

ДОНОРНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Ф. Т. Васько*, В. И. Пипа

*Институт физики полупроводников
Национальной академии наук Украины
252650, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 12 августа 1998 г.

Изучен энергетический спектр примесных состояний в туннельно-связанных двойных квантовых ямах для случаев кулоновского и короткодействующего потенциалов донора. Рассчитан примесный вклад в плотность состояний и обнаружено превращение локализованного донорного состояния в резонансное, когда энергия связи донора в отдельной квантовой яме меньше, чем энергия расщепления уровней двойных квантовых ям. В случае противоположного неравенства имеет место туннельное расталкивание близких примесных уровней, причем степень вырождения уровней изменяется при туннельном смешивании основного и возбужденного примесных состояний из разных ям. Резонансные состояния возникают в несимметричной двойной квантовой яме, тогда как для случая симметричной двойной квантовой ямы уровень примеси в центре барьера оказывается локализованным даже на фоне непрерывного спектра. Расчеты базируются на общем выражении для примесного вклада в плотность состояний через матричную 2×2 -гриновскую функцию, т. е. учитывается лишь пара туннельно-связанных уровней двойных квантовых ям. Для случая примеси с короткодействующим потенциалом получено матричное обобщение решения Костера—Слэтэра, а примесь с кулоновским потенциалом анализируется с использованием приближений узкого резонанса и близкого расположения расталкивающихся уровней.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как транспортные, так и оптические свойства двойных квантовых ям существенно изменяются (см. [1–7], а также ссылки в этих работах) из-за туннельного смешивания электронных состояний левой l и правой r квантовых ям. Структура донорных состояний в двойных квантовых ямах также сильно изменяется по сравнению с обычными объемными [8] и двумерными [9] состояниями. Эта модификация донорных состояний демонстрирует качественные особенности (см. рис. 1), когда энергия связи сравнима с энергией расщепления уровней двойных квантовых ям Δ_T , определяемой высотой и шириной барьера (верхние зонные диаграммы на рис. 1 соответствуют слабому межъямному туннелированию, а нижние диаграммы демонстрируют эффект туннельного смешивания). Если энергия связи кулоновской примеси в l -яме больше, чем энергия расщепления уровней Δ_T в отсутствие туннелирования, то при определенных Δ уровень основного состояния в квантовой l -яме может совпадать с основным или возбужденным состоянием в r -яме (см. верхние зонные диаграммы на рис. 1а, б). Из-за туннельного смешивания эти уровни расталкиваются вблизи их пересечения (anticrossing effect), как показано на нижних зонных диаграммах рис. 1а, б. При смешивании основного и

*E-mail: zinovi@lab2.kiev.ua

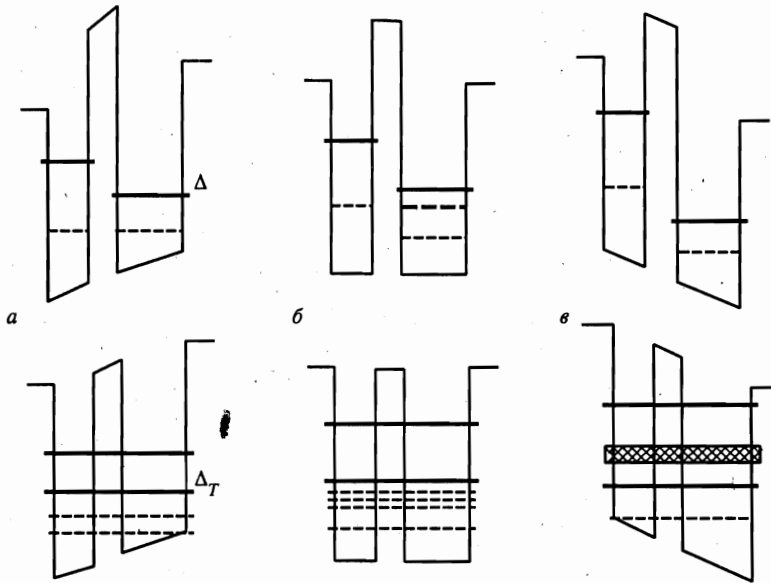


Рис. 1. Зонная диаграмма, энергии экстремумов подзон (сплошные линии) и примесные уровни (штрихи) для двойных квантовых ям в отсутствие туннельной связи (верхняя панель) и для туннельно-связанных квантовых ям (нижняя панель): а) расталкивание основных состояний, б) смешивание основного и возбужденного состояний из квантовых r - и l -ям; в) превращение локального состояния в резонансное

вырожденного возбужденного уровней (рис. 1б) понижается также степень вырождения возникающего состояния. Если же энергия электрона донорного состояния в квантовой l -яме окажется на фоне непрерывного спектра квантовой r -ямы (см. верхний рис. 1в), то за счет туннельного смешивания это состояние становится резонансным (см. нижнюю зонную диаграмму на рис. 1в). Резонансные донорные состояния изучаются в этой статье для короткодействующих дефектов и кулоновских примесей. Эти два типа примесей имеют различные энергетические спектры даже в случае отдельной квантовой ямы: точечный дефект дает единственное связанное состояние, тогда как на кулоновской примеси имеется серия уровней (что и приводит к возможности изменения степени вырождения при смешивании уровней; см. рис. 1б). В том случае, когда примесь расположена в центре барьера симметричной двойной квантовой ямы, примесные потенциалы в квантовых l - и r -ямах совпадают, и в результате продольная локализация электрона и туннельное смешивание размерно-квантованных состояний оказываются независимыми. В таком случае реализуется локализованное (т. е. нерезонансное) состояние на фоне непрерывного спектра.

Описанная выше модификация энергетического спектра примесей существенно влияет на транспорт электронов и оптические свойства двойной квантовой ямы при среднем уровне легирования, но до настоящего времени подробно изучались лишь сильнолегированные и чистые двойные квантовые ямы [1, 5]. Туннельное смешивание основного и возбужденного состояний доноров обнаружено в двойной квантовой яме методом магнитопротекания далекого ИК-излучения в [10] (в [11] рассмотрено также

смешивание основного и возбужденного состояний магнитоэкситонов). Эти результаты обсуждались на основе вариационных расчетов энергии связи донора, тогда как описанные выше резонансные состояния и особенности спектра возбужденных состояний не могут быть получены в рамках стандартного вариационного описания. Следует также отметить, что особенности экситонного энергетического спектра подобны случаю кулоновской примеси. Хотя основное состояние экситонов в двойной квантовой яме широко исследовано (см. [12] и цитированную там литературу), заметное уширение экситонных линий из-за туннелирования обсуждалось лишь в статьях [13, 14]. Наличие такого типа особенностей в экситонных спектрах поглощения было подтверждено численными расчетами [15]. Эффекты пересечения локальных уровней исследовались лишь для магнитоэкситонных состояний [16].

Здесь мы рассчитываем примесный вклад в плотность состояний, используя одно-электронную гриновскую функцию [17] в матричном 2×2 -представлении, учитывающем лишь пару низших туннельно-связанных уровней в l - и r -ямах. Точное решение типа Костера—Слэтэра получено в случае короткодействующего потенциала, тогда как случай кулоновского потенциала анализируется с использованием приближений узкого резонанса и близко расположенных туннельно-связанных уровней.

Ниже, в разд. 2, дается вывод примесного вклада в плотность состояний. В разд. 3 и 4 этот формализм применяется для случаев точечных дефектов и кулоновских примесей. Обсуждение результатов и заключительные замечания даются в последнем разделе.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Начнем с формализма, описывающего примесный вклад в плотность состояний $\rho(E)$ для двойных квантовых ям. Этот вклад можно выразить через запаздывающую гриновскую функцию G_ϵ обычным образом:

$$\rho(E) = \lim_{\epsilon \rightarrow E+i0} \text{Im} \frac{2}{\pi} \int dz \sum_{\mathbf{p}} G_\epsilon(\mathbf{p}z, \mathbf{p}z). \quad (1)$$

Здесь использовано \mathbf{p}, z -представление, \mathbf{p} — $2D$ -импульс электрона, ось z направлена перпендикулярно плоскости $2D$ -слоя, а нормировочная площадь принята равной единице. Гриновская функция удовлетворяет уравнению

$$(H_{DQW} - \epsilon)G_\epsilon(\mathbf{p}z, \mathbf{p}'z') - \sum_{\mathbf{p}_1} V(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|, z)G_\epsilon(\mathbf{p}_1z, \mathbf{p}'z') = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}\delta(z - z'), \quad (2)$$

где H_{DQW} — гамильтониан двойной квантовой ямы в отсутствие примеси. Потенциальная энергия кулоновского центра в (2) дается выражением

$$V(\mathbf{p}, z) = \frac{2\pi e^2 \hbar}{\kappa p} \exp\left(-\frac{p|z - z_D|}{\hbar}\right), \quad (3)$$

в котором диэлектрическая проницаемость κ однородна в направлении, перпендикулярном двойной квантовой яме, кулоновский центр расположен в точке $(0, 0, z_D)$. Для случая точечного дефекта (т. е. примеси замещения)

$$V(\mathbf{p}, z) = u_p \delta(z - z_D),$$

где δ -подобная функция локализована на масштабе порядка постоянной решетки a , потенциал u_p является постоянным для $p < p_m$ и мал для $p > p_m$ (здесь максимальный момент p_m порядка \hbar/a).

Мелкие примесные состояния, для которых энергия связи мала по сравнению с расстоянием между уровнями в квантовой яме, можно описать, учитывая только пару низших туннельно-связанных уровней двойных квантовых ям. Для таких состояний гриновская функция раскладывается по орбиталам l - и r -ям, обозначаемых ниже как $\varphi_l(z)$ и $\varphi_r(z)$:

$$G_\epsilon(\mathbf{p}z, \mathbf{p}'z') = \sum_{jj'} \varphi_j(z) G_\epsilon(\mathbf{p}j, \mathbf{p}'j') \varphi_{j'}(z'). \quad (4)$$

Коэффициенты $G_\epsilon(\mathbf{p}j, \mathbf{p}'j')$ образуют 2×2 -матричную гриновскую функцию $\hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, которая в таком «изоспиновом» представлении определяется уравнением

$$(\epsilon_p + \hat{h} - \epsilon) \hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') - \sum_{\mathbf{p}_1} \hat{V}(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|) \hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}') = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}, \quad (5)$$

$\epsilon_p = p^2/2m$ — кинетическая энергия, $\hat{h} = (\Delta/2)\hat{\sigma}_z + T\hat{\sigma}_x$ — матричный гамильтониан, описывающий поперечное движение, $\hat{\sigma}_i$ -матрицы Паули, Δ — расстояние между низшими уровнями в изолированных квантовых l - и r -ямах. Выражения для Δ и туннельного матричного элемента T приведены в [18] для модели плоских зон. Предполагаем, что расщепление уровней Δ и энергия связи электрона на доноре малы по сравнению с расстоянием до более высоких уровней двойных квантовых ям. В этом случае приближение туннельного гамильтониана учитывает перепутывание пары низших состояний в двойных квантовых ямах точно, пренебрегается лишь вкладами более высоких уровней. В матрице примесного потенциала $\hat{V}(p)$, входящей в уравнение (5), существенны только диагональные элементы (недиагональные элементы малы по сравнению с $T\hat{\sigma}_x$). Они даются выражением

$$V_j(p) = \frac{2\pi e^2 \hbar}{\kappa p} \int_{-d_j/2}^{d_j/2} dz \varphi_j^2(z) \exp\left(-\frac{p|z - z_{Dj}|}{\hbar}\right), \quad (6)$$

в котором z -координата отсчитывается от центра j -той квантовой ямы z_j , $z_{Dj} = z_D - z_j$, d_j — ширина j -той квантовой ямы. Для точечного дефекта, локализованного в j -той квантовой яме, мы используем $V_j(p) = u_p \varphi_j^2(z_D)$, пренебрегая экспоненциально малыми недиагональными матричными элементами $u_p \varphi_l(z_D) \varphi_r(z_D)$. Подобное $V_j(p)$ выражение можно написать и для потенциала, создаваемого короткомасштабной неоднородностью гетерограниц двойных квантовых ям (потенциал такого типа обсуждался ранее в задаче рассеяния на неидеальных гетерограницах [19]). В этом случае

$$V_j(p) = 2\pi \epsilon_j \xi b^2 / d_j, \quad (7)$$

где ϵ_j — энергия уровня в j -той квантовой яме, а ξ и b — высота и продольный размер неровности.

Плотность состояний (1) в «изоспиновом» представлении преобразуется к виду

$$\rho(E) = \lim_{\epsilon \rightarrow E+i0} \text{Im} \frac{2}{\pi} \text{Tr} \sum_{\mathbf{p}} \hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}), \quad (8)$$

где Tr обозначает сумму диагональных матричных элементов. Таким образом, для описания как локализованных, так и резонансных примесных состояний необходимо решить матричное интегральное уравнение (5) и выполнить суммирование в (8). Эти расчеты выполнены далее аналитически для случая точечных дефектов, описываемых матричной формой уравнения Костера—Слэтэра; для случая кулоновских доноров ниже использованы дополнительные приближения.

3. СЛУЧАЙ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Вводя запаздывающую гриновскую функцию в отсутствие примесей $\hat{g}_\epsilon(p)\delta_{pp'}$, где

$$\hat{g}_\epsilon(p) = (\epsilon_p + \hat{h} - \epsilon)^{-1}, \quad (9)$$

можно переписать уравнение (5) как

$$\hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \hat{g}_\epsilon(p)\delta_{pp'} + \hat{g}_\epsilon(p)\hat{V}\sum_{\mathbf{p}_1}'\hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}'). \quad (10)$$

Здесь $\sum_{\mathbf{p}_1}'$ вычисляется по области $|\mathbf{p}_1| < p_m$, а матрица потенциалов \hat{V} определяется компонентами (7), которые не зависят от \mathbf{p} . Для случая примеси, локализованной в j -той квантовой яме, пренебрегая малым подбарьерным проникновением, имеем $\hat{V} = V_j\hat{P}_j$, где $\hat{P}_l = (1 + \hat{\sigma}_z)/2$ и $\hat{P}_r = (1 - \hat{\sigma}_z)/2$ — проекционные операторы на орбитали квантовых l - и r -ям, а V_j определяются из (7).

Чтобы решить уравнение (10), просуммируем его по \mathbf{p} и перепишем в форме:

$$\sum_{\mathbf{p}}'\hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \left[1 - \sum_{\mathbf{p}}'\hat{g}_\epsilon(p)\hat{V}\right]^{-1} \hat{g}_\epsilon(p'). \quad (11)$$

Подстановка этого соотношения в правую часть (10) дает

$$\hat{G}_\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \hat{g}_\epsilon(p) \left\{ \delta_{pp'} + \hat{V} \left[1 - \sum_{\mathbf{p}}'\hat{g}_\epsilon(p)\hat{V}\right]^{-1} \hat{g}_\epsilon(p') \right\}, \quad (12)$$

где второй член описывает возмущение за счет примеси. Подставляя (12) в (8), получим выражение для примесного вклада в плотность состояний:

$$\delta\rho_{im}(E) = \lim_{\epsilon \rightarrow E+i0} \text{Im} \frac{2n_{im}}{\pi} \text{Tr} \sum_{\mathbf{p}}'\hat{g}_\epsilon(p)\hat{V} \left[1 - \sum_{\mathbf{p}_1}'\hat{g}_\epsilon(p_1)\hat{V}\right]^{-1} \hat{g}_\epsilon(p). \quad (13)$$

Введение концентрации примесей n_{im} в (13) предполагает, что электронные состояния на различных примесях не перекрываются (т. е. расстояние между примесями в плоскости двойной квантовой ямы превышает радиус локализованных на них состояний).

Суммирование по \mathbf{p}_1 в уравнении (13) дает матрицу

$$\hat{\lambda}(\epsilon) = \frac{\rho_{2D}}{2} \left[\hat{V}I_+(\epsilon) + \left(\frac{\Delta}{\Delta_T} \hat{\sigma}_z + \frac{2T}{\Delta_T} \hat{\sigma}_x \right) \hat{V}I_-(\epsilon) \right], \quad (14)$$

$$I_+(\varepsilon) = \ln \frac{\xi_m^2}{(\varepsilon + \Delta_T/2)(\varepsilon - \Delta_T/2)}, \quad I_-(\varepsilon) = \ln \frac{(\varepsilon + \Delta_T/2)}{(\varepsilon - \Delta_T/2)}. \quad (15)$$

Здесь $\rho_{2D} = m/\pi\hbar^2$, $\xi_m = p_m^2/2m$, $\Delta_T = \sqrt{\Delta^2 + 4T^2}$ — расщепление туннельно-связанных уровней (энергии $\pm\Delta_T/2$ определяют положения экстремумов туннельно-связанных подзон). Используя (14), можно переписать $\delta\rho_{im}(E)$ в виде

$$\delta\rho_{im}(E) = \lim_{\varepsilon \rightarrow E+i0} \operatorname{Im} \frac{2n_{im}}{\pi} \operatorname{Tr}[1 - \hat{\lambda}(\varepsilon)]^{-1} \frac{d\hat{\lambda}(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (16)$$

Вычисляя здесь шпур, получаем окончательно аналитическое выражение:

$$\delta\rho_{im}(E) = - \lim_{\varepsilon \rightarrow E+i0} \operatorname{Im} \frac{2n_{im}}{\pi} \frac{d}{d\varepsilon} \ln \left[1 - \frac{\rho_{2D} V_j}{4} J(\varepsilon) \right], \quad (17)$$

в котором $J(\varepsilon) = I_+(\varepsilon) \pm (\Delta/\Delta_T)I_-(\varepsilon)$, знаки + или - относятся к примеси, локализованной соответственно в l - или в r -ямах.

Пусть примесь находится в l -яме. Непосредственное вычисление (17) для области $E < -\Delta_T/2$ дает плотность состояний $\delta\rho_{im}(E) = 2n_{im}\delta(E - E_L)$, где энергия локализованного состояния E_L определяется решением уравнения

$$\left(1 - \frac{\Delta}{\Delta_T}\right) \ln \left| \frac{E + \Delta_T/2}{E_0 - \Delta/2} \right| + \left(1 + \frac{\Delta}{\Delta_T}\right) \ln \left| \frac{E - \Delta_T/2}{E_0 - \Delta/2} \right| = 0, \quad (18)$$

в котором E_0 — энергия локализованного состояния в изолированной l -яме. В симметричной двойной квантовой яме, т.е. когда $\Delta = 0$, энергия E_L равна $-\sqrt{E_0^2 + T^2}$, а с ростом $|\Delta|$ она приближается к краю непрерывного спектра.

Если же решение уравнения (18) находится в области энергий $|E| < \Delta_T/2$, то за счет туннельного смешивания локального уровня с состояниями непрерывного спектра формируется резонансное состояние. Приведем вначале простые аналитические выражения для случая слабой туннельной связи $(T/\Delta)^2 \ll 1$, предполагая, что уровень E_0 находится далеко от края зоны, т.е. $(T/\Delta)^2 \ln[(\Delta/2 + E_0)/(\Delta/2 - E_0)] \ll 1$. Обозначим решение (18) в этом случае как E_R . Для примесного вклада в плотность состояний в окрестности E_R (где $|E - E_R| \ll |E_R \pm \Delta/2|$) получаем следующее выражение

$$\delta\rho_{im}(E) = \frac{2n_{im}}{\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2}. \quad (19)$$

Здесь энергия $\Gamma = \pi(T/\Delta)^2(\Delta/2 - E_0)$ — полуширина уровня. Выражение (19) справедливо для случая узкого резонанса, когда Γ мала по сравнению с E_R . Результаты расчета примесного вклада $\delta\rho_{im}(E)$ в плотность состояний из общего выражения (17) приведены на рис. 2 и 3. Рисунок 2 показывает, что с увеличением межъямной туннельной связи высота пика уменьшается, он уширяется и сдвигается в сторону больших энергий. Для предельного случая несвязанных квантовых ям ($T = 0$) реализуется δ -образный пик с энергией E_0 . Сравнение $\delta\rho_{im}(E)$, полученных при различных энергиях E_0 , показывает, что более глубокий уровень эффективнее трансформируется в резонансное состояние (т.е. его ширина оказывается большей при одинаковых прочих параметрах). Форма пика $\delta\rho_{im}(E)$, рассчитанная для различных Δ , приведена на рис. 3. Видно, что с увеличением расщепления уровней пик смещается в область меньших энергий, причем его

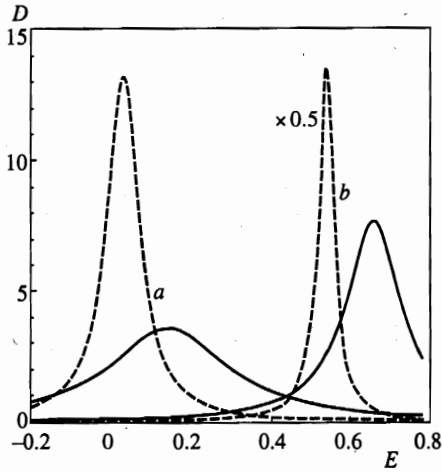


Рис. 2

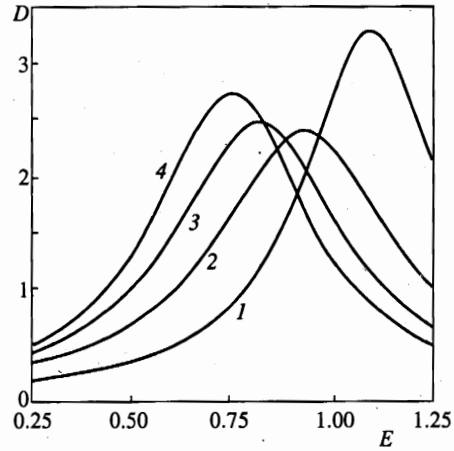


Рис. 3

Рис. 2. Вклад короткодействующего дефекта в плотность состояний $D(E) = \delta\rho_{im}(E)/2n_{im}$ для двойных квантовых ям с $\Delta = 2$ мэВ при различных T : $T = 0.5$ мэВ (сплошные кривые), $T = 0.25$ мэВ (штриховые кривые). Энергия E дана в мэВ, а $D(E)$ — в мэВ⁻¹. Донорный уровень в изолированной квантовой l -яме (при $T = 0$) выбран равным $E_0 = 0$ мэВ (a) и $E_0 = 0.5$ мэВ (b)

Рис. 3. То же, что на рис. 2 для $T = 1$ мэВ и различных энергий расщепления уровней: 1 — $\Delta = 2$ мэВ, 2 — $\Delta = 3$ мэВ, 3 — $\Delta = 4$ мэВ, 4 — $\Delta = 5$ мэВ

амплитуда изменяется немонотонно. При уменьшении Δ , т. е. когда реализуется случай симметричной двойной квантовой ямы, пик смещается к краю непрерывного спектра верхней подзоны и уширяется. Если $\Delta/T < (\pi - 2)/\sqrt{\pi - 1}$ (такое неравенство следует из (17)), примесная добавка к плотности состояний возрастает с ростом энергии монотонно, т. е. резонансное состояние отсутствует.

4. ТУННЕЛЬНАЯ МОДИФИКАЦИЯ КУЛОНОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Для описания кулоновского донора ниже используется представление диагонального гамильтониана $\hat{S}^{-1}\hat{H}\hat{S}$, где $\hat{S} = \exp(i\psi\hat{\sigma}_y)$, а угол ψ определяется из уравнения $\text{tg}(2\psi) = 2T/\Delta_T$ (такое описание электронов в двойной квантовой яме было введено в [18]). Интегральное уравнение для гриновской функции в таком представлении $\hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \hat{S}^{-1}\hat{G}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\hat{S}$ записывается как

$$\left(\varepsilon_p + \frac{\Delta_T}{2}\hat{\sigma}_z - \varepsilon\right)\hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') - \sum_{\mathbf{p}_1} \hat{\mathcal{V}}(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|)\hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}') = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}. \quad (20)$$

Здесь $\hat{\mathcal{V}}(p) = \hat{S}^{-1}\hat{V}(p)\hat{S}$, где диагональная матрица $\hat{V}(p)$ определяется компонентами (6). Удобно ввести вспомогательную гриновскую функцию $\hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, которая удовлетво-

ряет уравнению (20), учитывающему только диагональную часть матрицы $\hat{\mathcal{V}}$. Матрица $\hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — диагональна, с компонентами

$$g_\varepsilon^\pm(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_\lambda \frac{\phi_\lambda^\pm(\mathbf{p})\phi_\lambda^\pm(\mathbf{p}')^*}{E_\lambda^\pm - \varepsilon}, \quad (21)$$

где волновые функции ϕ_λ^\pm и собственные значения E_λ^\pm определяются уравнением

$$\left(\varepsilon_p \pm \frac{\Delta_T}{2} - E_\lambda^\pm\right) \phi_\lambda^\pm(\mathbf{p}) - \sum_{\mathbf{p}_1} V_\pm(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|) \phi_\lambda^\pm(\mathbf{p}_1) = 0, \\ 2V_\pm(p) = [V_l(p) + V_r(p)] \pm \frac{\Delta}{\Delta_T} [V_l(p) - V_r(p)]. \quad (22)$$

Состояния \pm соответствуют локальным донорным состояниям, которые связаны с верхней (+) или нижней (–) подзонами двойных квантовых ям без учета кулоновского смешивания. Недиагональные элементы матрицы потенциалов $\hat{\mathcal{V}}$ вводятся соотношением $w(p)\hat{\sigma}_x$, где

$$w(p) = \frac{T}{\Delta_T} [V_l(p) - V_r(p)]. \quad (23)$$

Используя диагональную матрицу $\hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, переписываем уравнение (20) в форме

$$\hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') - \sum_{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2} \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) w(|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|) \hat{\sigma}_x \hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}'). \quad (24)$$

Исключая недиагональные компоненты $\hat{\mathcal{G}}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ из системы интегральных уравнений (24), получаем два независимых интегральных уравнения для диагональных компонент $\mathcal{G}_\varepsilon^+$ и $\mathcal{G}_\varepsilon^-$, которые описывают донорные состояния, связанные соответственно с верхней и нижней подзонами. Запишем эти уравнения для гриновских функций $\mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\lambda, \lambda')$ в λ -представлении, которое вводится следующим соотношением:

$$\mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_{\lambda, \lambda'} \phi_\lambda^\pm(\mathbf{p}) \mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\lambda, \lambda') \phi_{\lambda'}^\pm(\mathbf{p}')^*. \quad (25)$$

Система уравнений для $\mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\lambda, \lambda')$ имеет вид

$$(E_\lambda^\pm - \varepsilon) \mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\lambda, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} + \sum_{\lambda_1} W_\varepsilon^\mp(\lambda, \lambda_1) \mathcal{G}_\varepsilon^\pm(\lambda_1, \lambda'), \quad (26)$$

где ядро W_ε^\mp дается формулой

$$W_\varepsilon^\mp(\lambda, \lambda') = \sum_{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_2} \phi_\lambda^\pm(\mathbf{p}_1)^* w(|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1|) g_\varepsilon^\mp(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2) w(|\mathbf{p}'_2 - \mathbf{p}_2|) \phi_{\lambda'}^\pm(\mathbf{p}_2). \quad (27)$$

Заметим, что уравнения (26), (27) являются точными, если в них использовать точные собственные функции, определяемые из (22).

В простейшем случае симметричной двойной квантовой ямы с примесью, помещенной в центр барьера, из уравнения (6) имеем $V_l(p) = V_r(p)$, так что $w(p) = 0$. В

результате даже при сильной туннельной связи квантовых l - и r -ям $\delta\rho_{im}(E)$ выражается через $\sum_{\lambda} \mathcal{G}_{\varepsilon}^{\pm}(\lambda, \lambda)$ и содержит независимые вклады от состояний $+$ и $-$. В этом случае реализуются только локальные состояния. В несимметричной двойной квантовой яме или в случае, когда примесь расположена не в центре барьера, недиагональные элементы $\hat{\mathcal{V}}(p)$ отличны от нуля и происходит смешивание состояний $+$ и $-$. В этом случае в зависимости от соотношения между Δ_T и энергией связи донора возможны следующие трансформации затравочных состояний $+$ и $-$ донора: преобразование локального состояния, если оно оказывается на фоне непрерывного спектра, в резонансное; либо расталкивание дискретных уровней вблизи их пересечения. Вклад таких модификаций спектра в $\delta\rho_{im}(E)$ рассмотрен ниже для энергий E , близких к энергии основного $+$ состояния донора, когда можно учитывать только резонансные вклады в гриновскую функцию $g_{\varepsilon}^+(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$. Это приближение применимо при слабой туннельной связи между состояниями $+$ и $-$, которая согласно (23) может возникать при условиях: 1) когда T/Δ_T мала (слабая туннельная связь между квантовыми l - и r -ямами) и 2) когда разность $V_l(p) - V_r(p)$ мала (слабо асимметричная двойная квантовая яма). В последнем случае T/Δ_T может быть порядка единицы, т. е. результаты этого приближения применимы и в случае сильной межямной туннельной связи. Учитывая вклад только основного состояния в разложение (21), для состояния $+$ имеем

$$g_{\varepsilon}^+(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{\phi_0^+(\mathbf{p})\phi_0^+(\mathbf{p}')^*}{E_0^+ - \varepsilon}, \quad (28)$$

где $\phi_0^+(\mathbf{p})$ и E_0^+ — собственные функция и энергия основного состояния донора, а другие члены суммы в (21) с $\lambda \neq 0$ отброшены. В результате из уравнения (26) для $\mathcal{G}_{\varepsilon}^+(\lambda, \lambda)$ немедленно следует

$$\mathcal{G}_{\varepsilon}^+(0, 0) \approx [E_0^+ - W_{\varepsilon}^-(0, 0) - \varepsilon]^{-1}. \quad (29)$$

Ядро W_{ε}^+ в интегральном уравнении (26) для $\mathcal{G}_{\varepsilon}^-$ оказывается вырожденным и дается соотношениями

$$\begin{aligned} W_{\varepsilon}^+(\lambda, \lambda') &= E(\lambda)E(\lambda')^*/(E_0^+ - \varepsilon), \\ E(\lambda) &= \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} \phi_{\lambda}^-(\mathbf{p})^* \omega(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) \phi_0^+(\mathbf{p}'). \end{aligned} \quad (30)$$

Используя (30), получаем следующее замкнутое выражение для $\mathcal{G}_{\varepsilon}^-(\lambda, \lambda')$:

$$\mathcal{G}_{\varepsilon}^-(\lambda, \lambda') = (E_{\lambda}^- - \varepsilon)^{-1} \left[\delta_{\lambda\lambda'} + \frac{E(\lambda)E(\lambda')^*}{E_{\lambda'}^- - \varepsilon} \left(E_0^+ - \varepsilon - \sum_{\lambda_1} \frac{|E(\lambda_1)|^2}{E_{\lambda_1}^- - \varepsilon} \right)^{-1} \right]. \quad (31)$$

Таким образом, донорный вклад в плотность состояний выражается через сумму

$$\sum_{\lambda} [\mathcal{G}_{\varepsilon}^+(\lambda, \lambda) + \mathcal{G}_{\varepsilon}^-(\lambda, \lambda)],$$

для расчета которой необходимы вариационные решения (22) и вычисление интегралов, входящих в (29).

а. Резонансное донорное состояние

Здесь мы рассмотрим случай, когда энергия донорного состояния E_0^+ , определяемая из уравнения (22) для $+$ -состояния; больше чем $-\Delta_T/2$, т. е. уровень E_0^+ находится на фоне непрерывного спектра, образуемого $-$ -состояниями. В таком случае (когда $w(p) \neq 0$) донорные $+$ -состояния смешиваются с $-$ -состояниями подзоны, и в результате дискретный уровень трансформируется в резонансный. Если такой резонанс не находится близко к краю непрерывного спектра $-$ -состояний, то при расчете ядра $W_\epsilon^-(0, 0)$ в (27) можно использовать свободную (не учитывающую кулоновских поправок) гриновскую функцию

$$g_\epsilon^-(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \simeq \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} (\epsilon_p - \Delta_T/2 - \epsilon)^{-1}. \tag{32}$$

Используя $W_\epsilon^-(0, 0)$ из (27), получаем

$$W_\epsilon^-(0, 0) \simeq \sum_{\mathbf{p}} \frac{\Phi(\mathbf{p})}{\epsilon_p - \Delta_T/2 - \epsilon},$$

$$\Phi(\mathbf{p}) \simeq \left| \sum_{\mathbf{p}_1} w(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|) \phi_0^+(\mathbf{p}_1) \right|^2. \tag{33}$$

Примесный вклад в плотность состояний, $\delta\rho_{im}(E)$, для случая узкого резонанса опять дается формулой (19). Сдвиг максимальной энергии пика E_R относительно энергии E_0^+ и его полуширина Γ определяются следующими выражениями:

$$E_R - E_0^+ \simeq \mathcal{P} \sum_{\mathbf{p}} \frac{\Phi(\mathbf{p})}{\epsilon_p - \Delta_T/2 - E_0^+},$$

$$\Gamma \simeq \pi \sum_{\mathbf{p}} \Phi(\mathbf{p}) \delta(\epsilon_p - \Delta_T/2 - E_0^+), \tag{34}$$

где \mathcal{P} обозначает главное значение интеграла.

Вычислим вначале Γ из (34) для случая тонких квантовых ям, когда ширина двойной квантовой ямы \bar{d} много меньше боровского радиуса a_B . Оценивая характерный импульс p как \hbar/a_B , раскладываем матричные элементы (6) до первого порядка по $p\bar{d}/\hbar$, когда $w(p)$ оказывается не зависящим от p . Используя далее для вычисления $\Phi(\mathbf{p})$ волновые функции основного состояния двумерной кулоновской задачи, получаем Γ в виде

$$\Gamma = R \left(\frac{\bar{d}}{a_B} \frac{T}{\Delta_T} \right)^2 F(z_D). \tag{35}$$

Здесь $R = me^4/(2\kappa^2\hbar^2)$ — эффективная постоянная Ридберга ($R \simeq 5.8$ мэВ для параметров GaAs). Определяемая положением примеси функция $F(z_D)$ для модели двойной квантовой ямы с плоскими зонами дается выражением

$$F(z_D) = 2\pi(d_l/\bar{d})^2 \left[(1 + 2z_D/d_l)^2 - 2(d + \bar{d})/d_l - (4/\pi^2) \cos(\pi z_D/d_l)^2 \right]^2, \tag{36}$$

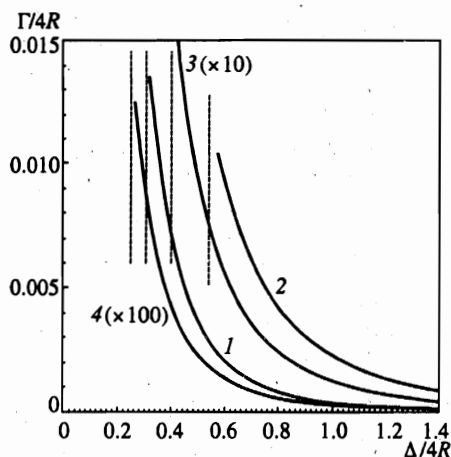


Рис. 4. Зависимость уширения резонансного состояния от энергии расщепления уровней Δ для (AlGa)As двойных квантовых ям с размерами 100/40/120 Å. Расстояния от примеси до левой гетерограницы двойных квантовых ям: 1 — 0 Å, 2 — 50 Å, 3 — 100 Å, 4 — 120 Å. Энергии нормированы на энергию связи $2D$ -кулоновского центра $4R$. Вертикальные штрихи соответствуют энергиям, при которых происходит трансформация резонансного состояния в локальное

в котором примесь считается находящейся в квантовой l -яме, координата z_D отсчитывается от середины l -ямы, d — ширина барьера. Если примесь расположена в барьере, то (36) надо заменить на $F(z_D) = 2\pi(8/d)^2[z_D + (d_l - d_r)/4]^2$, а если примесь расположена вне ямы, то $F(z_D) = 8\pi(1 + d/d)^2$. В рассматриваемом приближении главный вклад в сдвиг уровня дает область больших импульсов и $E_R - E_0^+$ оценивается как

$$E_R - E_0^+ \simeq \frac{\Gamma}{\pi} \ln \left| \frac{\varepsilon_m}{\Delta_T/2 + E_0^+} \right|, \quad (37)$$

где под знаком логарифма входит энергия обрезания $\varepsilon_m \simeq (\pi\hbar/d)^2/2m$. Таким образом, в тонких двойных квантовых ямах сдвиг узкого резонанса оказывается малым.

Результаты расчетов зависимостей уширения от расщепления уровней Δ для случая, когда ширины квантовой ямы сравнимы с боровским радиусом, представлены на рис. 4 (расщепления уровней Δ можно изменять, прикладывая к двойной квантовой яме поперечное электрическое поле). Энергия E_0^+ рассчитывалась вариационным методом с пробной функцией $\phi_0^+(\rho) = \sqrt{8/\pi a_0^2} \exp(-2\rho/a_0)$, где a_0 — вариационный параметр. Расчеты выполнены для структуры AlGaAs/GaAs с ширинами квантовых ям 100 и 120 Å, а ширина барьера принята равной 40 Å. Для такой структуры в отсутствие внешнего поперечного электрического поля $T/4R \simeq 0.05$ и $\Delta/4R \simeq 0.7$ ($4R$ — энергия связи двумерного кулоновского донора). Из рис. 4 видно, что безразмерное уширение $\Gamma/4R$ монотонно убывает при смещении уровня от края непрерывного спектра нижней подзоны, который показан штриховой вертикальной линией (в окрестности края непрерывного спектра уширение велико и используемое приближение узкого резонанса неприменимо). Кроме того, уширение существенно зависит от положения примеси z_D : Γ возрастает в несколько раз, если примесь сдвигается от внешней границы двойной квантовой ямы (кривая 1, $z_D = -d_l/2$) к центру квантовой ямы (кривая 2, $z_D = 0$). При дальнейшем смещении примеси к границе квантовая яма—барьер (кривая 3, $z_D = d_l/2$) и к центру барьера (кривая 4, $z_D = (d + d_l)/2$) уширение уровня быстро убывает. При $z_D = (d + d_l)/2$ это уширение обусловлено малым различием ширин квантовых ям и в результате получается узкий пик. Такой характер уширения согласуется с результатами, полученными для точечного дефекта в разд. 3.

б. Антипересечение локальных уровней

Перейдем теперь к случаю малого расщепления уровней Δ_T , когда основное донорное состояние E_0^+ оказывается под дном низшей подзоны, т. е. $E_0^+ < -\Delta_T/2$. Рассмотрим особенности энергетического спектра, возникающие, когда уровень E_0^+ близок к энергии основного или возбужденного состояний, связанных с нижней подзоной. Для расчета $\delta\rho_{im}(E)$ вблизи пересечения основных состояний используем в (27) невозмущенную гриновскую функцию $g_\varepsilon^-(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ в тех же приближениях, что и при записи $g_\varepsilon^+(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ в (28). Такая подстановка дает $\mathcal{S}_\varepsilon^-(0, 0)$ в виде, аналогичном (29), с ядром

$$W_\varepsilon^+(0, 0) \simeq \frac{E^2(0)}{E_0^+ - \varepsilon}. \quad (38)$$

Используя эти решения для $\mathcal{S}_\varepsilon^\pm$, мы получаем примесный вклад в плотность состояний:

$$\delta\rho_{im}(E) \simeq \frac{2n_{im}}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow E \pm i0} \text{Im} \frac{E_0^- + E_0^+ - 2\varepsilon}{(E_0^- - \varepsilon)(E_0^+ - \varepsilon) - E^2(0)} = 2n_{im} [\delta(E_- - E) + \delta(E_+ - E)]. \quad (39)$$

Здесь E_\pm — энергии уровней, модифицированные за счет туннелирования и определяемые как полюсы дроби в (39). Энергия E_- соответствует основному, а E_+ — первому возбужденному состоянию донора в двойной квантовой яме. Они равны

$$E_\pm = \frac{E_0^+ + E_0^-}{2} \pm \sqrt{(E_0^+ - E_0^-)^2/4 + E^2(0)}, \quad (40)$$

где E_0^\pm — собственные значения, определяемые из уравнения (22), а энергия расталкивания уровней $E(0)$ вычисляется из (30).

Рассмотрим зависимости E_\pm от расщепления уровней Δ (см. рис. 5, 6) для двойной квантовой ямы с теми же параметрами, что и в разд. 4а. При расчете использованы те же вариационные решения, что и при вычислении Γ . Функции $E_\pm(\Delta)$ сильно изменяются в зависимости от того, находится ли примесь в межъямном барьере или в квантовой яме. Если примесь находится в барьере, кривые $E_\pm(\Delta)$ демонстрируют обычный «антикроссинг» (см. пару кривых 4, 4' или 3, 3' на рис. 5, где кривые 4 и 3 соответствуют E_+ -уровню, а кривые 4' и 3' соответствуют E_- -уровню). Как видно из этого рисунка, зависимости $E_\pm(\Delta)$ лишь немного отличаются от поведения края непрерывного спектра $\pm\Delta_T/2$ (ср. кривые 3', 4' с кривой 0, которая соответствует краю спектра $-\Delta_T/2$). Аналогичное немонотонное поведение энергий связи донора и экситона было обнаружено в [20] и [21]. Отметим, что сегменты кривых 1–4, находящиеся выше края непрерывного спектра (кривой 0), соответствуют энергии резонансных состояний. Более сложный характер зависимостей $E_\pm(\Delta)$ возникает для примеси, расположенной внутри квантовой ямы или на внешней гетерогранице (кривые 2, 2' и 1, 1' на рис. 5). Решения уравнения (22) E_0^\pm , полученные без вклада энергии расталкивания $E(0)$, оказываются при увеличении Δ дважды пересекающимися, как показано на рис. 6 (пары штриховых и точечных кривых на нижней панели). Зависимости E_\pm от Δ для примеси, расположенной в центре квантовой ямы ($z_D = 0$) и на расстоянии $3d_i/4$ от внешней гетерограницы ($z_D = d_i/4$), приведены на рис. 6 сплошными линиями. При этом оказывается существенным, что согласно (23), (30) характерная энергия расталкивания $E(0)$, входящая в (40), резонансно возрастает при $\Delta \rightarrow 0$ (эта зависимость приведена на верхней панели

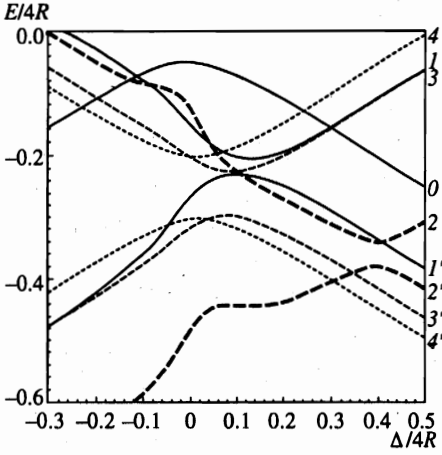


Рис. 5

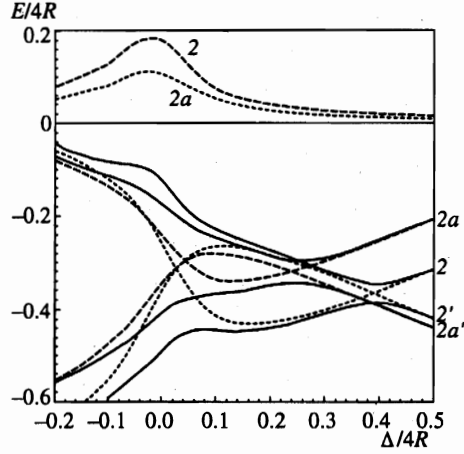


Рис. 6

Рис. 5. Зависимости определяемых уравнением (40) уровней E_{\pm} от Δ ; E_+ и E_- для тех же положений примеси, что и на рис. 4, даются соответственно кривыми 1-4 и 1'-4'. Кривая 0 соответствует краю непрерывного спектра $-\Delta_T/2$

Рис. 6. Уровни E_{\pm} для примеси с $z_D = 50 \text{ \AA}$ (сплошные кривые 2 и 2') и $z_D = 75 \text{ \AA}$ (сплошные кривые 2a и 2a') в зависимости от Δ . Пунктирная и штриховая кривые на нижней панели соответствуют энергиям E_0^{\pm} , а на верхней панели приведены энергии расталкивания $E(0)$

рис. 6). Таким образом, для больших Δ , где $E(0)$ монотонна, получается обычный антикроссинг, а для малых Δ , где пересечение E_0^{\pm} происходит одновременно с резонансным возрастанием $E(0)$, отталкивание уровней E_{\pm} увеличивается, так что особенность типа антикроссинга исчезает.

Аналогично рассчитывается антипересечение уровней в случае, когда энергия основного состояния E_0^+ близка к энергии низших возбужденных состояний E_1^- . При этом $g_{\epsilon}^+(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ дается (28), а возбужденные состояния описываются только s - и p -кладами в $g_{\epsilon}^-(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$:

$$g_{\epsilon}^-(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \approx \sum_l \frac{\phi_{1l}^-(\mathbf{p})\phi_{1l}^-(\mathbf{p}')^*}{E_{1l}^- - \epsilon}, \quad (41)$$

где $l = s, p$; E_{1p}^- — энергия дважды вырожденного p -состояния, E_{1s}^- — энергия возбужденного s -состояния (заметим, что в приближении тонкой квантовой ямы $E_{1p}^- = E_{1s}^-$, т. е. имеем трехкратно вырожденное возбужденное состояние, как показано на рис. 1б). Подставляя эти гриновские функции в (29), (31), получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{\epsilon}^+(0, 0) &= [E_0^+ - \epsilon - |E(1s)|^2/(E_{1s}^- - \epsilon) - 2|E(1p)|^2/(E_{1p}^- - \epsilon)]^{-1}, \\ \mathcal{S}_{\epsilon}^-(1l, 1l) &= (E_{1l}^- - \epsilon)^{-1} + \frac{|E(1l)|^2}{(E_{1l}^- - \epsilon)^2} \mathcal{S}_{\epsilon}^+(0, 0). \end{aligned} \quad (42)$$

Отметим, что в этом случае возникают две характеристические энергии отталкивания, $|E(1s)|$ и $|E(1p)|$, определяемые из уравнения (30). Используя (42) и преобразуя

$\mathcal{G}_\varepsilon^+(0,0) + \sum_l \mathcal{G}_\varepsilon^-(1l, 1l)$, получаем

$$\begin{aligned} \delta\rho_{im}(E) &\simeq \frac{2n_{im}}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow E+i0} \text{Im} \left\{ (E_{1p}^- - \varepsilon)^{-1} - \frac{d}{d\varepsilon} \ln[(E_1 - \varepsilon)(E_2 - \varepsilon)(E_3 - \varepsilon)] \right\} = \\ &= 2n_{im} \left[\delta(E_{1p}^- - E) + \sum_{j=1-3} \delta(E_j - E) \right], \end{aligned} \quad (43)$$

где E_j — решения следующего уравнения:

$$(E_{1p}^- - E)(\mathcal{E}_+ - E)(\mathcal{E}_- - E) - 2|E(1p)|^2(E_{1s}^- - E) = 0. \quad (44)$$

Здесь введены обозначения:

$$\mathcal{E}_\pm = (E_0^+ + E_{1s}^-)/2 \pm \sqrt{(E_0^+ - E_{1s}^-)^2/4 + |E(1s)|^2}. \quad (45)$$

Параметр E_{1s}^- расположен между \mathcal{E}_+ и \mathcal{E}_- , т.е. кубическое уравнение (44) имеет три действительных корня. Таким образом, мы получили, что антикроссинг возникает для обоих пересечений уровней, а случай одного действительного и двух комплексных корней не реализуется ни при каких значениях параметров. Рассмотрение более сложных зависимостей решений от Δ (аналогичных приведенным на рис. 6 для случая близких основных состояний) не изменяет этих выводов, хотя картина антипересечения оказывается более сложной. Результаты расчетов не приведены здесь, поскольку наблюдение антикроссинга основного и возбужденного состояний достаточно сложно в легированных двойных квантовых ямах из-за малости энергий расщепления. Но этот эффект может представлять интерес для случая экситонов низкой плотности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье рассмотрены особенности примесного вклада в плотность состояний двойных квантовых ям, обусловленные туннельным смешиванием состояний квантовых l - и r -ям. Обнаружены два качественных изменения энергетического спектра примесей: возникновение резонансных состояний и расталкивание уровней основных (или основного и возбужденных) состояний. Проведенные ранее исследования доноров касались энергии связи их основного состояния в зависимости от параметров двойных квантовых ям, которая находится из стандартных вариационных расчетов [20, 22, 23]. Ниже обсуждаются возможности экспериментального проявления рассмотренных нами особенностей в оптических и кинетических характеристиках двойных квантовых ям, а также указаны использованные приближения.

Отметим, что рассмотренные в статье неперекрывающиеся резонансные состояния или эффект антикроссинга локальных состояний можно экспериментально изучать только при уровнях легирования двойных квантовых ям, удовлетворяющих условию $n_{im}\bar{r}^2 \ll 1$ (\bar{r} — эффективный размер донора, порядка нескольких боровских радиусов). Из-за невысоких электронных концентраций чувствительность субмиллиметровых спектральных измерений будет низкой. Поэтому интересно исследование фундаментальных межзонных переходов (по спектрам фотолюминесценции или возбуждения фотолюминесценции) в асимметричных двойных квантовых ямах. В таких структурах

лишь электронные состояния туннельно-связаны, а верхние дырочные состояния локализованы в одной из квантовых ям, поскольку расщепление дырочных экстремумов превышает Δ_T . Изменения Δ_T (контролируемые поперечным электрическим полем) могут существенно изменить оптические спектры таких структур из-за преобразования локальных состояний в резонансные или, при определенной величине Δ_T , из-за эффекта антикроссинга. Как уже упоминалось в разд. 1, уширение экситонного пика для таких переходов отмечалось в [13, 14], но детальное изучение этого эффекта не проводилось. Насколько нам известно, изучение резонансных состояний на кулоновских донорах или структурных дефектах (примесях замещения или геометрических неровностях гетерограниц) также не проводилось в двойной квантовой яме. В таких структурах с неидеальными гетерограницами имеет место уширение края межзонных переходов, рассмотренное в [19], причем форма спектра существенно зависит от асимметрии рассеяния. В случае короткодействующих дефектов форма оптического спектра будет сильно зависеть от локализации дефекта в той или иной квантовой яме, поскольку дырочные состояния лишь из одной квантовой ямы участвуют в переходах. Вклад от узкого резонансного состояния может проявляться также в продольной проводимости (или в других кинетических коэффициентах) в селективно легированных двойных квантовых ямах, содержащих δ -слой легирующих примесей с концентрацией около 10^{11} см^{-2} . При наложении поперечного напряжения особенности будут проявляться, когда энергия резонансного состояния совпадает с фермиевской энергией.

Перечислим основные приближения, сделанные в расчетах. При описании примесных состояний использовалось приближение туннельного резонанса [19] и учитывалось туннельное смешивание лишь пары низших электронных уровней квантовых ям, тогда как вышележащие уровни квантовых l - и r -ям отброшены. Приближения параболического энергетического спектра и однородной диэлектрической проницаемости общеприняты в структурах типа I на базе (GaAl)As или (GaIn)As; для этих структур применимы также использованные выше модели кулоновского или короткодействующего потенциалов. Одноцентровое приближение (т. е., когда пренебрегается перекрытием волновых функций различных центров) позволяет существенно упростить расчеты, записав $\delta\rho_{im}(E)$ как сумму отдельных примесных вкладов. Полученные результаты применимы лишь для малых $n_{im}\bar{r}^2$ (см. выше). При этом состояния, близкие к краю непрерывного спектра, не рассматриваются, а резонансы предполагаются узкими, так что полуширина линии Γ (см. (19)) мала по сравнению с энергетическим зазором от положения резонанса до края непрерывного спектра. При решении интегрального уравнения (24) использовано приближение малой туннельной модификации спектра (уширения резонансного пика или сдвига уровней из-за их смешивания) по сравнению с характерными энергиями в отсутствие туннелирования (энергии связи примесей в отдельных квантовых ямах, расщепление уровней). Сделанные приближения не влияют на качественную картину донорных состояний в двойных квантовых ямах.

Таким образом, здесь рассмотрены особенности примесного вклада в плотность состояний двойных квантовых ям для короткодействующих дефектов и кулоновских доноров. Обсуждены также возможности экспериментальных измерений и критерии применимости результатов. Отмечено, что аналогичные эффекты имеют место и для экситонных состояний.

Литература

1. J. P. Eisenstein, *Superlattices and Microstructures* **12**, 107 (1992).
2. Y. Ohno, H. Sakaki, and M. Tsuchiya, *Phys. Rev. B* **49**, 11492 (1994).
3. Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995).
4. I. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, and K. Ebert, *Phys. Rev. B* **52**, 12153 (1995).
5. Y. Huang and C. Lien, *Phys. Low-Dim. Struct.* **4/5**, 1 (1995).
6. M. F. Krol, R. P. Leavitt, J. T. Pham, B. P. McGinnis, and N. Peyghambarian, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3045 (1995).
7. В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов, П. С. Дорожкин, М. Байер, А. Форхел, Ж. Страка, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 840 (1997).
8. А. М. Стоунхэм, *Теория дефектов в твердых телах: энергетическая структура дефектов в диэлектриках и полупроводниках*, Мир, Москва (1978) (A. M. Stoneham, *Theory of Defects in Solids* (Clarendon Press, Oxford, 1975)); Ж. Бургуэн, М. Ланно, *Точечные дефекты в полупроводниках: экспериментальные аспекты*, Мир, Москва (1985) (M. Lannoo and J. Bourgoin, *Point Defects in Semiconductors* (Springer-Verlag, Berlin, 1982)).
9. R. L. Greene and K. K. Bajaj, *J. Vac. Sci. Technol. B* **1**, 391 (1983).
10. R. Ranganathan, B. D. McCombe, N. Nguyen, Y. Zhang, and L. M. Rustgi, *Phys. Rev. B* **44**, 1423 (1991).
11. А. Б. Дзюбенко, *ЖЭТФ* **113**, 1446 (1998); А. Б. Дзюбенко, А. Л. Яблонский, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 198 (1996).
12. G. W. Bryant, *Phys. Rev. B* **47**, 1683 (1993).
13. A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, *Phys. Rev. B* **44**, 6231 (1991).
14. D. Y. Oberli, G. Bohm, G. Weimann, and J. A. Brum, *Phys. Rev. B* **49**, 5757 (1994).
15. S. Glutsch, F. Bechstedt, D. S. Chemla, in *23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann, World Scientific, Singapore (1996).
16. D. Birkedal, K. El. Sayed, G. Sanders, C. Spiegelberg, V. G. Lyssenko, C. Stanton, J. M. Hvam, V. B. Timofeev, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **54**, 10316 (1996); А. И. Тартаковский, В. Б. Тимофеев, В. Г. Лысенко, Д. Биркедал, Я. Хвам, *ЖЭТФ* **112**, 1106 (1997).
17. E. N. Economou, *Green's Functions in Quantum Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1983).
18. A. Yariv, C. Lindsey, and U. Sivan, *J. Appl. Phys.* **58**, 3669 (1985); Ф. Т. Васько, О. Э. Райчев, *ЖЭТФ* **107**, 951 (1995).
19. F. T. Vasko and O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **50**, 12159 (1994); *Phys. Rev. B* **51**, 7116 (1995).
20. J. Galbraith and G. Duggan, *Phys. Rev. B* **40**, 5515 (1989).
21. M. Bayer and V. B. Timofeev, *Phys. Rev. B* **54**, 8799 (1996).
22. L. Shazhong and J. B. Khurgin, *Phys. Rev. B* **46**, 12535 (1992).
23. V. Takahashi, Y. Kato, S. Fukatsu, Y. Shivaki, and R. Ito, *J. Appl. Phys.* **76**, 2299 (1994).