

Рис. 4. Зависимость числа периодов рециркуляции от изменения $\lambda_1 - \lambda_2$ для различных длин волн в оптоволокне из SiO_2

волн на $0,1 \text{ Å}$ количество периодов рециркуляции изменяется на 10 периодов.

Таким образом, по результатам математического моделирования работы системы можно сделать вывод, что наилучшая чувствительность наблюдается на длине волны $1,3 \text{ мкм}$. При длине оптоволокна 100 метров система чувствительна к изменению длины волны излучения одного из лазеров на $0,02 \text{ Å}$, а с увеличением длины оптического волокна

до двухсот метров чувствительность ухудшается до $0,04 \text{ Å}$.

Таким образом, реализация режима оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн позволяет одновременно измерять обе длины волны излучения и управлять каждой длиной волны генерации двухволнового лазера, а результаты математического моделирования показывают высокую эффективность и высокие точностные характеристики системы.

Литература

1. Физика полупроводниковых лазеров: пер. с японск./ Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989. – 310с., ил.
2. Патент РФ №4388 Устройство измерения длины волны когерентного оптического излучения / В.Л. Козлов, С.И. Чубаров. Оpubл 22.11.2001.

АНАЛИЗ ИНЖЕКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ В КВАНТОВОКАСКАДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Д. В. Квартальный

ВВЕДЕНИЕ

Захват носителей в квантовые ямы из нелокализованных состояний (состояний непрерывного спектра) может быть обусловлен двумя механизмами. Первый – это захват носителя в результате испускания им оптического фотона и перехода на один из уровней ямы [1]. Такой вид захвата характерен для случая, когда энергетический зазор между свобод-

ным состоянием носителя над ямой и ближайшим уровнем энергии в квантовой яме больше энергии оптического фонона. В случае же, если энергетический зазор меньше энергии оптического фонона, а также при высоких концентрациях носителей заряда существенную роль играет межчастичное электрон-электронное (е-е) рассеяние [2–5].

Данная работа представляет собой результат исследования процесса захвата носителей в полупроводниковые квантовые ямы при кулоновском электрон-электронном взаимодействии. Целью работы являлось получение оценки для скорости переходов электронов из свободного состояния над ямой на уровни энергии в самой яме.

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ПАРНОГО ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

Рассмотрим захват носителей из состояний над ямой на уровни прямоугольной полупроводниковой ямы. Из-за ортогональности волновых функций волновую функцию наиболее низко расположенных энергетических состояний над ямой с двумя подзонами можно приближенно считать подобной волновой функции третьей подзоны более глубокой ямы. Для данной модели применима теория межподзонного электрон-электронного рассеяния в полупроводниковых квантовых ямах.

Теория межчастичного рассеяния дает аналитическую формулу для полного темпа α - β -рассеяния в борновском приближении. В используемой в [6] модели частица α с двумерным волновым вектором \mathbf{k}_1 находится в энергетической подзоне i , а частица β с волновым вектором \mathbf{k}_2 — в подзоне j ($\alpha, \beta \in \{e, h\}$). В результате кулоновского взаимодействия частица α рассеивается в подзону f с волновым вектором \mathbf{k}_1' , а частица β — в подзону m с волновым вектором \mathbf{k}_2' . В итоге скорость рассеяния при кулоновском взаимодействии частиц запишется как:

$$R_{ijfm}^{\alpha\beta} = \frac{2\pi R_y}{\hbar} \frac{2m_r}{m_0 \varepsilon^2} \int \left\{ \int_0^{2\pi} \eta \frac{|F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q)|^2}{q^2} d\theta \right\} f_i^\alpha(\mathbf{k}_1) f_j^\beta(\mathbf{k}_2) \frac{2d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^2} \frac{2d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где $f(\mathbf{k})$ — функция распределения носителей по состояниям; E — энергия частицы; q — модуль переданного первой частице α импульса $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1' - \mathbf{k}_1$; ε — диэлектрическая проницаемость среды; θ — угол между векторами \mathbf{g} и \mathbf{g}' ; $R_y \approx 13.6$ эВ — ридберговская энергия;

$$q^2 = \left(g_0^2 + 2g^2 - 2g\sqrt{g_0^2 + g^2} \cos\theta \right) / 4; \quad g_0^2 = 8m_r E_S^{\alpha\beta} / \hbar^2; \quad \mathbf{g} = 2m_r \left(\frac{\mathbf{k}_1}{m_\alpha} - \frac{\mathbf{k}_2}{m_\beta} \right),$$

$$\mathbf{g}' = 2m_r \left(\frac{\mathbf{k}}{m_{\alpha 1}} - \frac{\mathbf{k}}{m_{\beta 2}} \right) = 2\mathbf{k}' - 2m_r \left(\frac{\mathbf{k}_1}{m_{\beta}} + \frac{\mathbf{k}_2}{m_{\beta}} \right); \quad m_r = m_{\alpha}m_{\beta}/(m_{\alpha} + m_{\beta}) - \text{приве-}$$

денная масса двух частиц; m_{α} , m_{β} — эффективные массы частиц; коэффициент η для е-е-рассеяния равен 1/4.

Форм-фактор $F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q)$, определяющий степень перекрытия огибающих волновых функций $\varphi_n(z)$, согласно [2]:

$$F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_f^{\alpha}(z_1) \varphi_m^{\beta}(z_2) e^{-q|z_1-z_2|} \varphi_i^{\alpha}(z_1) \varphi_j^{\beta}(z_2) dz_1 dz_2, \quad \alpha, \beta \in \{e, h\}. \quad (2)$$

Отметим, что носители заряда в квазиравновесном состоянии в основном сосредоточены у дна своей энергетической подзоны с кинетической энергией порядка kT . Изменение же кинетической энергии в результате рассеяния (которое соответствует изменению волнового вектора q) имеет порядок $E_s^{\alpha\beta}$. Таким образом, если $E_s^{\alpha\beta} \gg kT$, то можно пренебречь величиной g по сравнению с g_0 и тогда $q \approx g_0/2$. В этом случае формула (1) упрощается [6]:

$$R_{ijfm}^{\alpha\beta} = (2\pi)^2 \eta \text{Ry} \hbar \frac{n_i^{\alpha} n_j^{\beta}}{m_0 \varepsilon^2} \frac{|F_{ijfm}^{\alpha\beta}(g_0/2)|^2}{E_s^{\alpha\beta}} \quad (3)$$

где $E_s^{\alpha\beta} = E_i^{\alpha} + E_j^{\beta} - E_f^{\alpha} - E_m^{\beta}$; E_i^{α} , E_f^{α} , E_j^{β} , E_m^{β} — энергии подзон для частиц α и β ; $n_{i(j)}^{\alpha(\beta)}$ — двумерная концентрация частиц α (β) в подзоне i (j).

Рассмотрим взаимодействия и переходы между тремя указанными выше подзонами в нашей модели. Под n_3 будем понимать концентрацию носителей в состоянии непрерывного спектра над ямой. Получим выражения для скорости перехода электронов из третьего уровня на два нижних в результате е-е-рассеяния. Анализ форм-фактора (2) для случая симметричной квантовой ямы показывает, что в такой системе разрешены только межподзонные переходы, сохраняющие суммарную четность номеров подзон. Таким образом, нам достаточно рассмотреть е-е-рассеяние по схеме 3122, 3322, 3221 и 3311. При этом нужно учесть, что при е-е-рассеянии 3311 и 3322 за один акт рассеяния из третьей подзоны уходят сразу два электрона. С учетом сказанного для скоростей перехода электрона в результате указанных выше процессов в прямоугольной квантовой яме d с бесконечными барьерами ($E_i^{\alpha} = (\pi\hbar i)^2/2m_{\alpha}d^2$) на основе приближенной формулы (3) получим следующие выражения:

$$R_{3322}^{ee} = \frac{Ry}{5\hbar} \frac{m_e n_3^2 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3322}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (4)$$

$$R_{3311}^{ee} = \frac{Ry}{4\hbar} \frac{m_e n_3^2 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3311}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (5)$$

$$R_{3221}^{ee} = \frac{Ry}{4\hbar} \frac{m_e n_2 n_3 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3221}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (6)$$

$$R_{3122}^{ee} = \frac{Ry}{\hbar} \frac{m_e n_1 n_3 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3122}^{ee} (g_0/2) \right|^2. \quad (7)$$

Для такой ямы форм-фактор $F_{ijfm}^{\alpha\beta} (g_0/2)$ находится точно аналитически:

$$F_{3322}^{ee} (g_0/2) = \frac{91\pi - 72e^{-\pi} - 72}{169\pi^2} \approx 0.126366,$$

$$F_{3311}^{ee} (g_0/2) = \frac{9\sqrt{2}\pi + e^{-2\sqrt{2}\pi} - 1}{36\pi^2} \approx 0.109725,$$

$$F_{3221}^{ee} (g_0/2) = \frac{2(1885\pi - 768e^{-2\pi}\sqrt{2}\pi + 1885)}{9425\pi^2} \approx 0.110781,$$

$$F_{3122}^{ee} (g_0/2) = \frac{65\pi - 48e^{-\pi} - 48}{130\pi^2} \approx 0.120127.$$

Из выражений (5)—(8) видно, что скорость переходов растет пропорционально квадрату ширины квантовой ямы.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Воспользуемся рассмотренной выше теоретической моделью для нахождения обратного времени жизни электронов $\tau^{-1} = R/n$ на третьем уровне, связанного с межподзонным рассеянием. Рассмотрим переходы на две нижние подзоны в прямоугольной квантовой яме с больцмановским распределением носителей по состояниям в пределах каждой подзоны (эффе́ктивная масса электрона $m_e = 0,067m_0$, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 13,1$, $n_1 = n_2 = n_3 = n_s = 10^{-10}$ см⁻², температура $T=300$ К). На рис. 1 представлены зависимости обратного времени жизни электронов τ^{-1} при e-e-рассеянии для переходов 3122, 3322, 3221, 3311 как функции толщины идеальной квантовой ямы, построенные с использованием приближенных формул (4)-(7) и точной (1).

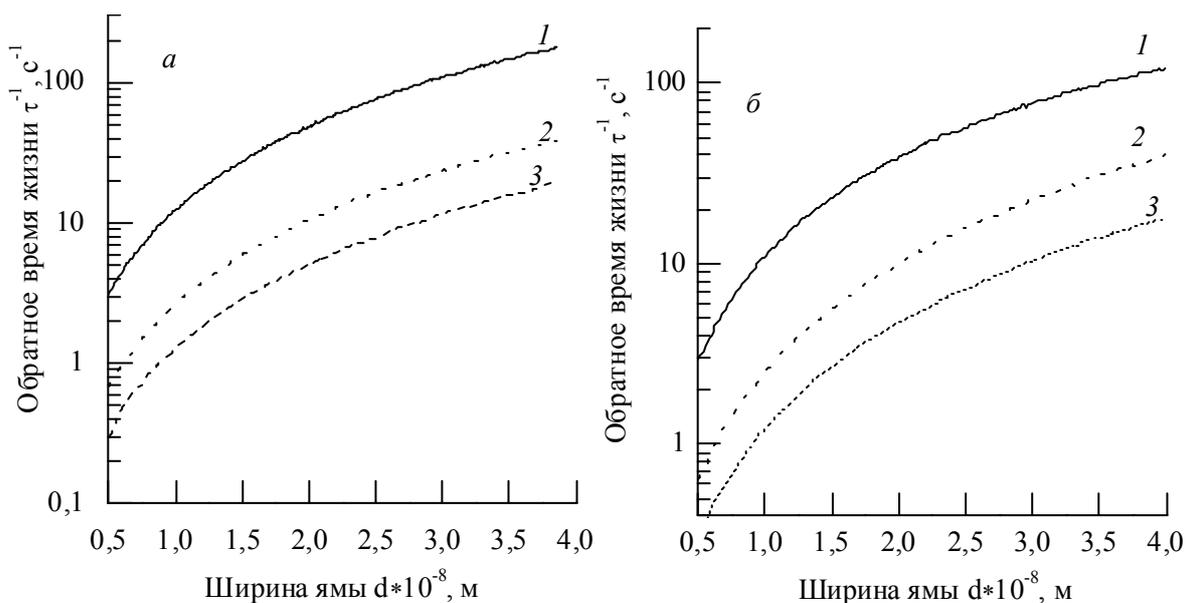


Рис.1. Зависимости обратного времени жизни электронов при е-е-рассеянии как функции ширины идеальной квантовой ямы: 1 - переход 3122, 2 - 3322, 3 - 3221, 4 - 3311, - вычисленные по приближенным формулам – (а) и точно – (б)

Из рис. 1 видно, что переходы на второй уровень осуществляются гораздо интенсивнее, чем на первый. Численный расчет позволяет говорить о хорошем приближении, даваемом формулами (4)–(7). Расхождение заметно только при больших значениях толщины ямы d , когда расстояние между подзонами становится сравнимо с kT (т. е. когда нарушается условие применимости указанных формул). При типичных толщинах ям (<30 нм) ошибка не превышает 15 % при комнатной температуре, а с уменьшением температуры становится еще меньше. Такой точности скорости рассеяния достаточно для оценки пороговых и мощностных характеристик лазерных излучателей на основе скоростных уравнений. При приемлемой величине погрешности достоинствами выражений (4)–(7) являются их простота и явный вид зависимости скорости межподзонных переходов от параметров квантовой ямы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснована применимость модели межчастичного рассеяния к анализу инжекционной эффективности в квантовых ямах. Показано, что в рассмотренной модели скорость межподзонных переходов, обусловленных кулоновским взаимодействием носителей, увеличивается пропорционально квадрату ширины квантовой ямы и произведению концентраций частиц, участвующих в соударениях; при рассмотрении двухуровневой ямы переходы из свободного состояния на второй уровень осуществляются гораздо интенсивнее, чем на первый.

Литература

1. *Козырев С. В., Шук А. Я.* Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1983. 19. № 9. С. 1667–1670.
2. *Goodnick S. M., Lugli P.* // Phys. Rev. B. 1988. 37. № 5. P. 2578–2588.
3. *Dür M., Goodnick S. M., Lugli P.* // Physica B. 1999. № 272. P. 230–233.
4. *Hartig M., Ganiere J. D., Selbmann P. E.* // Phys. Rev. 1999. B. 60. № 3. P. 1500–1503.
5. *Lee S.-C., Galbraith I.* // Physica E. 2000. № 7. P. 229–232.
6. *Дрозд А. Н., Афоненко А. А.* Скорость межподзонных переходов в полупроводниковых квантовых ямах при кулоновском взаимодействии носителей заряда // Журнал прикладной спектроскопии. 2005. 72. № 6. С. 782–787.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Л. И. Кравцевич, В. Л. Потоцкий

В современной науке, технике и производстве широко используются оптические методы контроля различных физических параметров. Для преобразования оптического излучения в электрические сигналы в таких устройствах часто применяются приборы с зарядовой связью, такие как ПЗС-линейки и ПЗС-матрицы.

Название ПЗС (прибор с зарядовой связью) определяется способностью прибора переносить заряд из одной зоны ПЗС в соседнюю зону. Такие приборы были изобретены Бойлом и Смитом в Лаборатории АТ&Т в 1970 г. Ими было показано, что между близко расположенными МОП-конденсаторами возможен обмен зарядами – зарядовая связь. Манипулируя смещениями, прикладываемыми к таким конденсаторам, можно накапливать заряды, перемещать их, разделять, объединять, т.е. осуществлять аналоговую и цифровую обработку информации на дискретных, но связанных между собой объектах. [1]

Среди всех видов ПЗС наибольшее распространение получили преобразователи излучения в электрический сигнал – фоточувствительные ПЗС (ФПЗС). Далее под ПЗС подразумевается датчик изображения ФПЗС, а не только лишь прибор с переносом заряда. Датчики изображения могут быть линейными или матричными. Современные матричные датчики изображения на ПЗС классифицируются по способу переноса информации. Основными являются следующие три типа [1, 3]:

- строчный перенос;
- кадровый перенос;
- строчно-кадровый перенос.