- [7] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Ulis Cedex, Les Editions de Physique, France, 1989).
- [8] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [9] E. Hess, I. Topol, K.R. Schulze, H. Neumann, K. Unger. *Phys. St. Sol. (b)*, **55**, 187 (1973).
- [10] *Landolt-Börnstein Tables*, ed. by O. Madelung (Berlin, Springer Verlag, 1982 and 1987) vol. 17a and 22a.
- [11] J.B. Khurgin. *Semiconductor and Semimetals: Nonlinear Optics of Semiconductors II* (San Diego. Academic. Press, 1998) v. 59, p. 1.
- [12] C. Sirtori, F. Capasso, D. Sivco, A. Cho. In: *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II*, ed. by H.C. Liu, F. Capasso (London, Academic Press, 2000) ch. 2, p. 85.

Редактор Т.А. Полянская

## Control of interband and intersubband transition energies in quantum wells by means of localized isoelectronic perturbations

K. Durinyan, A. Zatikyan, S. Petrosyan

Yerevan State University,  
375049 Yerevan, Armenia

**Abstract** Within the framework of the simple one-band approximation, the influence of inserted attractive and repulsive  $\delta$ -like potentials on the energy spectra of carriers and oscillator strengths for optical transitions in quantum wells has been studied. It is shown that influence of  $\delta$ -like perturbation on the magnitude and the sign of the shift of energy levels essentially depends on the position of isoelectronic probe and non-uniformity of the effective mass. Calculations of oscillator strengths of intersubband transitions verifies the possibility of engineering in this way coupled quantum well structures with interesting nonlinear properties.