МЕЖПОДЗОННОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ КУЛОНОВСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А. Н. Дрозд

Белорусский государственный университет, Минск

Перспективными источниками излучения в ИК-диапазоне являются квантово-каскадные лазеры - полупроводниковые источники когерентного излучения, лазерный переход в которых осуществляется между подзонами размерного квантования в пределах одной разрешенной зоны (зоны проводимости) полупроводника [1]. Особенности создания инверсии населенности в таких устройствах требуют детального изучения безызлучательных процессов (внутри- и межподзонных) в гетероструктурах. С увеличением длины волны межподзонных оптических переходов растет интенсивность процессов межподзонной релаксации носителей заряда, обусловленных их кулоновским взаимодействием.

При расчетах скоростей межподзонной релаксации часто прибегают к методам Монте-Карло [2, 3], которые требуют больших вычислительных затрат. В данной работе рассчитана скорость межподзонного электрон-электронного рассеяния в прямоугольных квантовых ямах в рамках борновского приближения и получена простая приближенная формула.

Матричный элемент кулоновского взаимодействия электронов при их рассеянии из состояния (i, Q_1; j, Q_2) в состояние f, Q_3; m, Q_4) (в скобках указаны номера подзон и двухмерные волновые векторы соответствующих электронов в прямоугольной квантовой яме) с учетом того, что экранирование носителей при межподзонных переходах относительно слабо [3, 4], можно записать в виде

$$\left|V_{ijfm}\right|^2 = \left(\frac{2\pi e^2}{\varepsilon S}\right)^2 \frac{\left|F_{ijfm}(Q)\right|^2}{Q^2}\,\delta_{Q_1+Q_2,\,Q_3+Q_4} \qquad (1)$$

Здесь $Q = |Q_3 - Q_1|$, e - заряд электрона, ε - диэлектрическая проницаемость среды, символ Кронекера δ учитывает закон сохранения импульса, а $F_{ijfm}(Q)$ - форм-фактор, определяемый интегралом перекрытия огибающих волновых функций электронов

$$F_{ijfm}(Q) = \iint \varphi_f(z_1)\varphi_i(z_1)\, e^{-Q|z_1 - z_2|}\, \varphi_m(z_2)\varphi_j(z_2)\, dz_1 dz_2 . \qquad (2)$$

В симметричной яме симметрия волновых функций приводит к тому, что данный форм-фактор отличен от нуля только тогда, когда сумма индексов i, *j, f* и *m* четная.

Скорость электрон-электронного рассеяния запишем в борновском приближении

$$R_{ijfm}\; S_{i,j} \quad 2л(\; e^2 \; \wedge \| F_{ijfm} (Q) \quad 2_8 £ i \; Fg \wedge / teom)^* \tag{3}$$

$$\times \delta [\, E\, Q) + E\,(Q_2) - E\,(Q_3) - E\,(Q_4)\,] \; \frac{\wedge Q}{(2л)} \; \frac{\wedge Q}{(2л)} \; \frac{\wedge Q}{(2л)},$$

где $E(Q_n)$ - энергия электрона в n-ом состоянии, $f\,(Q)$ - функция распределения /-го электрона по состояниям, S - нормировочная площадь, ħ - приведенная постоянная Планка, δ-функция учитывает закон сохранения энергии. Конечные состояния предполагаются незаполненными. В формуле (3) интегрирование по Q_4 уже произведено с учетом символа Кронекера. Здесь для простоты мы не рассматриваем спин электронов и не учитываем обменное взаимодействие.

Для разделения переменных в δ-функции использовалась замена Q + 1/2Q + Q_3. Кроме того, если предположить, что начальные импульсы электронов гораздо меньше переданного в результате рассеяния импульса, для скорости межподзонных переходов в бесконечно глубокой квантовой яме получим простую аналитическую формулу [5]:

$$\frac{Ry\; m \;\; 2\; 7-}{n\; m_0 \varepsilon_r} \tag{4}$$

Здесь Ry - ридберговская энергия, m_e - эффективная масса электрона в квантовой яме, $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ - относительная диэлектрическая проницаемость среды, n_{2D} - двухмерная концентрация электронов в яме, d - толщина квантовой ямы, χ - безразмерный числовой множитель, равный $\chi = 8\, F_{ijfm}\,(Q_0)\, j(i^2 + j^2 - f^2 - m^2)$. Заметим, что для получения формулы (4) даже неважен вид функций распределения носителей. Форм-фактор $F_{ijfm}\,(Q_0)$ для бесконечно глубокой квантовой ямы находится аналитически. Так для перехода 2211 имеем

$$F_{2211}\,(Q) = - \frac{2\,/3 \;\_1\; \_\; e^{-л} \wedge 3}{} \approx 0.166816. \tag{5}$$

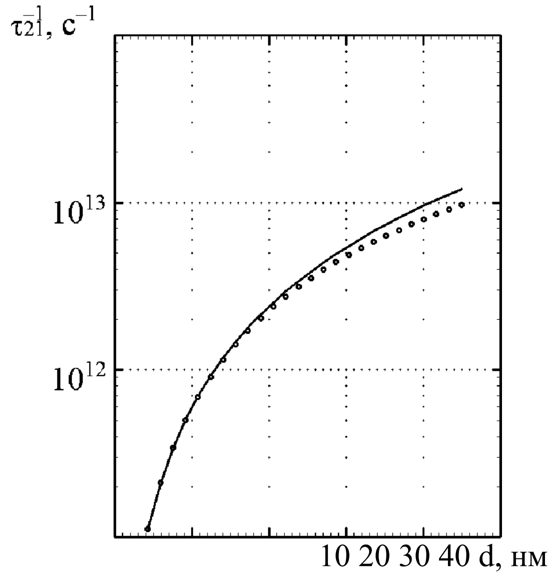

Рис. 1. Зависимость обратного времени жизни электрона в бесконечно глубокой квантовой яме, связанного с электрон-электронным рассеянием для переходов, от толщины ямы *d*
Сплошная кривая соответствует приближенной формуле (4). Точки соответствуют точному численному расчету

График, показанный на рис. 1, позволяет говорить о хорошем приближении, даваемом формулой (4). При построении графиков было учтено, что формула (4) дает темп электрон-электронных столкновений, но за один такой акт в нижнюю подзону переходит два электрона, следовательно, обратное время жизни электрона во второй подзоне т—1 = 2 ^и/По • В квантовой яме конечной глубины энергия перехода между подзонами становится меньше, чем в бесконечно глубокой яме той же толщины, что должно увеличивать скорость межподзонных переходов. С другой стороны, уменьшение степени перекрытия волновых функций по сравнению с идеальной ямой способствует уменьшению скорости переходов. Взаимная компенсация этих двух механизмов приводит к тому, что приближенная формула (4) является хорошим приближением и для этого случая.

С ростом толщины ямы *d* расстояние между подзонами становится сравнимым с тепловой энергией *kT,* т. е. нарушается условие применимости полученной формулы, поэтому наблюдается расхождение кривых. При типичных толщинах ям (< 30 нм) ошибка не превышает 15 % при комнатной температуре, а с уменьшением температуры становится еще меньше. Такой точности расчета скорости рассеяния достаточно для оценки пороговых и мощностных характеристик лазерных излучателей на основе скоростных уравнений.

1 *Faist J., Capasso F., Sivco D. et al.* // Science. 1994. V. 264. P. 553-556.

2 *Goodnick S. M., Lugli P.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 37. PP. 2578 - 2588.

3 *Dur M., Goodnick S. M., Lugli P.* Monte Carlo simulation of intersubband relaxation in wide, uniformly doped GaAs/Al$_x$Gai_$_x$As quantum wells // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 17794-17804.

4 *Lee S.-C., Galbraith I.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 15796-15805.

5 *Дрозд А. Н.* // Физика конденсированного состояния: Тез. докл. XII Республ. научн. конф. аспирантов, магистрантов и студентов. Гродно: ГрГУ, 2004. С. 33 - 35.