

## РЕЛАКСАЦИЯ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Каминский В. Э.

В модели эффективной температуры с учетом заполнения нескольких подзон размерного квантования теоретически рассчитаны скорости внутрисловоной релаксации импульса и энергии горячих электронов в гетероструктурах. Получены аналитические выражения, описывающие эти характеристики при произвольной степени вырождения электронного газа. Показано, что размерное квантование энергетического спектра приводит к значительному снижению скорости релаксации энергии. Проанализировано влияние учета вырождения и экранирования на точность расчета скоростей релаксации. Получено достаточно хорошее согласие рассчитанных релаксационных характеристик с известными экспериментальными данными.

Гетероструктуры с селективным легированием (ГСЛ) (типа GaAs/AlGaAs) перспективны для создания на их основе различных электронных приборов. При работе таких приборов часто реализуются условия сильного разогрева электронов. Известно, что при температуре  $T \geq 50$  К в полярных полупроводниках одним из основных механизмов релаксации импульса и энергии горячих электронов является их взаимодействие с оптическими фононами. Как можно ожидать, параметры этого взаимодействия в ГСЛ в значительной степени отличаются от однородных материалов вследствие высокой плотности электронов и размерного квантования их энергетического спектра. Поэтому исследованию взаимодействия электронов с полярными оптическими фононами в ГСЛ в настоящее время уделяется большое внимание. Одним из направлений здесь являются исследования зависимостей подвижности от параметров ГСЛ. Однако они дают ограниченную информацию о характере электрон-фононного взаимодействия вследствие достаточно сильного влияния на подвижность упругих механизмов релаксации (например, примесного рассеяния) [1]. В то же время измерения скорости релаксации энергии (СРЭ) могут дать практически непосредственную информацию о параметрах электрон-фононного взаимодействия. В последние годы большое число измерений этой характеристики было выполнено различными методами и на различных материалах [2-9]. Эти эксперименты показали значительное уменьшение скорости релаксации энергии в ГСЛ. Однако величина этого уменьшения в различных экспериментах отличается во много раз. В результате анализа причин уменьшения СРЭ авторы большинства работ пришли к заключению, что оно связано с наличием неравновесных фононов и их перепоглощением [2-6, 9, 10]. В то же время эффекты, связанные с высокой плотностью электронов в ГСЛ (экранирование, вырождение) для полярных оптических фононов, считаются незначительными [1-5, 9, 10], а размерное квантование практически не меняет СРЭ [2-5, 9]. Последнее утверждение основывается как на теоретических оценках [2, 9], так и на наблюдаемой в экспериментах на периодических ГСЛ независимости СРЭ от размеров потенциальной ямы  $d$  [3-5, 8]. С другой стороны, результаты численных расчетов для конкретных ГСЛ с использованием модельных волновых функций показали, что экранирование и размерное квантование могут значительно уменьшать СРЭ [11, 12]. Таким образом, в указанных вопросах в настоящее время нет достаточной ясности.

В данной работе теоретически рассчитаны скорости внутриподзонной релаксации на полярных оптических фононах энергии и импульса горячих электронов в ГСЛ. Экспериментальные результаты [2-5, 8] и их теоретический анализ [9, 11] показывают, что в ГСЛ функция распределения горячих электронов может быть достаточно точно описана распределением Ферми—Дирака (сдвинутым) с эффективной электронной температурой  $T_e$ . Для такого вида функции распределения в случае ее малой анизотропии после вычисления первого и второго моментов (относительно импульса) интеграла столкновений из общих соотношений [13] получаем для скорости релаксации импульса

$$v = \frac{1}{4\pi^4 n_{si} k T_e l_T} \int dq Q(q) \left[ N_e (1 + N_e) I_1(q) - \frac{N_e - N}{2} I_2(q) \right] \quad (1)$$

и энергии (в расчете на один электрон)

$$P = \frac{m}{4\pi^4 n_{si} \hbar l_T} (N_e - N) \int \omega \frac{dq}{q^2} Q(q) I_1(q), \quad (2)$$

где  $l_T = \hbar \sqrt{2mkT_e}$ ,  $\hbar\omega$  — энергия фонона,  $q$  — составляющая его волнового вектора в плоскости гетероперехода,  $N$ ,  $N_e$  — планковские функции распределения фононов при температурах решетки и электронов соответственно,  $n_{si}$  — поверхностная концентрация электронов, принадлежащих  $i$ -й подзоне энергии размерного квантования,

$$I_1 = \int_0^{\infty} dx \{ [1 + \exp(x^2 + g)]^{-1} - [1 + \exp(x^2 + g + \gamma)]^{-1} \},$$

$$I_2 = \int_0^{\infty} dx \left\{ \frac{\left(1 - \frac{2m\omega}{\hbar q^2}\right) \exp(x^2 + g)}{[1 + \exp(x^2 + g)]^2} + \frac{\left(1 + \frac{2m\omega}{\hbar q^2}\right) \exp(x^2 + g + \gamma)}{[1 + \exp(x^2 + g + \gamma)]^2} \right\},$$

$$g = \frac{E_i - F}{kT_e} + \frac{(l_T^2 q^2 - \gamma)^2}{4l_T^2 q^2},$$

$E_i$  — энергия дна подзоны,  $F$  — уровень Ферми,  $\gamma = \hbar\omega/kT_e$ . При получении (1), (2) считалось, что в ГСЛ фононный спектр имеет такой же вид, как и в однородном материале. Наличие поверхностных и дискретность объемных мод в периодических ГСЛ не учитывались, так как это существенно в области низких температур [14], где учет релаксации на оптических фононах не имеет практического значения. Для взаимодействия полярных оптических фононов с квазидвумерным электронным газом в приближении случайных фаз [12]

$$Q(q) = q^2 M^2(q) [\varepsilon^{-1}(q)]^2 = \frac{3\pi^3 \hbar}{\tau_{po}} \left( \frac{\pi \hbar \omega}{m} \right)^{1/2} Z(q),$$

где  $M^2$  — квадрат матричного элемента взаимодействия,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,

$$Z(q) = q F(q) [\varepsilon^{-1}(q)]^2,$$

$$F(q) = \int \psi^2(x_1) \psi^2(x_2) \exp(-q|x_1 - x_2|) dx_1 dx_2$$

— форм-фактор,  $\psi$  — волновая функция электрона, принадлежащего данной подзоне энергии в нормальном к плоскости гетероперехода направлении,

$$\tau_{po}^{-1} = \frac{\omega \varepsilon^2}{3\pi \hbar} \left( \frac{m}{\pi \hbar \omega} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right),$$

$\varepsilon_{\infty}$ ,  $\varepsilon_0$  — статическая и оптическая диэлектрические проницаемости соответственно. Вид функции  $\varepsilon(q)$  в случае заполнения только нижней подзоны размерного квантования (т. е. при низких температурах) анализировался в ряде работ и широко использовался для расчетов [1, 11, 12]. Однако рассеяние на

полярных оптических фононах существенно в области относительно высоких температур и (или) сильного разогрева электронов. В этих условиях необходимо учитывать несколько подзон размерного квантования, и  $\epsilon^{-1}(q)$  уже представляет собой матрицу обратной диэлектрической проницаемости [15]. Точный расчет  $\epsilon(q)$  в этом случае требует самосогласованного решения системы уравнений Пуассона и Шредингера, что является самостоятельной достаточно сложной задачей численного интегрирования. Соответственно  $P(T_e)$  и  $\nu(T_e)$  могут быть рассчитаны только численно, и такие результаты достаточно сложно использовать для независимых расчетов.

В одноподзонном приближении и при использовании модельной волновой функции численное интегрирование (1), (2) выполняется относительно просто [11, 12]. Однако точность результатов в этом случае может оказаться относительно невысокой [15]. Кроме того, необходимо учитывать, что обычно ряд параметров ГСЛ может быть определен с невысокой точностью. Если ограничиться приблизительно таким же уровнем точности, то можно выполнить приближенное аналитическое интегрирование в (1), (2). Для этого проанализируем вид функции  $Z(q)$ . Исходя из результатов [15], получаем, что она является монотонно возрастающей, причем

$$Z(0) = 0 \text{ и } Z(q \rightarrow \infty) = 2R,$$

где

$$R = \int \psi^4(x) dx. \quad (3)$$

Тогда, используя теорему о среднем значении и вынося  $Z(q)$  из-под интеграла посредством соотношения

$$Z(q) = zR, \quad (4)$$

после интегрирования в (1), (2) получаем

$$\nu = \frac{\gamma}{\tau_{po}} S, \left\{ N_e (1 + N_e) \left[ 1 - \frac{1}{b} \ln(1 + e^{-\gamma}(e^b - 1)) \right] - \frac{N_e - N}{b} \frac{e^b - 1}{e^b + e^{-\gamma} - 1} \right\}, \quad (5)$$

$$P = \frac{\hbar\omega}{\tau_{po}} S_p (N_e - N) \left\{ 1 - \frac{1}{b} \ln[1 + e^{-\gamma}(e^b - 1)] \right\}, \quad (6)$$

где

$$b = 2\pi n_{*i} l_T^2, \quad S = \frac{3\pi}{4} \left( \frac{\pi\hbar}{m\omega} \right)^{1/2} zR.$$

Согласно теореме о среднем значении в (4),  $0 < z < 2$ . Очевидно, что для (1) и (2) величины  $z$  в общем случае различаются. Этим и обусловлено введение различных индексов для  $S$  в (5) и (6). Так как  $Z(q)$  является функцией суммарной поверхностной концентрации электронов в ГСЛ  $n_{*i}$  и  $T_e$  [15], то и величины  $z$  зависят от них. Для получения этих зависимостей самосогласованно решалась система уравнений Пуассона и Шредингера, а полученные волновые функции использовались для численного интегрирования (1), (2). Величины  $z$  получались посредством сравнения этих результатов с (5), (6). Для нижней подзоны размерного квантования ( $i=1$ ) типичные зависимости приведены на рис. 1. Для следующих подзон имеет место соотношение  $z_{i+1} > z_i$ . Как видно, величины  $z$  меняются слабо и их в первом приближении можно считать постоянными.

Рассмотрим теперь параметрические зависимости величины  $R$ . В модели прямоугольной ямы с бесконечно высокими барьерами из (3) получаем, что

$$R = 3/2d \quad (7)$$

и не зависит от номера подзоны. Для реальных периодических ГСЛ  $R$  всегда меньше (7). Для одиночного гетероперехода из численных расчетов следует, что

$$R = \left( \frac{e^2 m n_{*i}}{\epsilon_i \hbar^2} \right)^{1/2} a_{*i}, \quad (8)$$

где  $a_i$  — безразмерный параметр, слабо зависящий от  $n_s$  и  $T_e$ . Например, для указанных на рис. 1 интервалов изменения переменных параметры  $a_i$  меняются не более чем на 10 %, а типичными их значениями являются  $a_1=0.4$ ,  $a_2=0.18$ ,  $a_3=0.08$ .

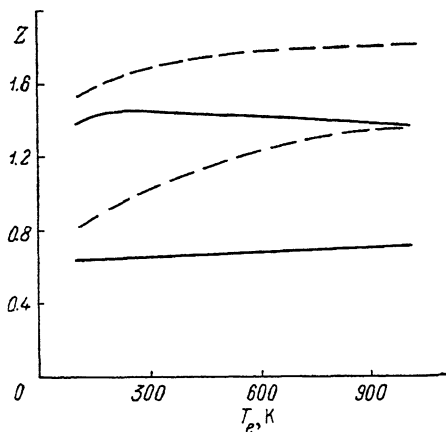


Рис. 1. Зависимости  $z_p$  (сплошные линии) и  $z_s$  (штриховые) от температуры электронов.

Верхние кривые рассчитаны для поверхностной концентрации  $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , нижние — для  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

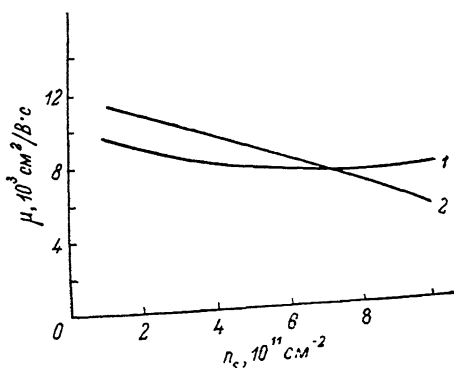


Рис. 2. Зависимости подвижности, обусловленной рассеянием на полярных оптических фононах, от поверхностной концентрации.

1 — расчет по (5), 2 — результаты [1].

Полученные соотношения позволяют проанализировать параметрические зависимости релаксационных характеристик горячих электронов в ГСЛ. Из (5)—(7) следует, что для прямоугольной ямы скорости релаксации являются убывающими функциями  $n_s$ , что согласуется с результатами численных расчетов [12]. Для одиночного гетероперехода зависимости не имеют такого однозначного характера. Частный вид такой зависимости, рассчитанной из (5), (8) при

$T_e = T = 300 \text{ K}$  для арсенида галлия, а также результаты численных расчетов [1] приведены на рис. 2. Сравнение этих зависимостей позволяет оценить значение учета экранирования для полярных оптических фононов, которое игнорировалось в [1]. Как видно из рис. 2, значения расчетных подвижностей близки к экс-

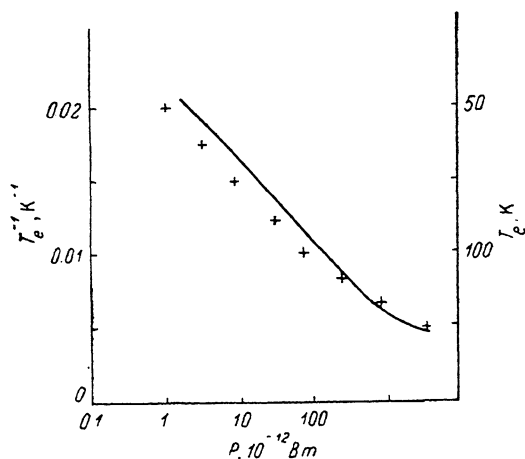


Рис. 3. Экспериментальная (крестики) и расчетная (сплошная линия) зависимости скорости релаксации энергии от температуры электронов.

периментально измеряемым в чистых однородных материалах, и размерное квантование здесь явно не сказывается. Более сильное влияние оно оказывает на СРЭ. Так, в частности, в невырожденном случае ( $b \ll 1$ ) СРЭ практически не зависит от  $n_s$  (так как  $R$  растет, а  $z$  уменьшается при увеличении  $n_s$ ) и приблизительно в 2 раза меньше аналогичной величины, рассчитанной по соотношениям для однородных материалов [13]. В общем случае величина уменьшения СРЭ  $\alpha$  может быть значительно больше. Так, для периодических ГСЛ с параметрами ямы  $d=9 \text{ нм}$ ,  $n_s=1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $d=20 \text{ нм}$ ,  $n_s=8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при низком уровне лазерного возбуждения получена величина  $\alpha \approx 16$  [4]. Расчеты по (6) для этих же параметров дают при  $T_e=100 \text{ K}$   $\alpha=7$  и  $\alpha=10$  соответственно. Проведенные

при различных  $T_e$  расчеты показали, что во всех рассмотренных выше случаях величина  $\alpha$  слабо зависит от  $T_e$ . Как видно, различия экспериментальных и расчетных величин невелики и, если учесть, что в экспериментах типа [4] СРЭ не измеряется непосредственно, их согласие можно признать удовлетворительным.

На рис. 3 приведены результаты непосредственного измерения  $P(T_e)$  в периодической ГСЛ с параметрами ямы  $d=26$  нм,  $n_e=4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> [2], а также результаты расчетов по (6). Отметим здесь, что рассчитанная зависимость практически повторяет результаты численных расчетов [11]. Как видно, расчетная СРЭ превышает не более чем в 2 раза экспериментальные значения. Поэтому если учесть сказанное выше о точности используемых моделей и возможный экспериментальный разброс, то можно считать согласие результатов хорошим. Следовательно, полученные в [2] результаты вполне могут быть объяснены без привлечения гипотезы о неравновесности фононной системы.

Таким образом, проведенные в работе расчеты и их сравнение с экспериментальными данными показывают, что размерное квантование значительно снижает СРЭ горячих электронов в ГСЛ. Кроме того, для адекватного описания релаксационных характеристик необходимо учитывать как экранирование электрон-фононного взаимодействия, так и возможное вырождение электронного газа. Это в значительной степени противоречит выводам, полученным в [2-6, 9, 10], где основной или единственной причиной уменьшения СРЭ в ГСЛ по отношению к однородным материалам считается разогрев фононной системы. Как можно предположить, это связано с тем, что эти выводы основывались на результатах расчетов оценочного характера. Основанием для такого заключения служит то, что последовательный учет размерного квантования [11, 12] для конкретных структур дает приблизительно такие же результаты, что и в данной работе. Конечно, при сильном возбуждении электронной системы, например, как в [3, 4, 8], для правильного описания экспериментальных результатов необходимо учитывать неравновесность фононной системы.

Согласно (7), СРЭ должна быть обратно пропорциональна ширине потенциальной ямы. В противоположность этому в [3-5, 8], как отмечалось, зависимость от  $d$  не наблюдалась. Из этого был сделан вывод, что изменение размерности электронной системы не меняет скорости релаксации. Очевидно, что (7) справедлива в конечном интервале значений  $d$ , так как, в частности, не обеспечивает непрерывного перехода в (8) при больших  $d$ . Снизу величина  $d$  ограничена тем условием, что нижний уровень размерного квантования должен находиться достаточно глубоко в потенциальной яме. Ограничение  $d$  в (7) сверху обусловлено тем, что при широкой яме ГСЛ представляет собой систему одиночных гетеропереходов и в этом случае уже необходимо использовать (8). Оценки указанных пределов дают интервал  $5 \leq d \leq 25$  нм. Структуры, использованные в экспериментах [3-5, 8], только частично удовлетворяют этому условию. Поэтому для однозначного определения влияния ширины потенциальной ямы на скорости релаксации импульса и энергии в ГСЛ требуются, с одной стороны, более детальные эксперименты, а с другой — использование в (3) более точных моделей для волновых функций и (или) проведение численных расчетов.

#### Список литературы

- [1] Hirakawa K., Sakaki H. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8291—8303.
- [2] Shah J., Pinczuk A., Gossard A. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 18. P. 2045—2048.
- [3] Lobentzner H., Pollard H.-J., Rühle W. W. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 2. P. 1136—1139.
- [4] Leo K., Rühle W. W., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 3. P. 1947—1957.
- [5] Lobentzner H., Stolz W., Nagle J. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 8. P. 5234—5244.
- [6] Wise F. W., Tang C. L. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 8. P. 821—826.
- [7] Edelstein D. C., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 1. P. 48—50.
- [8] Shum K., Ho P. P., Alfano R. P. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. 22. N 9. P. 1811—1815.
- [9] Shah J. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. 22. N 9. P. 1728—1743.

- [10] Lyon S. A. // Superlat. Microstruct. 1987. V. 3. N 3. P. 261—267.  
[11] Basu P. K., Kundu S. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 3. P. 264—266.  
[12] Senna J. R., Das Sarma S. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 11. P. 1397—1403.  
[13] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 399 с.  
[14] Jain J. K., Das Sarma S. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 19. P. 2305—2308.  
[15] Tang D. S. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 8319—8326.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
Москва

Получена 12.06.1990  
Принята к печати 5.11.1990

