

Рассеяние электронов на захваченных поверхностных полярных оптических фононах в двухбарьерной гетероструктуре

© Ю. Пожела[¶], К. Пожела, В. Юцене

Институт физики полупроводников,
01108 Вильнюс, Литва

(Получена 6 февраля 2007 г. Принята к печати 7 февраля 2007 г.)

Показано, что в двухбарьерной гетероструктуре наряду с захватом объемных полярных оптических фононов имеет место захват поверхностных (интерфейсных) фононов. Сила взаимодействия электронов с захваченными интерфейсными фононами снижается с уменьшением толщины фононной ямы — полупроводникового слоя, в котором захвачены фононы. Предложен новый подход для снижения рассеяния электронов полярными оптическими фононами в двухбарьерной квантовой яме, основанный на раздельном захвате фононов в узкие фононные ямы. Вычисленная скорость рассеяния с учетом захвата интерфейсных фононов в квантовых ямах GaAs/InAs/GaAs и AlAs/GaAs/AlAs оказывается много ниже, чем полученная в приближении рассеяния захваченных электронов на объемных фононах. Получено многократное снижение скорости электрон-фононного рассеяния в квантовой яме AlAs/GaAs/AlAs путем разделения ее мономолекулярным слоем InAs, прозрачным для электронов, но являющимся отражающим барьером для полярных оптических фононов.

PACS: 72.10.Di, 73.21.Fg, 73.40.Kp

1. Введение

Неупругое рассеяние электронов полярными оптическими (ПО) фононами является основным механизмом, ограничивающим максимально достижимую дрейфовую скорость электронов, которая в основных полупроводниках, используемых в электронике, не превышает $(2-5) \cdot 10^7$ см/с. Снижение неупругого электрон-фононного рассеяния означает увеличение максимально достижимой дрейфовой скорости электронов в каналах транзисторов. Максимальная дрейфовая скорость определяет максимальную частоту усиления тока и коэффициент усиления (крутизну) транзистора.

С целью повышения максимальной дрейфовой скорости электронов во многих работах исследованы возможности ослабления электрон-фононного рассеяния полярными оптическими фононами в двумерных структурах.

Так, в работах [1–3] показано, что скорость рассеяния (СР) захваченных электронов на захваченных в ту же квантовую яму (КЯ) объемных ПО фононах резко снижается с уменьшением толщины КЯ ниже $L < L_{\text{орт}} \simeq 2\pi/k_{\text{орт}}$, где $k_{\text{орт}}$ есть импульс электрона с энергией, равной энергии оптического фонона. Однако этот эффект снижения СР оказывается полностью скомпенсированным ростом СР электронов в узких КЯ на поверхностных (интерфейсных (ИФ)) фононах, возникающих вследствие захвата в КЯ полярных фононов на границах КЯ [4–7]. Экспериментально большое повышение дрейфовой скорости в узких КЯ наблюдалось лишь при условии подавления рассеяния на ИФ фононах путем введения квантовых точек в границу раздела [8].

Более того, в работах [4,9] показано, что вероятность электрон-фононного рассеяния, независимо от того, захвачены или нет фононы в КЯ, может быть описана

в приближении рассеяния захваченных электронов на объемных фононах. Это широко используемое на практике приближение основано на так называемом правиле сумм, по которому сумма формфакторов вероятностей рассеяния электронов на захваченных объемных и ИФ фононах равна формфактору рассеяния на объемных фононах. Если сила электрон-фононного взаимодействия для всех фононных мод одинакова, то, согласно правилу сумм формфакторов, вероятность рассеяния электрона объемными фононами W_{BULK} оказывается равной сумме вероятностей рассеяния на захваченных объемных фононах W_{C} и на ИФ фононах W_{IF} :

$$W_{\text{BULK}} = W_{\text{IF}} + W_{\text{C}}. \quad (1)$$

W_{BULK} -приближение всегда дает увеличение вероятности рассеяния с уменьшением толщины КЯ, т.е. снижение подвижности и дрейфовой скорости в каналах полевых транзисторов, по сравнению с объемным материалом.

Однако отличие частот ИФ фононов от частоты объемных фононов приводит к существенной разнице в силе электрон-фононного взаимодействия для различных мод фононов. Это означает, что при сохранении правила сумм для формфакторов сумма вероятности рассеяния электронов на ИФ фононах и захваченных объемных фононах оказывается отличной от вероятности рассеяния на объемных фононах. Таким образом, широко используемое приближение рассеяния электронов на объемных фононах в общем случае может не иметь места.

В данной работе рассмотрены возможности снижения СР в двухбарьерных структурах за счет изменения силы взаимодействия электронов с различными модами ИФ фононов. Тем самым в работе оценивается применимость приближения рассеяния захваченных электронов на объемных фононах.

[¶] E-mail: pozela@pfi.lt

В качестве способа, позволяющего снизить скорость электрон-фононного рассеяния, рассматривается захват в КЯ не только объемных, но и ИФ фононов.

2. Скорость электрон-фононного рассеяния на полярных оптических фононах

Определим зависимость скорости рассеяния электронов, захваченных в КЯ, от рассеивающего потенциала различных мод ПО фононов.

Скорость электрон-фононного рассеяния будем характеризовать частотой перехода захваченного в КЯ толщиной L_e электрона с начальным волновым вектором k_i и энергией E_i в финальное состояние k_f , E_f путем эмиссии (знак „+“) или абсорбции (знак „-“) ПО фонона с энергией $\hbar\omega_v$:

$$W_{k_i, k_f, v} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(N_{qv} \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) F^2(q) |G_v(z)|^2 \times \delta_{k_i, k_f \mp q} \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega_v), \quad (2)$$

где $N_{qv} = [\exp(\hbar\omega_v/kT) - 1]^{-1}$, $\delta_{k_i, k_f \mp q}$ — дельта-функция Кронекера, $E_i = \hbar^2 k_i^2 / 2m$ — энергия электрона. Интеграл $|G(z)|^2$ — формфактор рассеяния, $F^2(q)$ — квадрат амплитуды фонона и, следовательно, характеризует силу электрон-фононного взаимодействия. Вектора электронов k и фононов q лежат в плоскости КЯ (x, y).

После интегрирования по финальным состояниям k_f получаем

$$W_{k, v} = W_0 \left(N_{qv} \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) S \int_0^{2\pi} F^2(q_0) |G_z|^2 d\theta. \quad (3)$$

Здесь S — нормировочная площадь в плоскости КЯ, $W_0 = me^2 / \pi \hbar^3$, q_0 — волновое число эмиттированного (абсорбированного) фонона,

$$q_0 = \sqrt{k_{\text{opt}}^2 \left[2y - (\pm 1) - 2\sqrt{y} \sqrt{y - (\pm 1)} \cos \theta \right]}, \quad (4)$$

где $y = E_i / \hbar\omega_v$, $k_{\text{opt}}^2 = 2\hbar\omega_v m / \hbar^2$ и θ — угол между начальным k_i и конечным k_f волновыми векторами электрона.

Формфактор электрон-фононного рассеяния

$$|G(z)|^2 = \left| \int_{-L_e/2}^{+L_e/2} \varphi_{ei} \varphi_{ef}^* \varphi_v(z) dz \right|^2, \quad (5)$$

где φ_{ei} и φ_{ef} — нормированные волновые функции электронов в начальном и конечном состояниях и $\varphi_v(z)$ — огибающая волновой функции фонона.

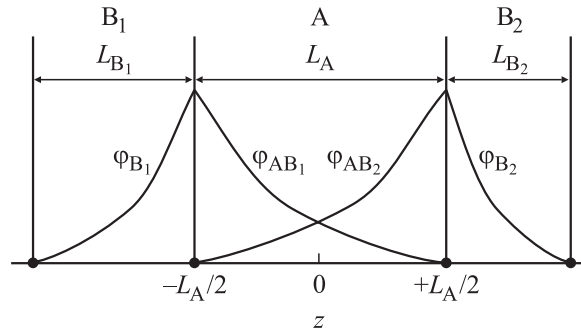


Рис. 1. Схематическое изображение двойной гетероструктуры $V_1/A/B_2$. Электроны и фононы захвачены в слое А между двумя барьерами V_1 и V_2 . φ_{AB} — огибающие волновых функций захваченных интерфейсных фононов.

Ввиду трансляционной инвариантности волновую функцию фонона запишем в виде

$$\varphi(q) = F(q) \varphi_v(z) e^{iqr_{\parallel}}, \quad (6)$$

где r_{\parallel} — координата фонона в плоскости КЯ. Амплитуда $F(q)$, согласно микроскопической модели *ab initio* [5,10], равна для ИФ фонона

$$F(q_0) = \sqrt{\frac{\hbar}{S} \frac{1}{\varepsilon'_A I_A + \varepsilon'_B I_B}}, \quad (7)$$

где ε'_A и ε'_B — производные по частоте от диэлектрических функций в материалах А и В (рис. 1), составляющих гетеропереход,

$$I_{A(B)} = \int_{A(B)} \left[q^2 |\varphi_{A(B)v}(z)|^2 + \left| \frac{d\varphi_{A(B)v}(z)}{dz} \right|^2 \right] dz. \quad (8)$$

Для объемных фононов амплитуда

$$F^2(q_0) = \frac{F_0}{Vq_0^2},$$

где

$$F_0 = [\varepsilon'_A(\omega_L)]^{-1} = \frac{\hbar\omega_L}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (9)$$

где ω_L — частота продольного объемного фонона, ε_{∞} и ε_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические постоянные, V — нормировочный объем.

Найдем скорость электрон-фононного рассеяния (3) в конкретной двухбарьерной гетероструктуре, показанной на рис. 1. Для этого определим огибающие функции, частоты и амплитуды ИФ фононных мод в такой гетероструктуре.

3. Захват интерфейсных фононов в фононную яму

Согласно модели диэлектрического континуума [4,5,10], частота ИФ фононов ω_v определяется условием непрерывности индукции поля на границе

гетероперехода:

$$\varepsilon_A(\omega_v) \frac{d\varphi_v^A}{dz} = \varepsilon_B(\omega_v) \frac{d\varphi_v^B}{dz}, \quad (10)$$

где

$$\varepsilon_A(\omega_v) = \varepsilon_{\infty A} \frac{\omega^2 - \omega_{LA}^2}{\omega^2 - \omega_{TA}^2}, \quad \varepsilon_B(\omega_v) = \varepsilon_{\infty B} \frac{\omega^2 - \omega_{LB}^2}{\omega^2 - \omega_{TB}^2} \quad (11)$$

— диэлектрические функции для бинарных полупроводников А и В, образующих гетеропереход (рис. 1), ω_{LA} , ω_{TA} и ω_{LB} , ω_{TB} — частоты продольных и поперечных ПО фононов в объеме материалов А и В соответственно.

Для единичного гетероперехода дисперсионное уравнение $\varepsilon_A(\omega_v) + \varepsilon_B(\omega_v) = 0$ имеет решение в виде двух ветвей частот фононов ω_A и ω_B , которые лежат в интервалах

$$\begin{aligned} \omega_{TA} < \omega_A < \omega_{LA}, \\ \omega_{TB} < \omega_B < \omega_{LB}. \end{aligned} \quad (12)$$

Частоты ω_A и ω_B определяются параметрами фононов в материалах А и В соответственно.

Согласно неравенствам (12) и соотношению (11) диэлектрические функции $\varepsilon_A(\omega_A)$ и $\varepsilon_B(\omega_B)$ отрицательны. Это значит, что потенциальные волны от ИФ фононов соседних гетеропереходов с частотой ω_A и ω_B полностью отражаются от границы гетероперехода А/В. Следовательно, в гетероструктуре с двумя барьерами из одинаковых материалов $V_1/A/V_2$ (рис. 1) затухающий потенциал ИФ фононов левого барьера структуры V_1/A с частотой в диапазонах ω_A и ω_B обращается в нуль на границе правого барьера А/В₂, так же как потенциал ИФ фононов правого барьера обращается в нуль на границе левого барьера.

Следовательно, в слое А между барьерами V_1 и V_2 ИФ фононы оказываются захваченными, так же как и объемные фононы. Такой слой будем называть фоновной ямой. Заметим, что подобное обращение в нуль электростатического потенциала от ИФ фонона на гетеропереходе впервые рассматривалось в работе [11].

Огибающие волновых функций ИФ фононов находим из решения уравнения Лапласа

$$\frac{d^2}{dz^2} \varphi_v(z) = q^2 \varphi_v(z). \quad (13)$$

Огибающие функции захваченных ИФ фононов в фоновной яме А можно представить в виде левой и правой функций (рис. 1). Левая огибающая функция соответствует электростатической волне, вызванной колебанием атомов в левой плоскости двойного гетероперехода V_1/A :

$$\begin{aligned} \varphi_{AB_1} = \frac{\exp(-qz) - \exp(+qz) \exp(-qL_A)}{\exp(+qL_A/2) - \exp(-qL_A/2) \exp(-qL_A)}, \\ -\frac{L_A}{2} < z < +\frac{L_A}{2}. \end{aligned} \quad (14)$$

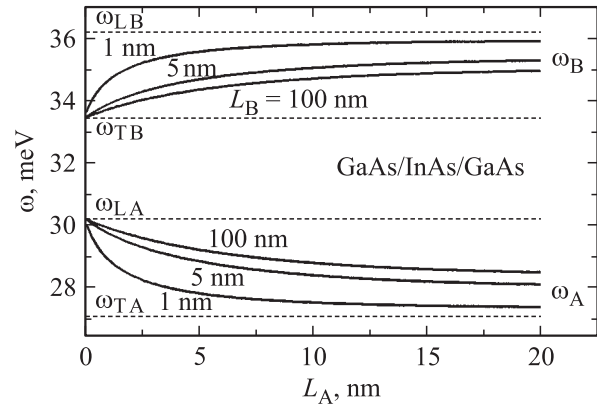


Рис. 2. Частоты переходов захваченных интерфейсных фононов в квантовой яме GaAs/InAs/GaAs в зависимости от ширины фоновных ям L_A и L_B . ω_A и ω_B — частоты фоновных ветвей в InAs и GaAs соответственно. Ширина L_B указана цифрами возле кривых.

Соответственно правая потенциальная функция определяется колебаниями атомов на правой плоскости двойного гетероперехода А/В₂:

$$\begin{aligned} \varphi_{AB_2} = \frac{\exp(+qz) - \exp(-qz) \exp(-qL_A)}{\exp(+qL_A/2) - \exp(-qL_A/2) \exp(-qL_A)}, \\ -\frac{L_A}{2} < z < +\frac{L_A}{2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Частоты колебаний захваченных ИФ фононов определяются, согласно (10), дисперсионными уравнениями:

$$\varepsilon_A(\omega_v) \operatorname{cth} qL_A + \varepsilon_B(\omega_v) \operatorname{cth} qL_{B_1} = 0 \quad (16)$$

для левой волны и

$$\varepsilon_A(\omega_v) \operatorname{cth} qL_A + \varepsilon_B(\omega_v) \operatorname{cth} qL_{B_2} = 0 \quad (17)$$

для правой волны.

Различия в частотах заставляют рассматривать левые и правые ИФ фононы как самостоятельные не связанные фоновные моды.

Захваченные ИФ фононы в отличие от объемных фононов имеют значительную дисперсию в интервале частот (12).

На рис. 2 показаны зависимости от ширины фоновной ямы частот ω_A и ω_B ИФ фононов в КЯ GaAs/InAs/GaAs шириной L_A с волновым числом

$$q_{\text{opt}} = \sqrt{2m\hbar\omega_{LA}}/\hbar, \quad (18)$$

где m и $\hbar\omega_{LA}$ — масса электрона и частота продольного оптического фонона в InAs соответственно. Частота ω_B , определяемая материалом барьера (GaAs), с уменьшением ширины фоновной ямы L_A снижается вплоть до частоты поперечного фонона в GaAs $\omega_{TB} = 33.4$ мЭВ при $L_A \rightarrow 0$, при этом $\varepsilon_B(\omega_{TB}) \rightarrow \infty$.

Частота, определяемая параметрами InAs ω_A , наоборот, с уменьшением ширины L_A растет и при

$L_A \rightarrow 0$ достигает частоты продольного фонона в InAs $\omega_{LA} = 30.2$ мэВ. При этом $\varepsilon_A(\omega_{LA}) \rightarrow 0$. Существенно отметить, что в слое InAs частота ω_B растет, а частота ω_A падает с уменьшением ширины фоновной ямы барьера GaAs L_B . При малых толщинах барьера L_B частота ω_A близка к частоте поперечного фонона ω_{TA} , что означает рост $\varepsilon_A(\omega_A)$.

Таким образом, изменяя ширину фоновных ям L_A и L_B , можно существенно изменять диэлектрические функции $\varepsilon_A(\omega_A)$ и $\varepsilon_B(\omega_B)$. Причем, регулируя ширину фоновной ямы барьера (B), можно изменять частоту ИФ фонона и диэлектрическую функцию в области КЯ (A).

4. Сила электрон-фононного взаимодействия

Дисперсия ИФ фононов существенно изменяет их амплитуду (7) и тем самым силу электрон-фононного взаимодействия $F^2(q)$, которую мы будем характеризовать факторами

$$F_A = \frac{1}{\varepsilon'_A(\omega_A) \operatorname{cth}(qL_A) + \varepsilon'_B(\omega_A) \operatorname{cth}(qL_B)} \frac{1}{q},$$

$$F_B = \frac{1}{\varepsilon'_A(\omega_B) \operatorname{cth}(qL_A) + \varepsilon'_B(\omega_B) \operatorname{cth}(qL_B)} \frac{1}{q}, \quad (19)$$

где

$$\varepsilon'_A(\omega) = \frac{2\omega(\omega_{LA}^2 - \omega_{TA}^2)}{(\omega^2 - \omega_{TA}^2)^2} \varepsilon_{\infty A},$$

$$\varepsilon'_B(\omega) = \frac{2\omega(\omega_{LB}^2 - \omega_{TB}^2)}{(\omega^2 - \omega_{TB}^2)^2} \varepsilon_{\infty B}.$$

Продемонстрируем на примере двухбарьерной гетероструктуры GaAs/InAs/GaAs широкие возможности инженерии при помощи изменения $F_{B,A}$, а тем самым и скорости рассеяния путем подбора параметров КЯ и барьера.

На рис. 3 показана зависимость силы взаимодействия электрона с фононом с волновым числом q_{opt} (18) от ширины КЯ и барьера L_B . Примечательны следующие особенности, уменьшающие электрон-фононное взаимодействие с интерфейсными фононами в двухбарьерной гетероструктуре. Прежде всего укажем, что сила связи электрона с объемными фононами $F_{\text{BULK}} = 1/\varepsilon'_A(\omega_{LA})q_{\text{opt}} = 1.79$ нм/с оказывается значительно выше, чем F_A и F_B , т.е. амплитуда рассеивающего электрона потенциала захваченных ИФ фононов оказывается много ниже, чем амплитуда потенциала объемного фонона. Более того, величины F_B и F_A уменьшаются с уменьшением ширины КЯ вплоть до полного исчезновения при $L_A \rightarrow 0$.

Существенным является то, что рассеяние электронов на ИФ фононах в КЯ можно регулировать путем захвата ИФ фононов в области барьера. Как F_A , так и F_B сильно уменьшаются при уменьшении толщины слоя барьера L_B . При малых $L_B \approx 1$ нм частота ω_B

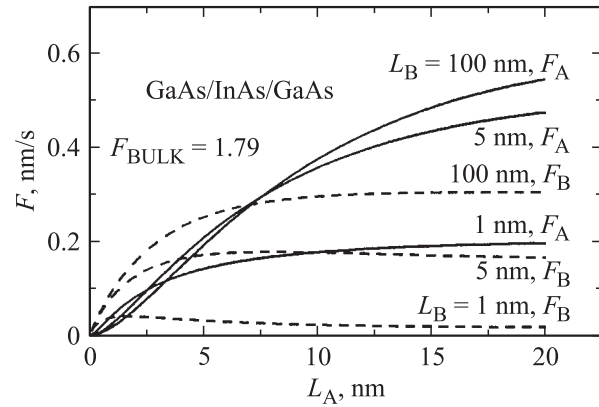


Рис. 3. Сила электрон-фононного взаимодействия F в зависимости от ширины фоновных ям L_A и L_B . Ширина L_B указана цифрами возле кривых F_A (сплошные кривые) и F_B (штриховые). F_A и F_B — силы взаимодействия с фононами с частотами ω_A и ω_B соответственно.

становится близкой к ω_{TB} и электроны почти не взаимодействуют с ИФ фононами с частотой ω_B . Фактор F_A при малых L_B достигает минимальных значений из-за малой разницы $\omega_A^2 - \omega_{TA}^2$ (рис. 3). Отметим, что тонкий слой полупроводника GaAs, будучи помещенным перед широким барьерным слоем AlAs, не только уменьшает величины $F_{A,B}$, но и экранирует электроны в КЯ InAs от взаимодействия с ИФ фононами в AlAs с большой энергией. Такой часто используемый в технологии тонкий интерфейсный слой [12,13], как видим, позволяет уменьшить и электрон-фононное рассеяние на интерфейсных фононах.

5. Рассеяние на захваченных фононах. Фононный барьер

Определим влияние захвата ИФ фононов в фоновные ямы на скорость электрон-фононного рассеяния (3) при следующих упрощающих положениях.

Огибающую функцию захваченного объемного фонона положим равной

$$\varphi_C = \sum_n \varphi_{Cn} \text{ при } \varphi_{Cn} = \begin{cases} \cos(n\pi z/L_A), & n = 1, 3, \dots \\ \sin(n\pi z/L_A), & n = 2, 4, \dots \end{cases}. \quad (20)$$

Будем рассматривать только внутриволновые переходы электронов, захваченных в КЯ шириной L_e с бесконечными барьерами. Их волновую функцию на нижнем уровне положим равной

$$\varphi_e = \sqrt{2/L_e} \cos(\pi z/L_e). \quad (21)$$

Зависимости скорости рассеяния (СР) на оптических фононах электронов с энергией выше энергии ИФ фононов от толщины КЯ L_e в структуре GaAs/InAs/GaAs

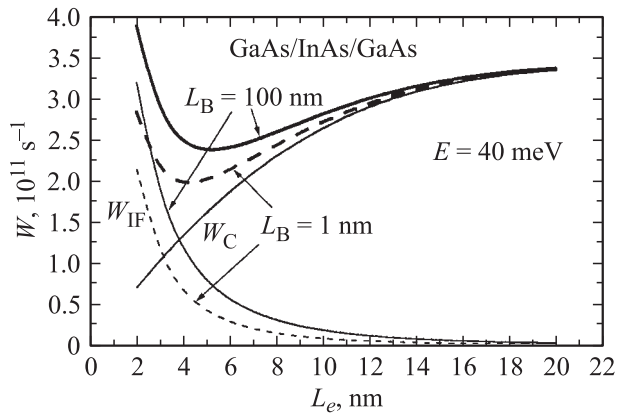


Рис. 4. Зависимости скорости рассеяния $W = W_C + W_{IF}$ электронов с энергией 40 мэВ, захваченных объемными (W_C) и интерфейсными фононами (W_{IF}) от ширины GaAs/InAs/GaAs-квантовой ямы L_e при двух значениях ширины L_B ямы в барьере GaAs, указанных на рисунке.

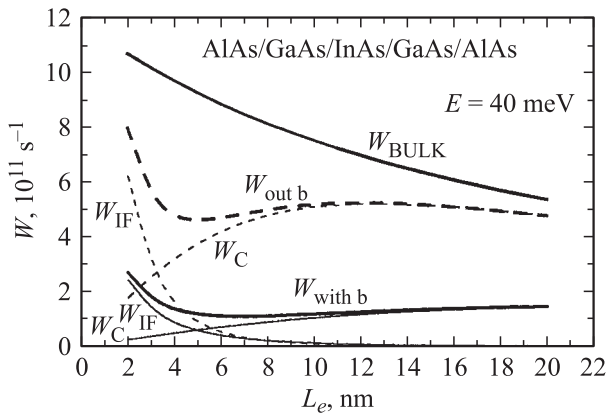


Рис. 5. Зависимости скорости рассеяния $W = W_C + W_{IF}$ электронов с энергией 40 мэВ от ширины L_e квантовой ямы AlAs/GaAs/AlAs в отсутствие ($W_{out b}$) и при наличии тонкого (1 нм) барьера InAs в центре квантовой ямы GaAs $W_{with b}$. Кривая W_{BULK} — скорость рассеяния в приближении рассеяния захваченных электронов на объемных фононах. $L_B = 100$ нм.

показаны на рис. 4. Отдельно выделены СР с эмиссией и абсорбцией ИФ W_{IF} и объемных W_C фононов. Как видим, сильное понижение силы взаимодействия электронов с ИФ фононами приводит к значительному понижению электрон-фононного рассеяния в узких КЯ. Более того, сильное понижение СР электронов на захваченных объемных фононах W_C с уменьшением L_e не компенсируется ростом W_{IF} . В результате полная скорость электрон-фононного рассеяния $W = W_C + W_{IF}$ в узкой КЯ толщиной 5 нм оказывается в 1.5 раза ниже, чем в широкой (20 нм). Этот эффект еще усиливается, если барьерные слои GaAs представляют собой тонкие экраны ($L_B = 1$ нм). В этом случае в соответствии с уменьшением силы электрон-фононной связи рассеяние на ИФ фононах в КЯ еще более снижается, как это показано на рис. 4.

В работах [2,3] было предложено для снижения электрон-фононного рассеяния вводить в КЯ тонкий фононный барьер, неискажающий электронную волновую функцию. В работе [11] было подтверждено, что введение фононного барьера в центр электронной КЯ значительно снижает вероятность рассеяния на захваченных объемных фононах, однако рассеяние на потенциале захваченных ИФ фононов от введенного барьера в точности компенсирует это снижение. В работе [11] не учитывалась дисперсия ИФ фононов. Поэтому такой же вывод следует и из правила сумм для вероятностей рассеяния (1).

Однако дисперсия различных мод ИФ фононов показывает, что сила электрон-фононной связи резко ослабляется с уменьшением ширины КЯ (рис. 3). Поэтому деление КЯ на две с меньшими ширинами ведет к снижению вероятности рассеяния электрона на захваченных ИФ модах фононов боковых поверхностей КЯ. Это означает снижение общей вероятности электрон-фононного рассеяния в КЯ, разделенной фононным барьером.

На рис. 5 показаны зависимости СР электронов на захваченных как ИФ, так и объемных фононах от ширины КЯ GaAs, в структуре AlAs/GaAs/InAs/GaAs/AlAs как в отсутствие, так и при введении в центр квантовой ямы GaAs, тонкого (< 1 нм) слоя InAs, прозрачного для электронов, но являющегося барьером для ПО фононов.

Тонкий фононный барьер InAs в несколько раз уменьшает рассеяние на захваченных объемных фононах, которое не компенсируется ростом рассеяния на ИФ фононах. Несмотря на увеличение в 2 раза числа поверхностей из-за введения барьера в центр КЯ, рассеяние на захваченных ИФ фононах оказывается меньше, чем в случае отсутствия барьера.

Введение фононного барьера в КЯ в условиях захвата как ИФ, так и объемных ПО фононов, является эффективным инструментом, позволяющим снизить электрон-фононное рассеяние и повысить подвижность и дрейфовую скорость электронов. По-видимому, экспериментально наблюдаемый рост подвижности и дрейфовой скорости насыщения в InGaAs/InAlAs-MODFET-структурах при введении в КЯ тонких барьеров InAs [12,13] можно связывать и с изложенным выше явлением снижения электрон-фононного рассеяния на полярных оптических фононах.

Следует отметить, что СР, рассчитанная в приближении рассеяния на объемных фононах (W_{BULK}) в узких образцах, где доминирует ИФ рассеяние, значительно превышает СР, рассчитанную с учетом захвата и дисперсии фононов (рис. 5). Это указывает на непригодность W_{BULK} -приближения для расчета СР в узких КЯ.

6. Заключение

Таким образом, амплитуда потенциала интерфейсных и объемных фононов (а тем самым и сила электрон-фононного взаимодействия) резко понижается при за-

хвате фононов в фононную яму. Чем уже фононная яма, тем меньше амплитуда фонона. В соответствии с этим сила электрон-фононного взаимодействия при уменьшении ширины фононной ямы уменьшается вплоть до исчезновения при нулевой ширине фононной ямы. Уменьшая ширину фононных ям, в том числе путем введения в квантовую яму фононных барьеров, можно снизить скорость электрон-фононного рассеяния в активной области электронной квантовой ямы.

Снижение скорости электрон-фононного рассеяния в электронной квантовой яме можно также получить путем экранирования боковых барьеров квантовой ямы тонкими барьерными слоями — фононными ямами для интерфейсных фононов.

На примере конкретных структур GaAs/InAs/GaAs и AlAs/GaAs/AlAs показано, что приближение рассеяния электронов на объемных фононах, неучитывающее дисперсии интерфейсных фононов, непригодно для расчетов скорости рассеяния в узких квантовых ямах.

Список литературы

- [1] Ю. Пожела, В. Юцене. ФТП, **29**, 459 (1995).
- [2] J. Požela, V. Jucienė, K. Požela. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1555 (1995).
- [3] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. *Lithuan. J. Phys.*, **37**, 433 (1997).
- [4] N. Mori, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **40**, 6175 (1989).
- [5] I. Lee, S.M. Goodnick, M. Gulia, E. Molinari, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, **51**, 7046 (1995).
- [6] C.R. Bennett, M.A. Amato, N.A. Zakhleniuk, B.K. Ridley, M. Babiker. *J. Appl. Phys.*, **45**, 1499 (1998).
- [7] J. Požela, A. Namajūnas, K. Požela, V. Jucienė. *Physica E*, **5**, 108 (1999).
- [8] Ю.К. Пожела, В.Г. Мокеров. ФТП, **40**, 362 (2006).
- [9] L.F. Register. *Phys. Rev. B*, **45**, 8756 (1992).
- [10] H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, **45**, 6747 (1992).
- [11] B.K. Ridley, M. Babiker, N.A. Zakhleniuk, C.R. Bennett. In: *Proc. 23rd Int. Conf. „The Physics of Semiconductors“ (Berlin, 1996)* (Singapore, World Scientific, 1996) p. 1807.
- [12] Dong Xu, H.G. Heiß, S.A. Kraus, M. Sexl, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **45**, 21 (1998).
- [13] D. Xu, J. Osaka, Y. Umeda, T. Suemitsu, Y. Yamane, Y. Ishii. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **20**, 109 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Electron scattering by confined interface polar optical phonons in a double heterostructure

J. Požela, K. Požela, V. Jucienė

Semiconductor Physics Institute,
01108 Vilnius, Lithuania

Abstract It is shown that in double heterostructures, interface polar optical phonons are confined in a quantum well as well as bulk phonons. The electron-confined interface phonon interaction strength decreases with a decrease of the width of the phonon well — the semiconductor layer in which the phonons are confined. A new approach for the reduction of the scattering rate of electrons by polar optical phonons in two-dimensional quantum well is based on a separate confinement of the phonons into narrow phonon wells. The calculated scattering rate taking into account the confinement of interface phonons in GaAs/InAs/GaAs and AlAs/GaAs/AlAs quantum wells is found to be more lower than the calculated scattering rate within the bulk phonon approximation. The multifold decrease of the electron-phonon scattering rate is obtained in the AlAs/GaAs/AlAs quantum well when a thin one monomolecular InAs layer (reflective to polar optical phonons and transparent for electrons) is incorporated into the quantum well.