

РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Васько Ф. Т.

Получено уравнение баланса населенности фотовозбужденных электронов в туннельно-связанных двойных квантовых ямах. Рассмотрены междуямные переходы при спонтанном испускании оптических фононов и рассеянии на равномерно распределенных акустических фононах, причем последний механизм включается при $\Delta < \hbar\omega_0$ (Δ — энергетический зазор между туннельно-связанными уровнями, ω_0 — частота оптического фонона). Для случая $\Delta \approx \hbar\omega_0$ на временной зависимости населенности сильно вырожденных электронов вначале имеется замедление процесса релаксации с испусканием оптических фононов (связанное с заполнением двумерных состояний нижнего уровня), а затем — переход на релаксацию с участием акустических фононов.

1. Процессы релаксации фотовозбужденных электронов в туннельно-связанных двойных квантовых ямах сейчас активно изучаются (см. материалы конференций [1-3]). В таких экспериментах при захвате фотовозбужденных электронов в левую l и правую r квантовые ямы различающейся ширины d_l и d_r (для определенности принимаем $d_l < d_r$) реализуется случай различных концентраций в l - и r -ямах. Это различие населенностей определяется временем перехода между туннельно-связанными квантовыми ямами, которое может измеряться как по неодинаковости интенсивности пиков люминесценции (разделенных энергий порядка расстояния между уровнями Δ) в режиме стационарного фотовозбуждения, так и по переходному процессу релаксации люминесценции с использованием спектроскопии высокого временного разрешения.

Теоретическое описание процессов релаксации в такой системе сводится к рассмотрению уравнений баланса населенности, если времена туннельных переходов между l - и r -ямами τ^* велики по сравнению с внутриямными временами релаксации $2D$ -импульса $\tau_{l,r}$ (именно учет движения в плоскости $2D$ -слоев отличает рассматриваемый случай от изучавшихся ранее [4] задач о релаксации двухуровневых систем). Условие $\tau^* \gg \tau_{l,r}$ ограничивает толщину барьера снизу. Будем считать также d не слишком большим, так что столкновения не разрешают образующуюся за время \hbar/T (T — туннельный матричный элемент) суперпозицию состояний l - и r -ям. В таком режиме переходные процессы описываются кинетическим уравнением, содержащим вероятности перехода между гибридованными состояниями l - и r -ям. Ограничиваясь случаем нелегированной структуры и невысокими уровнями фотовозбуждения, можно пренебречь рассеянием на примесях и электрон-электронными столкновениями (которые могут приводить к механизму междуямной релаксации, аналогичному оже-процессу) и рассмотреть лишь переходы с участием фононов. Рассматриваем интервал температур, на котором оптические фононы выморожены, а акустические равномерно распределены (такой случай обычно реализуется в экспериментах [1-3]), и будем пренебрегать

¹ Следует учесть, что энергетические зазоры в валентной зоне невелики, а туннелирование дырок между квантовыми l - и r -ямами менее эффективно.

искажениями фононного спектра и электрон-фононного взаимодействия из-за наличия гетерограниц.

Для такого случая далее записываются кинетические уравнения и анализируется баланс населенности квантовых l - и r -ям. В литературе [1-3, 5] имеются лишь численные оценки времен промежуточной релаксации для конкретных экспериментальных ситуаций, а рассмотрения аналитических выражений (определяющих изменение населенности в зависимости от геометрии структуры, величины Δ и т. д.) не проводилось. Здесь обсуждаются особенности временной зависимости населенности, связанные с выключением процесса релаксации на оптических фононах, когда их энергия $\hbar\omega_0$ уменьшается по сравнению с Δ (изменение энергетического зазора между уровнями Δ возможно на структуре, помещенной в поперечное электрическое поле [6]). В случае $\Delta \geq \hbar\omega_0$ на временной зависимости населенности сильно вырожденных электронов вначале появляется замедление процесса релаксации с испусканием оптических фононов (связанное с заполнением двумерных состояний нижнего уровня), а затем — переход на релаксацию с участием акустических фононов.

2. Электронные состояния в туннельно-связанных двойных квантовых ямах, имеющих пару близких по энергии уровней (см. рис. 1, на котором U_c — высота барьера, а d — его ширина), удобно описывать, используя базис $|\lambda\rangle$ - и $|r\rangle$ -орбиталей [7] при записи точной волновой функции

$$\Psi_{lp}|\lambda\rangle + \Psi_{rp}|r\rangle. \quad (1)$$

Столбец коэффициентов $\begin{vmatrix} \Psi_{lp} \\ \Psi_{rp} \end{vmatrix}$ удовлетворяет в отсутствие рассеяния уравнению Шредингера

$$\begin{vmatrix} \frac{\Delta}{2} + \frac{p^2}{2m_l} & T \\ T & -\frac{\Delta}{2} + \frac{p^2}{2m_r} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Psi_{lp} \\ \Psi_{rp} \end{vmatrix} = E \begin{vmatrix} \Psi_{lp} \\ \Psi_{rp} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

в котором E отсчитывается от середины между l - и r -уровнями, а туннельный матричный элемент T дается выражением

$$T \approx U_c \langle l|r \rangle \approx \tilde{\varepsilon} \frac{d}{\sqrt{d_l d_r}} e^{-\kappa d}, \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{(\pi \hbar)^2}{m d_l d_r}, \quad (3)$$

вычисляемым для $m_{l,r} \approx m$ в приближении слабого перекрытия волновых функций l - и r -ям. При этом в (2), (3) опущены малые порядка $\exp(-2\kappa d)$ (масштаб подбарьерного затухания волновых функций κ^{-1} определяется для $\tilde{\varepsilon}, \Delta \ll U_c$ соотношением $\hbar\kappa \approx \sqrt{2mU_c}$).

Определяющие энергию продольного движения массы m_l' и m_r не совпадают из-за вклада непараболических поправок к законам дисперсии s -зоны и различия эффективных масс внутри ям и в барьере. В принципе эти различия приводят к междуямным переходам даже за счет однородного возмущения поперек двумерной структуры. Однако для рассматриваемых здесь механизмов фононной релаксации учет этого фактора дает лишь малые добавки и далее эффективные массы в l - и r -ямах считаются равными. В таком приближении из (2) получаются законы дисперсии $E_{\pm p}$ и нормированные волновые функции состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$:

$$|+\rangle = N \left| \frac{1}{T} \right|, \quad |-\rangle = N \left| \frac{T}{\sqrt{(\Delta/2)^2 + T^2 + \Delta/2}} \right|, \quad (4)$$

$$E_{\pm p} = \frac{p^2}{2m} \pm \sqrt{(\Delta/2)^2 + T^2}, \quad N^2 = \frac{\Delta/2 + \sqrt{(\Delta/2)^2 + T^2}}{2\sqrt{(\Delta/2)^2 + T^2}},$$

причем для $\Delta \gg T$ состояния $|+\rangle$ в основном локализуются в l -яме, а состояние $|-\rangle$ — в r -яме.

Для описания междуямных переходов надо добавить к гамильтониану (2) энергию электрон-фононного взаимодействия, в которой возникает определяющий перепутывание состояний \pm (далее $j, j' = \pm$) фактор

$$\langle j_p | e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} + q_{\perp} z)} | j'_{p'} \rangle \simeq \delta_{p, p' + \mathbf{q}} [\Psi_l^j \Psi_r^{j'} \langle l | e^{iq_{\perp} z} | l \rangle + \Psi_r^j \Psi_l^{j'} \langle r | e^{iq_{\perp} z} | r \rangle], \quad (5)$$

вычисляемый без учета перекрытия l - и r -орбиталей, малого по сравнению с (3). Содержащие поперечную компоненту фононного волнового вектора (q, q_{\perp}) множители (5) записываем аналогично случаю релаксации на фононах в одиночной квантовой яме [8]

$$\langle l | e^{iq_{\perp} z} | l \rangle = e^{iq_{\perp} z} \chi(q_{\perp} z_l), \quad \langle r | e^{iq_{\perp} z} | r \rangle = e^{iq_{\perp} z} \chi(q_{\perp} z_r), \quad (6)$$

$$\chi(a) = 2 \int_{-1/2}^{1/2} dx e^{iax} \cos^2 \pi x, \quad z_l = -\frac{d+d_l}{2}, \quad z_r = \frac{d+d_r}{2},$$

причем функция $\chi(a)$ здесь не учитывает подбарьерного проникновения $|l\rangle$ - и $|r\rangle$ -орбиталей. Заметим, что ненулевое значение (5) при $j \neq j'$ получается за счет различия факторов (6), так как при их совпадении в (5) появится условие ортогональности столбцов $\Psi_{l,r}^j$ и $\Psi_{l,r}^{j'}$.

3. Распределение электронов по состояниям $\lambda = (j\rho)$ определяется функцией f_{λ} , удовлетворяющей обычному кинетическому уравнению с вероятностями перехода

$$W_k(\lambda | \lambda') = \frac{2\pi}{h} \sum_{q, q_{\perp}} |C_q^{(k)}|^2 |\langle \lambda | e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} + q_{\perp} z)} | \lambda' \rangle|^2 \times$$

$$\times [\delta(E_{\lambda} - E_{\lambda'} + \hbar\omega_{\bar{q}})(N_{\bar{q}} + 1) + \delta(E_{\lambda} - E_{\lambda'} - \hbar\omega_{\bar{q}})N_{\bar{q}}], \quad (7)$$

описывающими рассеяние на k -й фононной моде и содержащими фактор (5). Здесь $\bar{q} = \sqrt{q^2 + q_{\perp}^2}$, $N_{\bar{q}}$ — планковское распределение фононов частоты $\omega_{\bar{q}}$, $C_q^{(k)}$ — объемный матричный элемент электрон-фононного взаимодействия (см. [9]). Недиagonальные по номеру состояний (\pm) вероятности перехода (7) малы по параметру $(T/\Delta)^2$. Поэтому равновесные распределения внутри ям $f_i(E_{\pm p})$ (зависящие от температуры электронов T_e^* и квазиуровней Ферми, определяющих

² Считая здесь температуру T_e постоянной, используем в качестве $\tau_{l,r}$ времена энергетической релаксации $2D$ -электронов, резко возрастающие для квазиупругих механизмов рассеяния, которые доминируют у экстремумов l - и r -ям. Если при этом туннелирование происходит со спонтанным испусканием оптических фононов, то условие $\tau_{\rho 0}^* \ll \tau_{l,r}$ также окажется достаточно жестким [10].

концентрации $n_{\pm t}$, устанавливаются одновременно $\tau_{l,r}$, а медленная релаксация населенностей $n_{\pm t}$ определяется уравнениями баланса

$$\frac{dn_{+t}}{dt} = - \sum_k \left(\frac{\partial \delta n}{\partial t} \right)_k, \quad \frac{dn_{-t}}{dt} = \sum_k \left(\frac{\partial \delta n}{\partial t} \right)_k, \quad (8)$$

в которых скорости междуямных переходов даются выражениями

$$\left(\frac{\partial \delta n}{\partial t} \right)_k = \frac{2}{L^4} \sum_{p,p'} W(+p| - p) f_i(E_{+p}) [1 - f_i(E_{-p})]. \quad (9)$$

При записи (8) выделяем нормировочную площадь L^2 , учитываем закон сохранения продольного импульса в (5), а также пренебрегаем процессами междузонной рекомбинации, считая полную концентрацию $n = (n_{+t} + n_{-t})$ постоянной. При рассмотрении (7) — (9) опущены также недиагональные по номеру состояний $j = \pm$ компоненты матрицы плотности, которые малы при выполнении неравенства $\Delta \gg T, \hbar/\tau_{l,r}$.

Из-за перепутывания вкладов l - и r -орбиталей в решениях (4) рассматриваемые здесь населенности $n_{\pm t}$ определяют концентрации электронов с энергиями, близкими к E_{\pm} (которые и наблюдаются по интенсивности пиков люминесценции), но связаны достаточно сложными выражениями с поперечным распределением заряда (описывающим релаксацию дипольного момента и падение напряжения на структуре). Поэтому уравнения (8) описывают релаксацию населенности, а не дипольного момента (т. е. дают продольное время релаксации двухуровневой системы, а не поперечное [4]).

Выражения для вероятностей (7) упрощаются в случаях междуямных переходов со спонтанным испусканием оптических фононов и при рассеянии на равномерно распределенных акустических фононах. Для поляризационного механизма взаимодействия электронов с бездисперсионными оптическими фононами получаем

$$W_{po}(+p| - p) = 2\alpha\omega_0 \left(\frac{T}{\Delta} \right)^2 [A(d_l + d_r) + 2\pi d] \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2m}} \hbar \delta \left(\frac{p^2 - p'^2}{2m} + \hbar\omega_0 - \tilde{\Delta} \right), \quad (10)$$

причем постоянная $A \approx 3.05$ получается при интегрировании факторов (6), α — фреelixовская константа связи, $\tilde{\Delta}$ — введенное в (4) расстояние между \pm уровнями, учитывающее туннельное перепутывание l - и r -орбиталей (малое различие между Δ и $\tilde{\Delta}$ существенно лишь при определении порогов включения процесса с участием оптических фононов). Для пьезоэлектрического (pa) и деформационного (da) механизмов взаимодействия с акустическими фононами получим

$$W_k(+p| - p) = \frac{T_{ph}}{\tau_k} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^2 B_k \delta \left(\frac{p^2 - p'^2}{2m} - \Delta \right), \quad k = pa, da, \quad (11)$$

$$B_{pa} = \frac{8\pi^2 \hbar}{\sqrt{2mT_{ph}}} [A(d_l + d_r) + 2\pi d], \quad B_{da} = \frac{12(\pi\hbar)^3}{(2mT_{ph})^{3/2}} \left(\frac{1}{d_l} + \frac{1}{d_r} \right),$$

где τ_{pa} и τ_{da} — объемные времена релаксации импульса для рассматриваемых механизмов [9], T_{ph} — температура фононов.

Рассмотрение лишь этих механизмов релаксации накладывает ограничения как на температурный интервал (сверху из-за необходимости вымораживания ро-фононов и снизу из-за требования равномерного распределения pa- и da-фононов), так и на уровень реагирования структуры (или интенсивность накачки электрон-дырочных пар), поскольку не рассматриваются кулоновские механизмы

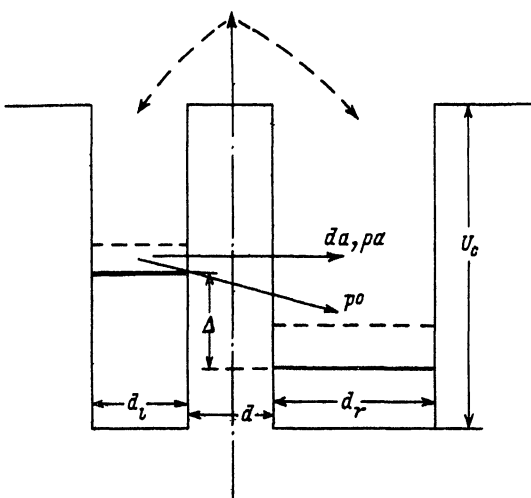


Рис. 1. Зонная диаграмма и схема переходов в тунельно-связанных квантовых ямах (штрихи — процессы захвата в l - и r -ямы, а линии po , da , pa — переходы с участием оптических и акустических фононов).

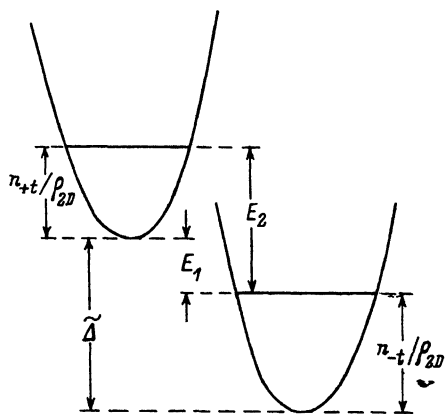


Рис. 2. Энергетическая диаграмма двойной квантовой ямы и пороги замедления ($E_1 = \tilde{\Delta} - n_{-t}/\rho_{2D}$) и полного выключения ($E_2 = \tilde{\Delta} + (n_{lt} - n_r)/\rho_{2D}$) междуямной релаксации.

релаксации. Предполагается также неэффективность рассеяния на «технологических» неоднородностях структуры (пространственных флуктуациях положений гетерограниц или высот барьеров).

4. Подстановка (11) в выражение для скорости релаксации (9) определяет времена междуямных переходов для процессов с участием pa - и da -фононов, вводимые соотношением $(\partial \delta n / \partial t)_{pa, da} = n_{+t} / \tau_{pa, da}^*$. Эти времена не зависят от степени вырождения электронов и даются формулами

$$(\tau_{pa}^*)^{-1} = \frac{\pi}{\tau_{pa}} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^2 \sqrt{\frac{T_{ph}}{\epsilon_1}}, \quad (\tau_{da}^*)^{-1} = \frac{3\pi^2}{\tau_{da}} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{II}}{T_{ph}}}, \quad (12)$$

в которых характерные энергии $\epsilon_{I, II}$ определяются геометрией структуры

$$\epsilon_I = \frac{\hbar^2}{2m} [A(d_l + d_r) + 2\pi d]^{-2}, \quad \epsilon_{II} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{1}{d_l} + \frac{1}{d_r} \right)^2. \quad (13)$$

Если переходы с участием оптических фононов запрещены законом сохранения энергии, населенности двухямных структур релаксируют по экспоненциальному закону, а времена (12) превышают 0.1 ÷ 1 нс (для типичных параметров структур, используемых в [1-3]). По температурным зависимостям (12) можно выделить вклады pa - и da -фононов.

При включении процессов спонтанного испускания po -фононов населенности невырожденных электронов по-прежнему изменяются по экспоненциальному закону со временем релаксации

$$(\tau_{po}^*)^{-1} = \nu_{po} \begin{cases} 1, & \tilde{\Delta} > \hbar\omega_0 \\ \exp\left(\frac{\tilde{\Delta} - \hbar\omega_0}{T_e}\right), & \hbar\omega_0 > \tilde{\Delta} \end{cases}, \quad \nu_{po} = \frac{\alpha\omega_0}{2\pi} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^2 \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{\epsilon_1}}, \quad (14)$$

причем вблизи выключения ро-механизма (для $\bar{\Delta}$, меньших $\hbar\omega_0$) возникает резкая зависимость (14) от температуры электронов T_e . Для случая сильно вырожденных электронов (который реализуется при $n/\rho_{2D} \gg T_e$, $\rho_{2D} = m/\pi\hbar^2$) скорость междуямной релаксации определяется выражением

$$\left(\frac{\partial \delta n}{\partial t}\right)_{\rho_0} = \nu_{\rho_0} [n_{+t} - \Theta(n^* - n_{+t})(n^* - n_{+t})] \Theta(2n_{+t} - n^*). \quad (15)$$

Характерная концентрация n^* в (15) введена соотношением

$$n^* = n - (\bar{\Delta} - \hbar\omega_0)\rho_{2D} \quad (16)$$

и описывает замедление темпа ро-релаксации, а затем и полное выключение этого механизма из-за принципа Паули (см. энергетические зазоры на рис. 2). При аргументах Θ -функций в (15) использовано также сохранение полной концентрации, откуда $n_{-t} = n - n_{+t}$.

Для $n^* < 0$ (когда $\bar{\Delta} > \hbar\omega_0$ и концентрация n невысока) (15) описывает экспоненциальную релаксацию на временах $\nu_{\rho_0}^{-1}$, т. е. в случае $\bar{\Delta} \gg \hbar\omega_0$ результат не зависит от степени вырождения электронов. Если же $n^* > 0$, то экспоненциальный закон релаксации возможен лишь при $n_{+t} > n^*$ и продолжается до момента t_1 , определяемого условием

$$n_{+t=0} \exp(-\nu_{\rho_0} t_1) = n^*. \quad (17)$$

На временах, больших t_1 , населенность n_{+t} управляется уравнением

$$\frac{\partial n_{+t}}{\partial t} = -\nu_{\rho_0} (2n_{+t} - n^*) \Theta(2n_{+t} - n^*) - n_{+t}/\tau_{ac}^*, \quad (18)$$

при записи которого учтена также определяемая (12), (13) релаксация на акустических фононах. При $n_{+t} > n^*/2$ уравнение (18) описывает экспоненциальную релаксацию населенности от концентрации n^* до $n^*/2$ с частотой $2\nu_{\rho_0} + 1/\tau_{ac}^*$, так что релаксация с испусканием оптического фонона замедляется вдвое, а в момент t_2 (определяемый условием $2n_{+t=t_2} = n^*$) переходы с участием оптических фононов выключаются и остается лишь релаксация на акустических фононах. При $\nu_{\rho_0}\tau_{ac}^* \gg 1$ время t_2 будет логарифмически большим:

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{2\nu_{\rho_0}} \ln 2\nu_{\rho_0}\tau_{ac}^*, \quad (19)$$

поскольку люминесценция на больших временах будет достаточно интенсивной при $n_{+t=0}$, сравнимых с n^* , когда определяемое (17) время t_1 порядка $\nu_{\rho_0}^{-1}$.

Для типичных значений параметров $\nu_{\rho_0}^{-1}$ порядка десятков пикосекунд, а $\tau_{pa,da}$ порядка наносекунд, так что логарифмическое затягивание ро-рассеяния должно наблюдаться на структурах с $\bar{\Delta}$, несколько превышающим $\hbar\omega_0$ при накачке электронов с концентрацией, близкой к n^* . Реализовать такую ситуацию можно не только подбором параметров структуры, но и наложением на нее поперечного электрического поля [6]. Кроме этой особенности релаксации вблизи порога включения оптических фононов, проведенное рассмотрение дает простые аналитические выражения (12)—(14) для времен туннельных переходов с участием фононов, определяющие зависимости этих времен от параметров структуры и температуры. Заметим, что определяемый временами (12) процесс релаксации на акустических фононах также вдвое замедляется и описывается ана-

логичным (18) уравнением при концентрациях $n_{-i} > \rho_{2D}\Delta$; аналогично случаю испускания оптических фононов такое замедление связано с заполнением $2D$ -состояний нижнего уровня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hot. carriers in semiconductors. VI Int. Conference // Sol. St. Electron. 1989. V. 32 N 12. P. 1201, 1283, 1321, 1621.
- [2] Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki, 1990. V. 2. P. 1222, 1226, 1297, 1397.
- [3] Proc. VIII Int. Conf. on electronic properties of two-dimensional systems // Surf. Sci. 1990. V. 229 N 1-3. P. 165, 189, 192, 195.
- [4] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978. 222 с.; Альперин М. М., Кубис Я. Д., Хижняк А. Н. Введение в физику двухуровневых систем. Киев, 1987.
- [5] Weil T., Vinter B. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 9. P. 3227—3231.
- [6] Oberly D. J. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 5. P. 3028—3031.
- [7] Yariv A. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 9. P. 3669—3672
- [8] Price P. J. // Ann. of Phys. 1981. V. 133. P. 217—239.
- [9] Гантмахер Б. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.; Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.
- [10] Mason B. A., Das Sarma S. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 8. P. 5223—5228

Институт полупроводников АН Украины
Киев

Получена 27.09.1991

Принята к печати 15.11.1991
