

©1995 г.

## ТУННЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДЫРОК В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С НЕИДЕАЛЬНЫМИ ГЕТЕРОГРАНИЦАМИ

Ф.Т.Васько, О.Э.Райчев

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина  
(Получена 20 сентября 1994 г. Принята к печати 18 ноября 1994 г.)

Проведен расчет скорости туннельной релаксации дырок в двойных квантовых ямах при их рассеянии на шероховатостях гетерограниц. За счет смешивания состояний легких и тяжелых дырок (которые описываются аналитически в приближении сильно различающихся эффективных масс) механизм межъямного туннелирования изменяется с ростом энергии расщепления туннельно-связанных уровней. Зависимость скорости туннельной релаксации от энергии расщепления согласуется с экспериментальными результатами.

Отличие характера туннелирования дырок от электронного туннелирования обусловлено смешиванием состояний тяжелых ( $h$ ) и легких ( $l$ ) дырок на гетерограницах. Такое смешивание возникает при ненулевых продольных импульсах  $p$ , и может изменять характер туннелирования в структурах различной геометрии [1-3]. Дело в том, что глубины подбарьерного проникновения  $l$ - и  $h$ -компонент волновой функции  $\kappa_{l,h}^{-1} = \hbar\sqrt{2m_{l,h}U}$  ( $U$  — разрыв зон на гетеропереходах,  $m_l$  и  $m_h$  — эффективные массы легких и тяжелых дырок) заметно различаются и зависящие от  $p$  вклады могут доминировать. Такая возможность обсуждалась в [3], где также был развит аналитический подход для описания энергетического спектра в двойных квантовых ямах (ДКЯ). При этом, помимо отмеченной выше особенности туннелирования, надо учитывать также внутриямное смешивание  $h$ - и  $l$ -компонент, которое существенно изменяет законы дисперсии дырок [4].

Здесь проведен расчет скорости туннельной релаксации фотовозбужденных дырок при их рассеянии на неровностях (шероховатостях) гетерограниц, учитывающий указанные особенности, обусловленные смешиванием  $h$ - и  $l$ -состояний. Рассматривается пара наиболее низких уровней дырок в правой ( $R$ ) и левой ( $L$ ) ямах в приближении сильного различия эффективных масс  $m_l \ll m_h$ , когда характерные энергии туннелирующих дырок  $\mathcal{E} \approx (\hbar\pi/d_{L,R})^2/2m_h$  малы по сравнению с энергиями

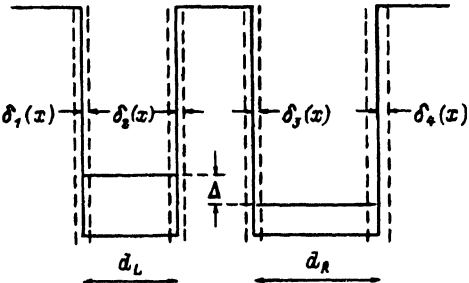


Рис. 1. Зонная диаграмма двойной квантовой ямы с неидеальными гетерограницами. Энергия отсчитывается в глубину валентной зоны.

квантования легких дырок  $(\hbar\pi/d_{L,R})^2/2m_l$  (здесь  $d_L, d_R$  — ширины  $L$ - и  $R$ -ям, см. рис. 1). При описании таких низкоэнергетических состояний дырок в неидеальной структуре с ДКЯ, характеризуемой потенциальной энергией  $U(\mathbf{x}, z)$ , удобно аналогично [3] использовать гриновскую функцию, определяемую уравнением

$$\left[ \frac{p_z^2}{2m_l} + U(\mathbf{x}, z) \right] g(z, z'; \mathbf{x}) = \delta(z - z'), \quad (1)$$

и исключить  $l$ -компоненты 4-компонентной волновой функции дырок по соотношению

$$\begin{bmatrix} \psi_{\mathbf{x}z}^2 \\ \psi_{\mathbf{x}z}^3 \end{bmatrix} \cong -\frac{\sqrt{3}}{8m_l} \int dz' g(z, z'; \mathbf{x}) \begin{bmatrix} 2ip_+ p_{z'} & p_-^2 \\ p_+^2 & 2ip_- p_{z'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{\mathbf{x}z'}^1 \\ \psi_{\mathbf{x}z'}^4 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где связывающая  $l$ -компоненты  $(\psi_{\mathbf{x}z}^2, \psi_{\mathbf{x}z}^3)$  и  $h$ -компоненты  $(\psi_{\mathbf{x}z}^1, \psi_{\mathbf{x}z}^4)$  матрица представляет собой часть матричного гамильтониана Латтинджера, а  $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$  и  $p_z$  — операторы продольного и поперечного импульсов. Соотношение (2) справедливо, если де-бройлевские длины дырочных состояний  $\lambda$  и характерные корреляционные длины неровностей  $l_c$  много больше поперечного размера структуры с ДКЯ  $d$ . В этом же приближении  $h$ -компоненты волновых функций дырок описывают вырожденные по спину состояния  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \psi_{\mathbf{x}z}$  и  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \psi_{\mathbf{x}z}^*$ , причем  $\psi_{\mathbf{x}z}$  удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению

$$\left( \frac{p_z^2}{2m_h} + U(\mathbf{x}, z) - \varepsilon \right) \psi_{\mathbf{x}z} + \frac{3}{8m_l} \int dz' p \Phi_{\mathbf{x}}(z, z') p_+ \psi_{\mathbf{x}z'} = 0, \quad (3)$$

ядро которого  $\Phi_{\mathbf{x}}(z, z')$  представляет собой регулярную часть выражения

$$\left[ p_z p_{z'} g(z, z'; \mathbf{x}) \right] / 2m_l. \quad (4)$$

Интегральное слагаемое в (3) обусловлено  $l$ - $h$ -смешиванием и описывает вклад  $i$ -компонент волновой функции дырок в формирование наиболее низких состояний ДКЯ.

Для описания пары близких по энергии туннельно-связанных состояний дырок в  $L$ - и  $R$ -ямах ищем решение (3) в виде разложения

$$\psi_{\mathbf{x}z} = \varphi_{\mathbf{x}}^L F_{\mathbf{x}z}^L + \varphi_{\mathbf{x}}^R F_{\mathbf{x}z}^R, \quad (5)$$

причем орбитали  $F_{xz}^j$  находятся из уравнений

$$\left[ \frac{p_z^2}{2m_h} + U_j(x, z) - \varepsilon_x^j \right] F_{xz}^j = 0, \quad (6)$$

где  $U_j(x, z)$  — потенциал  $j$ -й квантовой ямы, учитывающий неидеальность границ,  $\varepsilon_x^j = \varepsilon_j + \delta\varepsilon_x^j$  — энергия квантования основного состояния дырок в  $j$ -й яме, параметрически зависящая от вариаций толщины этой ямы (для глубоких состояний имеем  $\delta\varepsilon_x^L \cong 2\varepsilon_L[\delta_1(x) - \delta_2(x)]/d_L$ ,  $\delta\varepsilon_x^R \cong 2\varepsilon_R[\delta_3(x) - \delta_4(x)]/d_R$ , где  $\delta_i(x)$  — отклонение положения  $i$ -й гетерограницы — см. рис. 1 — от его среднего значения). В приближении  $\lambda, l_c \gg \sqrt{m_h/m_l} \bar{d}$  функции  $\varphi_x^j$  определяются из матричного уравнения

$$\begin{bmatrix} p_{\perp}^2/2m_L + \Delta/2 + \delta\varepsilon_x^L - \varepsilon & T - p_{\perp}^2/2m^* \\ T - p_{\perp}^2/2m^* & p_{\perp}^2/2m_R - \Delta/2 + \delta\varepsilon_x^R - \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_x^L \\ \varphi_x^R \end{bmatrix} = 0, \quad (7)$$

в котором введено среднее расщепление уровней  $L$ - и  $R$ -ям в отсутствие туннелирования  $\Delta = \varepsilon_L - \varepsilon_R$ , при этом энергия  $\varepsilon$  отсчитывается от  $(\varepsilon_L + \varepsilon_R)/2$ ,  $p_{\perp}^2 = p_x^2 + p_y^2$ . Описывающий туннельную связь дырочных состояний  $L$ - и  $R$ -ям недиагональный матричный элемент содержит обусловленный  $l$ - $h$ -смешиванием пропорциональный  $p_{\perp}^2$  вклад, эффективность которого характеризуется массой  $m^*$ . Считая амплитуды шероховатостей малыми по абсолютной величине, так что выполнены условия  $\langle |\delta_i(x)| \rangle / d_{L,R} \ll 1$  и  $\langle |\delta_i(x)| \rangle \kappa_h \ll 1$ , мы пренебрегли в (7) параметрической зависимостью величин  $m_L, m_R, m^*$  и  $T$  соответственно.<sup>1</sup> В модели прямоугольных потенциалов и при  $\kappa_l d_{L,R} \gg 1$  имеем  $m_L \cong m_R \cong m_l \pi^2 / 6 \equiv m$  [4], а

$$m^* \cong m_l \pi^2 \kappa_l \sqrt{d_L d_R} e^{\kappa_l d_B} / 12, \quad T \cong 2\pi^2 \hbar^2 e^{-\kappa_h d_B} / (m_h \kappa_h d_L^{3/2} d_R^{3/2}), \quad (8)$$

где  $d_B$  — толщина потенциального барьера.

Уравнение (7) может быть получено и без предположения о плавности шероховатостей, если при описании этих шероховатостей использовать метод преобразования координат, аналогичный примененному в [5] для случая электронов в одной квантовой яме. Вычисления при этом довольно громоздки и не столь наглядны, как приведенные выше. Уравнение (7) оказывается справедливым в приближении  $\lambda \gg \sqrt{m_h/m_l} d_{L,R}$ , причем, если оценивать де-бройлевскую длину  $\lambda$  по максимальному волновому вектору дырки, который для рассматриваемого здесь случая упругого рассеяния может быть определен как  $\sqrt{2m_R \Delta} / \hbar$  (температура дырок  $T_h$  предполагается малой,  $T_h < \Delta$ ), то получается условие применимости (7) в виде  $\Delta \ll \hbar^2 / (m_h d_{L,R}^2)$ , что совпадает с условием применимости двухуровневого приближения, когда разложение (5) возможно.

<sup>1</sup> По этой же причине можно использовать вместо параметрически заданных орбиталей  $F_{xz}^j$  «жесткие» орбитали  $F_x^j$ , определяемые уравнением (6) с  $\varepsilon_x^j = \varepsilon_j$  и  $U_j(x, z) = U_j(z)$ , где  $U_j(z)$  — потенциал идеальной  $j$ -й ямы.

В отсутствие возмущения неоднородностей  $\delta \varepsilon_{\mathbf{x}}^j$  уравнение (7) описывает состояния  $|+\mathbf{p}\rangle$  и  $|-\mathbf{p}\rangle$ , энергия расщепления которых  $\Delta_{T_p} = \sqrt{\Delta^2 + 4T_p^2}$  ( $T_p = T - p^2/2m^*$ ) зависит от абсолютной величины  $p$  двумерного ( $2D$ ) импульса  $\mathbf{p}$ . Вероятность перехода между состояниями  $|+\mathbf{p}\rangle$  и  $|-\mathbf{p}'\rangle$  за счет рассеяния на этих потенциалах дается стандартным выражением

$$W_{+-}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{j=L,R} w_j(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) \left| \langle +\mathbf{p} | \hat{R}_p \hat{P}_j \hat{R}_{p'}^{-1} | -\mathbf{p}' \rangle \right|^2 \times \delta(\varepsilon_{+\mathbf{p}} - \varepsilon_{-\mathbf{p}'}), \quad (9)$$

где  $w_j(|\mathbf{q}|)$  — фурье-образ коррелятора  $w_j(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) = \langle \delta \varepsilon_{\mathbf{x}}^j \delta \varepsilon_{\mathbf{x}'}^j \rangle$ ,  $\varepsilon_{\pm \mathbf{p}} = p^2/2m \pm \Delta_{T_p}$  — энергии  $|\pm \mathbf{p}\rangle$ -состояний,  $\hat{P}_j$  —  $(2 \times 2)$ -матрица проектирования на  $j$ -ю квантовую яму ( $\hat{P}_L = (1 + \hat{\sigma}_z)/2$ ,  $\hat{P}_R = (1 - \hat{\sigma}_z)/2$ ),  $\hat{R}_p = e^{i\varphi_p \hat{\sigma}_y}$  (где  $\text{tg } 2\varphi_p = 2T_p/\Delta$ ) — матрица унитарного преобразования, диагонализующего матричный гамильтониан из (7) в отсутствие возмущения,  $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$  — матрицы Паули. Частота релаксации при уходе из  $|+\mathbf{p}\rangle$ -состояния в незаполненные  $|-\mathbf{p}'\rangle$ -состояния определяется выражением

$$\nu(p) = \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi\hbar)^2} W_{+-}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'). \quad (10)$$

Вычисляя матричный элемент из (9) и ограничиваясь случаем низких температур фотовозбужденных дырок,  $T_h \ll \Delta$ , когда можно ввести не зависящую от  $p$  частоту туннельной релаксации  $\nu = \nu(0)$ , получим

$$\nu = \frac{\pi}{\hbar} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} \left[ w_+(p) \left( 1 - \frac{\Delta^2}{\Delta_{T_0} \Delta_{T_p}} \right) + w_-(p) \frac{\Delta(\Delta_{T_p} - \Delta_{T_0})}{\Delta_{T_p} \Delta_{T_0}} \right] \times \delta(\Delta_{T_0}/2 + \Delta_{T_p}/2 - p^2/2m), \quad (11)$$

где введены суммарная ( $w_+(p) = [w_L(p) + w_R(p)]/2$ ) и разностная ( $w_-(p) = [w_L(p) - w_R(p)]/2$ ) корреляционные функции рассеивающих потенциалов. Результат интегрирования в (11) выпишем для случая  $2T \ll \Delta$ , когда реализуется случай слабой туннельной связи  $L$ - и  $R$ -ям по тяжелым дыркам и частота межъямной туннельной релаксации  $\nu$  много меньше частоты внутриямной релаксации. Считаем также корреляционные длины неоднородностей малыми по сравнению с  $\hbar/\sqrt{2m_l \Delta_{T_0}}$ , что позволяет пренебречь зависимостью величин  $w_{\pm}(p)$  от  $2D$ -импульса:  $w_{\pm}(p) \cong w_{\pm}(0) = w_{\pm}$  (случай эффективно короткодействующего потенциала рассеяния). Имеем

$$\nu = \frac{m}{\hbar^3 [1 - (m/m^*)^2]} \left[ w_+ \frac{2T^2}{\Delta^2} + \tilde{w}(m/m^*)^2 - 2\tilde{w}(m/m^*) \frac{T}{|\Delta|} \right], \quad (12)$$

где  $\tilde{w} = w_L$  при  $\Delta > 0$  и  $\tilde{w} = w_R$  при  $\Delta < 0$ . Наличие последних двух слагаемых (пропорциональных  $e^{-2\kappa_l d_{VB}}$  и  $e^{-(\kappa_h + \kappa_l) d_{VB}}/|\Delta|$ ) наряду с первым слагаемым (пропорциональным  $e^{-2\kappa_h d_{VB}}/\Delta^2$ ) обусловлено  $l$ - $h$ -смешиванием.

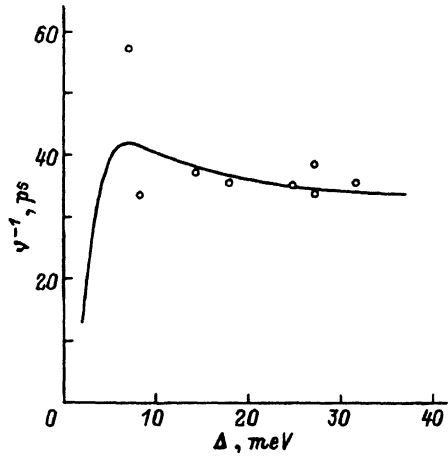


Рис. 2. Зависимость времени туннельной релаксации дырок  $\nu^{-1}$  в ДКЯ от энергии расщепления уровней  $\Delta$ . Сплошная линия — теоретическая кривая, построенная с использованием параметров структуры [7], точки — экспериментальные данные [7], временное разрешение 6.5 пс.

Ввиду неравенства  $e^{-2\kappa_A d_B} \ll e^{-2\kappa_I d_B}$  формула (12) описывает переход от туннелирования по тяжелым дыркам (когда доминирует первое слагаемое из правой части) к туннелированию по легким дыркам (доминирует второе слагаемое) при  $|\Delta| = |\Delta_0| \cong T^2(m^*/m)^2(w_+/\tilde{w})$ . Последний режим туннелирования характеризуется отсутствием зависимости  $\nu$  от энергии расщепления уровней  $\Delta$ . Такой режим наблюдался в экспериментах [6,7], где частота релаксации  $\nu$  фотовозбужденных дырок измерялась методами спектроскопии люминесценции с высоким временным разрешением. На рис. 2 наряду с экспериментальными точками [7] приведена теоретическая зависимость  $\nu^{-1}(\Delta)$ , рассчитанная с использованием параметров ДКЯ из [7]. Для нахождения корреляторов случайных потенциалов  $w_j(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)$  использовался явный вид коррелятора отклонений  $\langle \delta_i(\mathbf{x})\delta_i(\mathbf{x}') \rangle = a^2 \exp[-(\mathbf{x} - \mathbf{x}')^2/l_c^2]$ , где средние амплитуды  $a$  и корреляционные длины  $l_c$  шероховатостей считаются одинаковыми для всех границ. Согласие теории и эксперимента имеет место при разумных значениях этих параметров:  $a = 0.283$  нм (толщина монослоя в GaAs) и  $l_c = 4.6$  нм. Теоретическая кривая отражает отмеченный выше переход между двумя режимами туннелирования, причем режим туннелирования по тяжелым дыркам реализуется в области сравнительно малых  $\Delta$ , когда могут оказаться существенными эффекты столкновительного уширения дырочных состояний, не описываемые формулой (9) (по этой причине экспериментальное наблюдение указанного режима затруднено). В переходной области ( $\Delta \cong 8$  мэВ)  $\nu^{-1}(\Delta)$  имеет максимум, связанный с влиянием последнего слагаемого из (12), которое входит с отрицательным знаком. В другом эксперименте [6] использовалась структура с более широким потенциальным барьером, и нельзя однозначно относить наблюдавшиеся большие времена затухания фотолуминесценции,  $\nu^{-1} \cong 800$  пс, на счет туннельной релаксации. Однако согласие теории и эксперимента при близких к использованным выше значениях  $a$  и  $l_c$  возможно и в этом случае.

Эта работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант № U65000).

- [1] R. Wessel, M. Altarelli. Phys. Rev. B, **39**, 12802 (1989).
- [2] R. Ferreira, G. Bastard. Surf. Sci., **229**, 165 (1990).
- [3] Ф.Т. Васько, О.Э. Райчев. ЖЭТФ, **104**, 3103 (1993).
- [4] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. ЖЭТФ, **82**, 1584 (1982).
- [5] K.M. Leung. Phys. Rev. B, **30**, 647 (1984).
- [6] K. Leo, J. Shah, J.P. Gordon, T.C. Damen, D.A.B. Miller, C.W. Tu, J.E. Cumingham. Phys. Rev. B, **42**, 7065 (1990).
- [7] M. Nido, M.G.W. Alexander, W.W. Rühle, R. Köhler. Phys. Rev. B, **43**, 1839 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## Tunnelling relaxation of holes in double quantum wells with non-ideal heterointerfaces

*F.T.Vasko, O.E.Raichev*

Semiconductor Institute, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, The Ukraine

Tunneling relaxation rate of holes in double quantum wells is calculated, the hole scattering due to interface roughness being taken into account. The mixing of light- and heavy-hole states (which are described analytically in the approximation of radically different effective masses) results in the interwell tunneling mechanism change with an increase in the splitting energy of tunnel-coupled levels. The splitting energy dependence of the tunneling relaxation rate agrees well with experimental data.

---