

©1995 г.

ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ И ИХ ТЕРМИЧЕСКИЙ ВЫБРОС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A^{III}B^V$

С.А.Соловьев, И.Н.Ясиевич, В.М.Чистяков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 27 октября 1994 г. Принята к печати 4 ноября 1994 г.)

Изучаются процессы захвата и выброса неравновесных носителей заряда в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами, релаксация по энергии в которых определяется испусканием продольных оптических фононов. Численный расчет скоростей захвата электронов и дырок квантовыми ямами и анализ эффективного времени жизни носителей в барьерном слое проведены для гетероструктур в системе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$.

Введение

Наличие дискретных уровней энергии носителей заряда в квантовой яме (КЯ) и резонансных состояний непрерывного спектра, соответствующих минимуму коэффициента отражения от потенциала КЯ, определяют особенности процессов захвата и выброса неравновесных носителей в полупроводниковых гетероструктурах с КЯ. Локализация носителей в КЯ требует значительной потери энергии и обычно сопровождается испусканием оптических фононов. Осцилляционный характер зависимости времени захвата носителей от толщины КЯ рассматривался в ранних теоретических работах [1-4] и исследовался экспериментально в лазерных структурах с КЯ [5-6]. При этом вероятность перехода носителя из барьерного слоя в КЯ рассчитывалась в приближении, когда для непрерывного спектра устанавливается стационарное когерентное состояние, определяемое параметрами всей лазерной структуры [3,6]. Такой подход может быть справедлив только в том случае, когда размеры барьерных слоев много меньше длины когерентности, т.е., во всяком случае, не превышают длину свободного пробега носителей в этих слоях. Однако уже для электронов в GaAs эта длина обычно не превосходит 50 нм, а в твердых растворах $Al_xGa_{1-x}As$ она еще меньше. В то же время протяженность волноводных слоев лазерных структур с раздельным ограничением в системе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ составляет $0.15 \div 0.2$ мкм. Поэтому расчеты, выполненные в указанном приближении, могут претендовать лишь на качественное описание процессов захвата носителей в реальных полупроводниковых гетероструктурах с КЯ.

Если толщина КЯ мала по сравнению с характерными размерами барьерных слоев, то процессы захвата и выброса носителей должны определяться только параметрами самой КЯ. Использование таких понятий, как сечение захвата или время жизни, для описания этих процессов в структурах с КЯ приводит, однако, к необходимости учета физически необоснованных параметров, таких как, например, реальный размер образца в направлении, перпендикулярном квантово-размерному слою [3]. В работе [7] для описания захвата носителей в КЯ было предложено ввести специальный параметр — поверхностную скорость захвата V , которая связана с плотностью потока носителей в КЯ j_{cap} соотношением

$$j_{\text{cap}} = 2n_b V, \quad (1)$$

где n_b — объемная концентрация носителей в барьере. Там же в деталях был рассмотрен процесс захвата носителей в КЯ на основе гетероструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{Si}$, релаксация по энергии в которых определяется испусканием оптических фононов за счет деформационного взаимодействия. При этом предполагалось, что распределение носителей в барьерном слое — равновесное.

В лазерных структурах обычно имеет место инжекция «горячих» носителей, время энергетической релаксации которых сопоставимо, а иногда и больше времени, определяемого процессом локализации носителей в КЯ. В этом случае процесс захвата естественно характеризовать безразмерной вероятностью захвата $W(k, \varepsilon_{\perp})$, которая определяется отношением дифференциальной плотности потока захваченных носителей $dj_{\text{cap}}(k, \varepsilon_{\perp})$ к соответствующей плотности потока прибывающих носителей $dj_{\text{arr}}(k, \varepsilon_{\perp})$:

$$W(k, \varepsilon_{\perp}) = \frac{dj_{\text{cap}}(k, \varepsilon_{\perp})}{dj_{\text{arr}}(k, \varepsilon_{\perp})}, \quad (2)$$

где k — составляющая импульса свободного носителя в направлении оси z , перпендикулярной квантово-размерному слою, а ε_{\perp} — кинетическая энергия движения в плоскости xy , параллельной КЯ, в барьере. Именно эта вероятность должна быть использована в качестве граничного условия при решении задачи о пространственном и энергетическом распределении носителей в барьерном слое.

В данной работе приводится расчет вероятности $W(k, \varepsilon_{\perp})$ для полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, в которых доминирующим механизмом энергетической релаксации при захвате носителей в КЯ является испускание продольных оптических (LO) фононов за счет поляризационного взаимодействия. Поверхностная скорость захвата V вычисляется для двух предельных случаев, когда сам процесс захвата электронов и дырок в КЯ не влияет на вид энергетического распределения носителей в барьерном слое:

а) максвелловское распределение с эффективной электронной температурой T_e (релаксация прибывающих носителей по энергии осуществляется быстрее, чем захват в КЯ);

б) моноэнергетическое распределение с энергией ε_0 (захват в КЯ является более быстрым процессом).

Кроме того, представлен численный расчет скоростей захвата электронов и дырок в КЯ как функции толщины квантово-размерного слоя и энергии ε_0 в гетероструктурах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ для перечисленных выше случаев энергетического распределения носителей в барьере.

Вероятность захвата носителей в квантовую яму

Для вычисления безразмерной вероятности захвата $W(k, \varepsilon_\perp)$ рассмотрим переход свободного носителя из квантового состояния $\langle k, \varepsilon_\perp |$ в барьерном слое в локализованное состояние $|n, \varepsilon'_\perp\rangle$ в прямоугольной КЯ (рис. 1), где n — номер квантового уровня с энергией E_n и ε'_\perp — кинетическая энергия движения носителя вдоль КЯ, с испусканием одного LO -фонона. Вероятность этого перехода в единицу времени определяется выражением [7]

$$w(k, \varepsilon_\perp; n, \varepsilon'_\perp) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_x k_y} \sum_{k'_x k'_y} \sum_{\mathbf{q}} |c_q|^2 |\langle n, k'_x, k'_y | \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) | k, k_x k_y \rangle|^2 \times \\ \times [N(\varepsilon_\perp) N_w(\varepsilon'_\perp)]^{-1} \delta\left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} - \varepsilon_\perp\right) \delta\left(\frac{\hbar^2 k_x'^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y'^2}{2m} - \varepsilon'_\perp\right) \times \\ \times \delta(\varepsilon + \varepsilon_\perp + U_0 - \varepsilon'_\perp - E_n - \hbar\omega_0), \quad (3)$$

где $\hbar\omega_0$ — энергия LO -фонона с волновым вектором \mathbf{q} (в бездисперсионном приближении), U_0 — энергетическая глубина КЯ, ε — кинетическая энергия движения свободного носителя в направлении оси z , а k_x, k_y и k'_x, k'_y — составляющие волнового вектора в плоскости xy для свободного и связанного состояний соответственно. Полное число электронных состояний с энергией ε_\perp в барьере $N(\varepsilon_\perp)$ и энергией ε'_\perp в КЯ $N_w(\varepsilon'_\perp)$ без учета разности эффективных масс m в этих слоях определяется выражением

$$N(\varepsilon_\perp) = N_w(\varepsilon'_\perp) = \frac{m}{2\pi\hbar^2} L_x L_y, \quad (4)$$

где L_x и L_y — поперечные размеры образца. Для случая поляризационного типа электрон-фононного взаимодействия величина $|c_q|^2$ в вы-

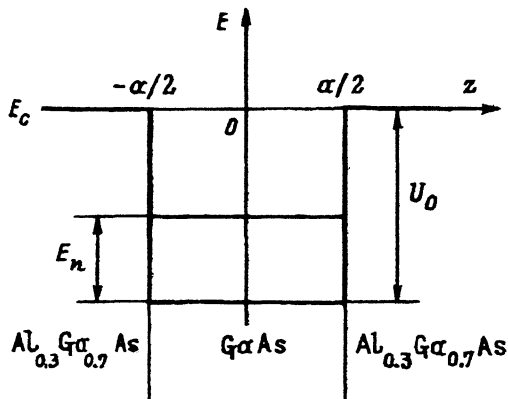


Рис. 1. Профиль зоны проводимости структуры с одиночной КЯ. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$.

ражении (3) задается формулой

$$|c_q|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_0}{q^2 \chi^* L_x L_y L_z}, \quad (5)$$

в которой $\chi^* = \chi_0 \chi_\infty / (\chi_0 - \chi_\infty)$, где χ_∞ — высокочастотная и χ_0 — статическая диэлектрические константы, e — заряд электрона, а L_z — продольный размер образца.

Волновую функцию начального состояния носителя можно представить в виде

$$\Psi_{k, k_x, k_y}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \Psi_k(z) \exp[i(k_x x + k_y y)], \quad (6)$$

где $\Psi_k(z)$ — есть суперпозиция прибывающей из бесконечности плоской волны $A_k \cdot \exp(ikz)$ с отраженной от КЯ и прошедшей $A_{k_s} \cdot \exp(ikz)$ волнами (см. Приложение, (28) и (29)). При этом множитель A_k выбирается, как это принято в теории рассеяния, из условия нормировки прибывающей плоской волны на единичную плотность потока носителей j_0

$$\frac{\hbar k}{m} |A_k|^2 = j_0 L_x L_y, \quad (7)$$

а коэффициент прохождения $D(k) = |s|^2$ определяется выражением

$$D(k) = \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{k}{k_w} - \frac{k_w}{k} \right)^2 \sin^2(k_w a) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $k_w = [2m(U_0 + \varepsilon)]^{1/2} / \hbar$ и a — толщина квантово-размерного слоя. В общем случае безразмерная вероятность захвата $W(k, \varepsilon_\perp)$ определяется путем суммирования вероятностей переходов $w(k, \varepsilon_\perp; n, \varepsilon'_\perp)$ (3) по всем возможным состояниям носителя в КЯ с учетом возможности обратного термического выброса и приведением к единичной плотности потока прибывающих носителей j_0

$$W(k, \varepsilon_\perp) = \frac{1}{j_0 L_x L_y} \sum_n \int_0^\infty d\varepsilon'_\perp N_w(\varepsilon'_\perp) w(k, \varepsilon_\perp; n, \varepsilon'_\perp) P(u). \quad (9)$$

Здесь $P(u)$ — функция «прилипания», которая определяется вероятностью эмиссии носителя из КЯ и зависит только от величины энергетического барьера $u = U_0 - E_n - \varepsilon'_\perp$, причем существенное отличие функции прилипания $P(u)$ от единицы имеет место только в том случае, когда $u \leq k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана и T — температура решетки. В ультратонких КЯ, где уровень размерного квантования залегает на глубине, меньшей энергии оптического фонона $\hbar \omega_0$, энергетическая релаксация носителей, захваченных в КЯ, определяется в основном рассеянием на акустических фононах. В этом случае при каждом столкновении теряется лишь малая доля энергии, и процесс релаксации может рассматриваться как диффузия в энергетическом

пространстве с коэффициентом динамического трения, не зависящим от энергии носителя [8], что приводит к выражению для функции прилипания

$$P(u) = 1 - \exp\left(-\frac{u}{k_B T}\right). \quad (10)$$

Если же уровень расположен на глубине, большей, чем энергия $\hbar\omega_0$, или в КЯ имеются другие квантовые уровни, то захваченные носители имеют возможность быстро испустить следующий оптический фотон, и при $k_B T \leq \hbar\omega_0$, когда поглощением оптических фононов можно пренебречь, функция прилипания практически равна единице для всех значений конечного состояния носителей в КЯ. Исходя из этого в дальнейших расчетах полагалось, что $P(u) = 1$.

В результате с учетом конкретного вида огибающих волновых функций свободного $\Psi_k(z)$ и локализованного в КЯ $\Psi_n(z)$ (см. Приложение, (25)–(27)) носителей выражение (9) для вероятности захвата $W(k, \varepsilon_\perp)$ принимает вид

$$W(k, \varepsilon_\perp) = \frac{8e^2 m^2 \omega_0}{\hbar^3 \chi^* k k_w} D(k) \sum_n \int_0^\infty d\varepsilon'_\perp \delta(\varepsilon + \varepsilon_\perp + U_0 - \varepsilon'_\perp - E_n - \hbar\omega_0) \times \\ \times \int_{\max(k'_\perp - k_\perp, 0)}^{k'_\perp + k_\perp} d\Delta k_\perp \frac{\zeta(k, n, \Delta k_\perp)}{\sqrt{[(k_\perp + \Delta k_\perp)^2 - k_\perp'^2][k_\perp'^2 - (k_\perp - \Delta k_\perp)^2]}}, \quad (11)$$

где $\Delta k_\perp^2 = (k'_x - k_x)^2 + (k'_y - k_y)^2$, а безразмерный параметр $\zeta(k, n, \Delta k_\perp)$, результат расчета которого представлен в Приложении (30)–(34), определяется из уравнения

$$\int_{-\infty}^\infty dz \Psi_k(z) \Psi_n^*(z) \int_{-\infty}^\infty dz' \Psi_k^*(z') \Psi_n(z') \exp(-\Delta k_\perp |z - z'|) = \\ = \frac{4|A_k|^2 D(k)}{k_w} \zeta(k, n, \Delta k_\perp). \quad (12)$$

Причем следует отметить, что параметр $\zeta(k, n, \Delta k_\perp)$ равен нулю при $\Delta k_\perp \rightarrow 0$ вследствие ортогональности волновых функций, в то время как отношение $\zeta(k, n, \Delta k_\perp)/\Delta k_\perp$ стремится к максимуму.

Если кинетическая энергия прибывающих носителей в барьерном слое $\varepsilon + \varepsilon_\perp$ мала по сравнению с избыточной энергией захваченных в КЯ носителей ε'_\perp , то, используя условие $k_\perp \ll k'_\perp$, из формулы (11) можно получить упрощенное выражение для вероятности захвата

$$W(k, \varepsilon_\perp) = \sum_n \frac{4\pi e^2 m^2 \omega_0 D(k) \zeta(k, n, k'_{\perp 0})}{\hbar^3 \chi^* k k_w k'_{\perp 0}}, \quad (13)$$

где $k'_{\perp 0} = [2m(U_0 - E_n - \hbar\omega_0)]^{1/2}/\hbar$.

Таким образом, вероятность захвата носителя в КЯ $W(k, \varepsilon_{\perp})$ как функция волнового вектора k и толщины квантово-размерного слоя a будет иметь осциллирующий характер с двумя видами резонансов. Первый, как и в случае полупроводников с деформационным типом электрон-фононного взаимодействия, обусловлен поведением коэффициента прохождения $D(k)$ (8) и связан с появлением квазистационарных состояний вблизи энергетического края КЯ. Второй тип присущ только полупроводниковым структурам с поляризационным характером электрон-фононного взаимодействия (в частности, гетероструктурам на основе соединений $A^{III}B^V$) и определяется зависимостью матричного элемента перехода от энергии конечного состояния носителя, захваченного в КЯ. Он связан с наличием в КЯ энергетических уровней, отстоящих от состояния свободного носителя на величину энергии оптического фона $\hbar\omega_0$.

Поверхностная скорость захвата носителей в КЯ

Дифференциальная плотность потока прибывающих к КЯ носителей равна

$$dj_{\text{arr}}(k, \varepsilon_{\perp}) = \frac{\hbar k}{m} \frac{2N(\varepsilon_{\perp})}{L_x L_y} f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) \frac{dk}{2\pi} d\varepsilon_{\perp}, \quad (14)$$

где $f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp})$ — плотность распределения свободных носителей по энергии в барьерном слое, нормированная на объемную концентрацию n_b . Тогда из (1), (2) и (14) можно получить выражение для поверхностной скорости захвата

$$V = \frac{1}{2\pi^2 \hbar n_b} \int_0^{\infty} dk k \int_0^{\infty} d\varepsilon_{\perp} W(k, \varepsilon_{\perp}) f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp}). \quad (15)$$

При рассмотрении реальных процессов захвата носителей в КЯ равновесное распределение реализуется только в том случае, когда эффективное время жизни носителей в барьере $\tau_{\text{eff}} \gg \tau_{\varepsilon}$, где τ_{ε} — время релаксации носителей по энергии. В принципе такая ситуация может иметь место при высоких уровнях возбуждения, когда достаточно сильное межэлектронное взаимодействие приводит к максвелловскому распределению захватываемых носителей с эффективной электронной температурой T_e . При этом плотность распределения носителей в барьере $f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp})$ задается формулой

$$f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) = \sqrt{2} n_b \left(\frac{\pi \hbar^2}{m k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{\varepsilon + \varepsilon_{\perp}}{k_B T_e} \right). \quad (16)$$

В этом случае, используя (15), (16) и приближенное выражение для вероятности $W(k, \varepsilon_{\perp})$ (13), скорость захвата носителей в КЯ V можно представить в виде

$$V = V_0 \cdot D_{\text{eff}}. \quad (17)$$

Здесь V_0 определяется выражением

$$V_0 = \frac{2\pi e^2 m \omega_0}{\hbar^2 \chi^* k_{w0}^2}, \quad (18)$$

где $k_{w0} = (2mU_0)^{1/2}/\hbar$, а эффективный коэффициент прохождения D_{eff} отвечает за осцилляционные свойства поверхностной скорости захвата

$$D_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{U_0}{\pi k_B T_e}} \int_0^{\frac{\hbar \omega_0}{U_0}} dy \frac{D(k)}{\sqrt{y}} \exp\left(-\frac{yU_0}{k_B T_e}\right) \sum_n \frac{k_{w0}^2}{k_w k'_{\perp 0}} \zeta(k, n, k'_{\perp 0}), \quad (19)$$

где $y = \varepsilon/U_0$.

Параметр V , рассчитанный с использованием выражений (17)–(19) для равновесных носителей с температурой решетки T , определяет также и процесс тепловой эмиссии носителей. Плотность потока выброшенных из КЯ носителей равна

$$j_{\text{em}} = n_w V_{\text{em}}, \quad (20)$$

где V_{em} — скорость тепловой эмиссии, а n_w — двумерная плотность носителей в КЯ. В силу принципа детального равновесия из (1) и (20) можно получить выражение для скорости тепловой эмиссии

$$V_{\text{em}} = \frac{2V}{\lambda_T} \frac{\exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right)}{\sum_n \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}, \quad (21)$$

где $\lambda_T = [2\pi\hbar^2/(mk_B T)]^{1/2}$ — тепловая длина.

В полупроводниковых гетероструктурах при слабой оптической накачке или низком уровне инжекции неосновных носителей в лазерных структурах с КЯ может иметь место противоположная ситуация, когда $\tau_{\text{eff}} \ll \tau_e$. После испускания одного или нескольких оптических фононов носители распределены в достаточно узком энергетическом интервале вблизи некоторой энергии ε_0 , которая определяется параметрами структуры и условиями возбуждения. В этом случае, когда межэлектронное взаимодействие не эффективно и захват носителей в КЯ происходит быстрее, чем релаксация на акустических фононах, можно считать, что функция распределения носителей $f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp})$ носит моноэнергетический характер с фиксированной энергией ε_0 , лежащей в диапазоне $0 \div \hbar\omega_0$:

$$f_b(\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) = \sqrt{2} n_b \frac{\pi^2}{2\sqrt{\varepsilon_0}} \left(\frac{\hbar^2}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \delta(\varepsilon + \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_0). \quad (22)$$

Тогда эффективный коэффициент прохождения D_{eff} в выражении (17) для скорости захвата носителей будет соответственно равен

$$D_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U_0}{\varepsilon_0}} \int_0^{\frac{\varepsilon_0}{U_0}} dy \frac{D(k)}{\sqrt{y}} \sum_n \frac{k_{w0}^2}{k_w k'_{\perp 0}} \zeta(k, n, k'_{\perp 0}). \quad (23)$$

Численный расчет поверхностной скорости захвата V был выполнен для электронов и тяжелых дырок в полупроводниковых гетероструктурах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночной КЯ (рис. 1). Вычисления проводились в приближении эффективной массы для двух рассмотренных выше типов распределения носителей по энергии в барьерном слое. При этом использовались следующие значения параметров исследуемой структуры: энергия LO -фонона $\hbar\omega_0 = 35.4$ эВ, отношение значений разрывов зоны проводимости и валентной зоны $\Delta E_c/\Delta E_v = 0.7$, эффективные массы электрона $m_e = 0.0665m_0$ и тяжелой дырки $m_{hh} = 0.377m_0$, где m_0 — масса свободного электрона.

На рис. 2 представлена зависимость скорости захвата электронов (а) и дырок (б) в одиночную КЯ как функции толщины квантово-размерного слоя a для случая максвелловского распределения носителей в барьерном слое с эффективной электронной температурой $T_e = 5$ и 100 К (температура решетки в обоих случаях полагалась одинаковой $T = 5$ К). Тот факт, что релаксация по энергии захватываемых носителей в данной системе определяется в основном поляризационным взаимодействием с LO -фононами, приводит к появлению двойных осцилляционных пиков, связанных как с резонансным прохождением носителей над КЯ, так и экстремальным положением уровня размерного квантования, отстоящим на величину $\hbar\omega_0$ от энергетического края КЯ (отмечены на рисунке стрелками). Как видно из представленных графиков, величина скорости захвата носителей V в точках резонансов второго типа очень сильно зависит от эффективной температуры носителей T_e , а их расположение (в зависимости от энергетической глубины КЯ) может приводить к наложению пиков и существенному отклонению от монотонного нарастания экстремальных значений скорости захвата V

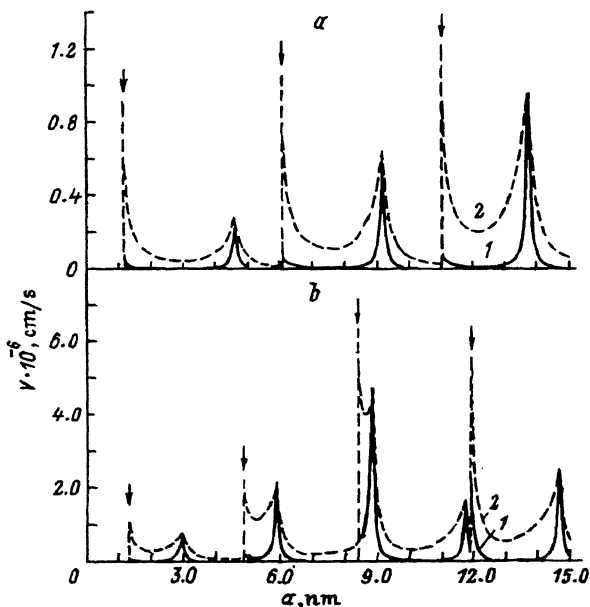


Рис. 2. Зависимость поверхностной скорости захвата электронов (а) и дырок (б) в КЯ от толщины квантово-размерного слоя для случая максвелловского распределения носителей в барьере. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$; $T = 5$ К; T_e , К: 1 — 5, 2 — 100.

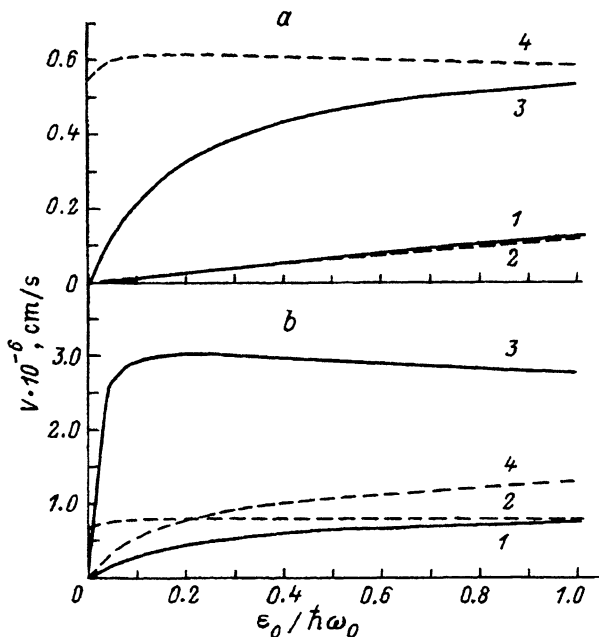


Рис. 3. Зависимость поверхностной скорости захвата электронов (а) и дырок (б) в КЯ от энергии ϵ_0 для случая моноэнергетического распределения носителей в барьере. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$; $T = 5 \text{ K}$; а, нм: 1 — 2.6, 2 — 2.9, 3 — 8.9, 4 — 9.2.

от пика к пику для каждого типа резонанса (рис. 2, б). Такой характер зависимости поверхностной скорости захвата носителей в КЯ от a и T_e для гетероструктур на основе соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ существенно отличается от результатов, приведенных в [7] для полупроводников с деформационным характером электрон-фононного взаимодействия.

Расчет параметра V для случая моноэнергетического распределения носителей в барьерном слое как функции энергии ϵ_0 для нескольких значений толщины квантово-размерного слоя a представлен на рис. 3. Выбор конкретных значений a , в частности, определялся наблюдением условия $\epsilon + \epsilon_{\perp} \ll \epsilon'_{\perp}$, при котором возможно использование выражений (17), (18) и (23) для скорости захвата носителей в КЯ. При этом кривые 4 и 2 соответствуют резонансному захвату первого типа (по коэффициенту прохождения $D(k)$) электронов и дырок с энергией $\epsilon_0 = 0$ на уровнях E_{e1} , E_{e2} и E_{hh1} соответственно, а кривые 3 и 1 рассчитаны для состояний, близких к перечисленным выше резонансным, но с меньшими толщинами КЯ. Следует отметить, что для случая выхода из резонанса при увеличении энергии ϵ_0 скорость захвата носителей в КЯ практически не зависит от их кинетической энергии почти во всем диапазоне (кривые 2, б, 3, а и 4, а). При этом слабо выраженный максимум обусловлен двумя противоборствующими факторами — увеличением с ростом значения ϵ_0 потока прибывающих носителей и уменьшением вероятности захвата при удалении от резонансного состояния. При подходе к резонансу (кривые 1, б и 3, а), а также вдали от него (кривые 1, а, 2, а и 4, б) преобладает монотонный рост поверхностной скорости захвата V .

Выводы

Рассмотренная в настоящей работе поверхностная скорость захвата V позволяет проводить количественный анализ динамики процессов захвата и выброса носителей в структурах с КЯ. Примером может служить использование параметра V для оценки эффективного времени жизни носителей в полупроводниковых лазерных структурах с КЯ. Зонная структура гетеролазера с отдельным ограничением в отличие от структуры с одиночной КЯ имеет дополнительные широкозонные области, образующие потенциальные барьеры для свободного движения носителей над КЯ. Если толщина барьерных слоев L намного превышает длину свободного пробега l , то выражение для эффективного времени жизни в барьерном слое τ_{eff} по отношению к захвату в КЯ для симметричной лазерной структуры при постоянной накачке может легко быть получено из решения стационарного диффузионного уравнения с использованием выражения (1) в качестве граничного условия

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{L}{V} + \frac{L^2}{3D_b}, \quad (24)$$

где D_b — коэффициент диффузии в барьерном слое. Отсюда следует, что эффективное время жизни τ_{eff} в данной системе будет в основном определяться поверхностной скоростью захвата носителей в том случае, когда $L \ll 3D_b/V$, что для исследуемых гетероструктур в системе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ составляет величину порядка 0.3 мкм.

Если величина L превышает длину энергетической релаксации l_ϵ и распределение носителей носит максвелловский характер с эффективной температурой T_ϵ , то для вычисления τ_{eff} следует воспользоваться выражениями (17)–(19) для поверхностной скорости захвата носителей V .

Если же $L < l_\epsilon$, то в общем случае для определения эффективного времени жизни τ_{eff} необходимо рассматривать процессы энергетической релаксации и захвата одновременно, используя в качестве граничного условия непосредственно вероятность захвата $W(k, \epsilon_\perp)$ (11). Однако в случае низкого уровня возбуждения при оптической накачке, когда реализуются условия, при которых распределение носителей можно считать моноэнергетическим с энергией $\epsilon_0 \leq \hbar\omega_0$, необходимо использовать выражения (17), (18) и (23).

И, наконец, когда $L < l$ и в барьере формируются когерентные состояния с фиксированными значениями волновых векторов \mathbf{k} , реализуется тот случай, когда справедливы теоретические расчеты эффективного времени жизни носителей по отношению к захвату в КЯ, выполненные в работах [3,6]. Аналогичный результат может быть получен из выражения $\tau_{\text{eff}} = L/V$, используя в качестве V значение скорости захвата для случая моноэнергетического распределения носителей с соответствующим волновым вектором \mathbf{k} .

Численные расчеты, проведенные для одиночной КЯ в системе $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$, показывают, что скорости захвата электронов и дырок для конкретной гетероструктуры могут отличаться в десятки раз вследствие резкой осцилляционной зависимости от толщины КЯ и параметров барьерных слоев. Это приводит к тому, что в процессе возбуждения неравновесных носителей локализация электронов и дырок

идет разным темпом, и в результате происходит накопление локального электрического заряда в КЯ. Величина этого заряда определяется конкретными условиями выравнивания скоростей захвата. Анализ стационарной амбиполярной скорости захвата носителей в КЯ будет рассмотрен в отдельной статье.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 94-02-04415а) и ISF (проект R6D000).

ПРИЛОЖЕНИЕ

а. Вид волновых функций для нечетного $\Psi_n^S(z)$ (симметричная) и четного $\Psi_n^A(z)$ (антисимметричная) состояний носителя, локализованного в КЯ:

$$\Psi_n^{(S/A)}(z) = B_n^{(S/A)} \begin{cases} \left(\begin{array}{l} \cos \\ -\sin \end{array} \right) \left(\frac{k_n a}{2} \right) \exp \left[\gamma_n \left(z + \frac{a}{2} \right) \right] & z \leq -\frac{a}{2} \\ \left(\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \right) (k_n z) & -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2}, \\ \left(\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \right) \left(\frac{k_n a}{2} \right) \exp \left[-\gamma_n \left(z - \frac{a}{2} \right) \right] & z \geq \frac{a}{2} \end{cases} \quad (25)$$

где $k_n = (2mE_n)^{1/2}/\hbar$, $\gamma_n = [2m(U_0 - E_n)]^{1/2}/\hbar$, а нормировочные константы B_n^S и B_n^A определяются из выражений

$$\left| B_n^{(S/A)} \right|^2 = \frac{2\eta_n^{(S/A)}}{a}, \quad (26)$$

$$\eta_n^{(S/A)} = \left[1 \pm \frac{\sin(k_n a)}{k_n a} + \frac{1 \pm \cos(k_n a)}{k_n a} \left(\frac{U_0}{E_n} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \right]^{-1}. \quad (27)$$

б. Вид волновой функции носителя для состояния непрерывного спектра

$$\Psi_k(z) = A_k \begin{cases} \exp(ikz) + r \cdot \exp(-ikz) & z \leq -\frac{a}{2} \\ p \cdot \exp(ik_w z) + q \cdot \exp(-ik_w z) & -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2}, \\ s \cdot \exp(ikz) & z \geq \frac{a}{2} \end{cases} \quad (28)$$

где комплексные коэффициенты s , p , q и r определяются из условий сшивки волновых функций и их производных на границах КЯ

$$\begin{aligned} s &= \exp(-ika) \left[\cos(k_w a) - \frac{i}{2} \left(\frac{k_w}{k} + \frac{k}{k_w} \right) \sin(k_w a) \right]^{-1}, \\ p &= \frac{s}{2} \left(1 + \frac{k}{k_w} \right) \exp \left[i(k - k_w) \frac{a}{2} \right], \\ q &= \frac{s}{2} \left(1 - \frac{k}{k_w} \right) \exp \left[i(k + k_w) \frac{a}{2} \right], \\ r &= i \frac{s}{2} \left(\frac{k_w}{k} - \frac{k}{k_w} \right) \sin(k_w a). \end{aligned} \quad (29)$$

в. Параметр $\zeta(k, n, \Delta k_{\perp})$ для симметричной и антисимметричной волновых функций носителя в КЯ может быть представлен в виде суммы двух частей

$$\zeta^{(S)} = \zeta_{\text{in}}^{(S)} + \zeta_{\text{out}}^{(S)}, \quad (30)$$

соответствующих интегрированию выражения (12) по внутренней ($|z, z'| \leq a/2$) области

$$\zeta_{\text{in}}^{(S)} = \frac{\eta_n^{(S)}}{4} \left[\left(1 + \frac{k^2}{k_w^2} \right) \left(\pm \frac{\sin(k_n a)}{k_n a} J_1 \mp \frac{\cos(k_n a)}{k_n a} J_2 - J_4 \right) + \right. \\ \left. + \cos(k_w a) \left(1 - \frac{k^2}{k_w^2} \right) \left(\frac{\sin(k_w a)}{k_w a} J_1 + \frac{\cos(k_w a)}{k_w a} J_3 \pm J_5 \right) \right], \quad (31)$$

где

$$J_{(2)} = k_w \int_0^a dz \cos(k_w z) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} (k_n z) \exp(-\Delta k_{\perp} z), \\ J_3 = J_1 - \frac{k_w}{a} \int_0^a dz \cos(k_w z) \cos(k_n z) \exp(-\Delta k_{\perp} z), \\ J_4 = k_w \int_0^a dz \sin(k_w z) \cos(k_n z) \exp(-\Delta k_{\perp} z), \\ J_5 = \frac{k_w}{a} \int_0^a dz \exp(-\Delta k_{\perp} z) \int_0^{a-z} dz' \cos(k_w z') \cos(k_n z'), \quad (32)$$

и внешней ($|z| \geq a/2$ или $|z'| \geq a/2$) области

$$\zeta_{\text{out}}^{(S)} = \eta_n^{(S)} \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \left(\frac{k_n a}{2} \right) \frac{k_w}{[k^2 + (\gamma_n + \Delta k_{\perp})^2] a} \times \\ \times \left\{ G_1^{(S)} \left[\frac{\gamma_n + \Delta k_{\perp}}{k_w} \cos \left(\frac{k_w a}{2} \right) - \sin \left(\frac{k_w a}{2} \right) \right] \left[1 + \frac{k^2}{k_w^2} + \cos(k_w a) \left(1 - \frac{k^2}{k_w^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + G_2^{(S)} \left[\frac{\gamma_n + \Delta k_{\perp}}{k_w} \sin \left(\frac{k_w a}{2} \right) + \cos \left(\frac{k_w a}{2} \right) \right] \left[1 + \frac{k^2}{k_w^2} - \cos(k_w a) \left(1 - \frac{k^2}{k_w^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \left(\frac{k_n a}{2} \right) \exp \left(\frac{\Delta k_{\perp} a}{2} \right) \left[\frac{\gamma_n + \Delta k_{\perp}}{\gamma_n D} - \frac{\sin(k_w a)}{2} \cdot \frac{k_w^2 - k^2}{\gamma_n^2 + k^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{2\gamma_n + \Delta k_{\perp}}{k_w} \cos(k_w a) + \frac{k_w^2 + k^2}{2k_w^2 k^2} (\gamma_n(\gamma_n + \Delta k_{\perp}) - k^2) \sin(k_w a) \right) \right] + \right.$$

$$+ \left(\begin{array}{c} \cos \\ -\sin \end{array} \right) \left(\frac{k_n a}{2} \right) \exp \left(-\frac{\Delta k_{\perp} a}{2} \right) \frac{1}{k^2 + (\gamma_n + \Delta k_{\perp})^2} \times \\ \times \left[\left((\gamma_n + \Delta k_{\perp})^2 - k^2 \right) \cos(k_w a) - \frac{\gamma_n + \Delta k_{\perp}}{k_w} (k_w^2 + k^2) \sin(k_w a) \right] \Bigg\}, \quad (33)$$

где

$$G_1^{(S)} = k_w \exp \left(-\frac{\Delta k_{\perp} a}{2} \right) \int_{-a/2}^{a/2} dz \cos(k_w z) \left(\begin{array}{c} \cos \\ \sin \end{array} \right) (k_n z) \exp(\Delta k_{\perp} z), \\ G_2^{(S)} = k_w \exp \left(-\frac{\Delta k_{\perp} a}{2} \right) \int_{-a/2}^{a/2} dz \sin(k_w z) \left(\begin{array}{c} \cos \\ \sin \end{array} \right) (k_n z) \exp(\Delta k_{\perp} z). \quad (34)$$

Список литературы

- [1] J.Y. Tang, K. Hess, N.Jr. Holonyak, J.J. Coleman, P.D. Dapkus. *J. Appl. Phys.*, **53**, 6043 (1982).
- [2] С.В. Козырев, А.Я. Шик. *ФТП*, **19**, 1667 (1985).
- [3] J.A. Brum, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **33**, 1420 (1986).
- [4] M. Babiker, B.K. Ridley. *Superlatt. Microstruct.*, **2**, 287 (1986).
- [5] A. Fujiwara, S. Fukatsu, Y. Shiraki, R. Ho. *Surf. Sci.*, **263**, 642 (1992).
- [6] P.W.M. Blow, C. Smit, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter. *Phys. Rev. B*, **47**, 2072 (1993).
- [7] I.N. Yassievich, K. Schmalz, M. Beer. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1763 (1994).
- [8] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich. *Nonradiative Recombination in Semiconductor* (Amsterdam, 1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Carrier capture and emission processes in A_3B_5 semiconductor quantum well structures

S.A. Solov'ev, I.N. Yassievich, V.M. Chistyakov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Capture and emission processes of excess carriers in quantum well structures have been theoretically analyzed for A_3B_5 semiconductors, in which the carrier energy relaxation rate is controlled by the polar optical phonon emission. A numerical simulation of electron and hole rates of their capture by quantum wells as well as the analysis of the carrier effective life time in the barrier layer are obtained for $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ heterostructures.