

# Взаимодействие электронов с локализованными в квантовой яме оптическими фононами

© Ю. Пожела<sup>¶</sup>, К. Пожела, В. Юцене, А. Сужеделис, А.С. Школьник<sup>\*+</sup>, С.С. Михрин<sup>+</sup>, В.С. Михрин<sup>+</sup>

Институт физики полупроводников,  
01108 Вильнюс, Литва

<sup>\*</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Иннолюм,  
44263 Дортмунд, Германия

(Получена 18 мая 2009 г. Принята к печати 25 мая 2009 г.)

Рассматривается скорость рассеяния электронов в квантовой яме на локализованных полярных оптических и интерфейсных фононах. Определена зависимость силы электрон-фононного взаимодействия от частоты оптических фононов в материалах гетероструктуры, образующих электронную и фононные квантовые ямы. Показано, что путем изменения состава полупроводников, образующих квантовую яму и ее барьеры, можно изменять скорости рассеяния электронов на оптических фононах в несколько раз. Вычислены скорости рассеяния электронов на полярных оптических фононах в зависимости от долей  $\text{In}_x$  и  $\text{In}_y$  в составе полупроводников, образующих квантовые ямы  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Экспериментально определены зависимости подвижности и дрейфовой скорости насыщения электронов в сильных электрических полях в квантовых ямах  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  от состава введенных в квантовые ямы  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьеров. Подвижность электронов растет, а дрейфовая скорость насыщения уменьшается с увеличением доли  $\text{In}_x$  в составе барьеров.

PACS: 72.10.Di, 73.21.Fg, 73.63.Hs, 63.20.kd, 63.22.-m

## 1. Введение

Взаимодействие электронов с оптическими фононами в квантовой яме (КЯ) определяет такие важнейшие параметры полупроводниковых устройств, как время релаксации энергии, подвижность и дрейфовая скорость электронов в сильных электрических полях. Поэтому изыскание возможностей регулирования взаимодействия электронов с оптическими фононами представляет практический интерес.

Рассеяние электронов на оптических фононах в КЯ определяется спецификой захвата как электронов, так и фононов в КЯ. Захват электронов в КЯ приводит к снижению скорости внутриволнового рассеяния при увеличении толщины КЯ, которое в широких КЯ может быть сделано меньше, чем в объемном материале [1].

Полярные оптические (ПО) фононы независимо от электронов могут захватываться в слоях гетероструктуры, образующие фононные ямы (ФЯ). При этом рассеяние электронов как на поверхностных (интерфейсных (ИФ)), так и захваченных (*confined*) ПО фононах определяется формой рассеивающего потенциала соответствующего типа фононов [2–4].

Согласно правилу сумм для формфакторов, суммарная скорость рассеяния (СР) электронов на ИФ и захваченных ПО фононах не должна отличаться от рассеяния на свободных (неквантованных) фононах [5–7]. Однако экспериментально наблюдаются значительные зависимости скорости рассеяния от параметров КЯ и ФЯ. В частности, в КЯ при введении в нее тонких фононных барьеров, отражающих ПО фононы, и прозрачных

для электронов наблюдаются значительные изменения подвижности электронов [8–14].

Это означает, что при выполнении правила сумм для формфакторов величина силы электрон-фононного взаимодействия с полярными оптическими фононами изменяется в зависимости от параметров структуры слоев гетероструктуры, в которых захватываются фононы.

В данной работе рассматривается зависимость силы взаимодействия электронов с захваченными в ФЯ оптическими фононами от параметров материалов гетероструктуры, образующих электронные и фононные ямы. Вычислены СР электронов на ПО фононах в зависимости от композиции материалов, образующих КЯ, определены условия как снижения, так и повышения скорости рассеяния в структурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  с фононными барьерами и без них.

## 2. Скорость рассеяния электронов полярными оптическими фононами в квантовой яме

Частота переходов электронов в КЯ из начального состояния с моментом  $\mathbf{k}_i$  и энергией  $E_i$  в состояние с моментом  $\mathbf{k}_f$  и энергией  $E_f$  путем эмиссии (или абсорбции)  $\nu$ -моды ПО фонона с моментом  $\mathbf{q}$  и энергией  $\hbar\omega_\nu$  равна

$$W_\nu = \frac{2\pi e^2}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_f} f_q^2 |G_{if}(\mathbf{q}, \nu)|^2 \times \left( N_q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \delta(E_i - E_f \mp \hbar\omega_\nu). \quad (1)$$

<sup>¶</sup> E-mail: pozela@pfi.lt

Здесь формфактор или интеграл перекрытия  $z$ -компонент волновых функций электронов  $\varphi_i(z)$ ,  $\varphi_f(z)$  и фононов  $\varphi_{qv}(z)$  равен

$$G_{if}(\mathbf{q}, \nu) = \int_{L_e} \varphi_i^*(z) \varphi_f(z) \varphi_{qv}(z) dz, \quad (2)$$

где  $L_e$  — область существования электрона (или ширина глубокой КЯ). Микроскопическое вычисление электрон-фононного взаимодействия в КЯ [15,16] определяет квадрат нормировочного коэффициента или амплитуды потенциала  $\nu$ -моды фонона  $f_{qv}^2$  как

$$f_q^2 = \frac{\hbar}{S} \left( \sum_i \varepsilon'_i(\omega_\nu) I_{qi}(q_{\parallel}, \nu) \right)^{-1}, \quad (3)$$

где

$$I_{qi}(q_{\parallel}, \nu) = \int_{L_i} \left( q_{\parallel}^2 |\varphi_{qv}(z)|^2 + \left| \frac{d\varphi_{qv}(z)}{dz} \right|^2 \right) dz \quad (4)$$

и

$$\varepsilon'_i(\omega_\nu) = \frac{2\omega_\nu(\omega_{Li}^2 - \omega_{Ti}^2)}{(\omega_\nu^2 - \omega_{Ti}^2)^2} \varepsilon_{\infty i}. \quad (5)$$

Здесь  $S$  — нормировочная площадь в плоскости КЯ;  $i$  — номер ФЯ шириной  $L_i$ ;  $\omega_{Li}$  и  $\omega_{Ti}$  — частоты продольных и поперечных ПО фононов;  $\varepsilon_{\infty i}$  — оптическая диэлектрическая постоянная.

Величина  $(\varepsilon')^{-1}$  характеризует силу взаимодействия электрона с оптическими фононами. Отметим, что для частоты фонона, равной частоте  $\omega_{LA}$  в объеме полупроводника,

$$(\varepsilon'(\omega_{LA}))_F^{-1} = \frac{\omega_{LA}}{2\varepsilon_0} \left( \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right). \quad (6)$$

Это известное выражение, характеризующее силу фрэ́лиховского электрон-фононного взаимодействия [20]. Здесь  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\chi_\infty$  — высокочастотная (оптическая) и  $\chi_0$  — низкочастотная диэлектрические постоянные.

ПО фононы квантуются независимо от электронов. Фононной ямой (ФЯ) мы будем называть слой полупроводника  $A$ , находящийся между слоями  $B$  и  $C$ , являющимися отражающими барьерами для ПО фононов полупроводника  $A$ . Вследствие отражения от фононных барьеров в ФЯ возникают три типа фононов:

- 1) захваченные (*confined*) в  $A$ -слое ПО фононы,
- 2) ИФ фононы левого ( $B/A$ ) барьера,
- 3) ИФ фононы правого ( $A/C$ ) барьера [3,6].

Частота ИФ фононов определяется условием непрерывности электрической индукции  $D$  на гетеропереходе (границе ФЯ). Для левого ( $B/A$ ) барьера имеем

$$\varepsilon_A(\omega_\nu) \frac{d\varphi_{qA}}{dz} = \varepsilon_B(\omega_\nu) \frac{d\varphi_{qB}}{dz}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_A(\omega_\nu)$  и  $\varepsilon_B(\omega_\nu)$  — диэлектрические функции в  $i$ -слое бинарного полупроводника, равны

$$\varepsilon_i(\omega_\nu) = \varepsilon_{\infty i} \frac{\omega_\nu^2 - \omega_{Li}^2}{\omega_\nu^2 - \omega_{Ti}^2}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_{\infty i}$  — оптическая диэлектрическая постоянная  $i$ -полупроводника.

Биквадратное уравнение (7) определяет две частоты ИФ фононов для левого  $B/A$ -интерфейса. Одна из двух частот ИФ фононов оказывается близкой (но несколько ниже) к частоте  $\omega_{LB}$  в барьере, а вторая — к  $\omega_{LA}$  фононной ямы. Аналогично получаем частоты ИФ фононов для правого  $A/C$ -интерфейса. Существенно то, что частоты ИФ фононов для правого и левого интерфейсов в общем не совпадают, и их следует рассматривать как независимые фононные моды. Частоты ИФ фононов не совпадают с частотами продольных колебаний ПО фононов в объеме полупроводников  $\omega_{LA}$ , составляющих гетероструктуру ФЯ.

Потенциальная волна от ИФ фононов  $B/A$ -барьера с частотой, лежащей в интервале  $\omega_{LB} > \omega_{IF} > \omega_{TB}$ , полностью отражается от аналогичного фононного барьера  $A/B$ , так как  $\varepsilon_B(\omega_{IF}) < 0$  (см. (8)). Потенциальная волна с более низкой частотой, чем  $\omega_{TB}$ , также отражается от барьера  $A/B$ , если ее частота ниже  $\omega_{LA}$ , так как  $\varepsilon_A(\omega < \omega_{LA}) < 0$  и  $\varepsilon_B(\omega < \omega_{TB}) > 0$ . Поэтому можно полагать, что потенциальные волны обеих частот от ИФ фононов в симметричной фононной яме  $B/A/B$  захватываются [3]. Мы говорим, что потенциал от ИФ фононов локализуется в ФЯ, так же как и захваченные ПО фононы.

Частота захваченных в КЯ ПО фононов  $\omega_\nu = \omega_{LA}$  и захваченные ПО фононы полностью отражаются от любого барьера с  $\varepsilon(\omega) \neq 0$ . Диэлектрическая функция для ПО фононов  $\varepsilon_C(\omega_{LA}) = 0$ .

При локализации потенциала фононов в ФЯ  $z$ -компонента волновой функции ИФ фононов в ФЯ  $-L_A/2 < z < +L_A/2$ , принимает вид

$$\varphi_{q \text{ left}} = \frac{\exp(-qz) - \exp(-qL_A/2)}{\exp(+qL_A/2) - \exp(-qL_A/2)} \quad (9)$$

для левого интерфейса и

$$\varphi_{q \text{ right}} = \frac{\exp(+qz) - \exp(-qL_A/2)}{\exp(+qL_A/2) - \exp(-qL_A/2)} \quad (10)$$

для правого интерфейса.

Уравнение (7) для локализованных фононов принимает вид

$$\frac{\varepsilon_{\infty A}}{\varepsilon_{\infty B}} \frac{1 - \exp(-qL_B)}{1 - \exp(-qL_A)} \frac{\omega^2 - \omega_{LA}^2}{\omega^2 - \omega_{TA}^2} + \frac{\omega^2 - \omega_{LB}^2}{\omega^2 - \omega_{TB}^2} = 0. \quad (11)$$

Частота ИФ фононов оказывается зависящей от ширины ФЯ  $L_A$ , фононного барьера  $L_B$ , параметров материала ФЯ  $\omega_{LA}$  и  $\omega_{TA}$  и фононного барьера  $\omega_{LB}$  и  $\omega_{TB}$ . Регулирование частоты ИФ фононов позволяет изменять

в значительных пределах силу электрон-фононной связи  $(\epsilon'(\omega))^{-1}$ . Нетрудно видеть, что если частота ИФ фононов  $\omega_v \approx \omega_{TA}$ , то  $\epsilon'(\omega_{TA}) \rightarrow \infty$ , и сила электрон-фононного взаимодействия стремится к нулю. Наоборот, при  $\omega_v > \omega_{LA}$  сила электрон-фононного взаимодействия быстро растет с ростом частоты фонона. Именно отличие частоты ИФ фононов от частоты ПО фононов в объеме полупроводника позволяет регулировать СР электронов в КЯ путем изменения частоты ИФ фононов.

Регулирование спектра частот ИФ фононов позволяет в широком диапазоне изменять скорость электрон-фононного взаимодействия, используя зависимость фактора  $\epsilon'(\omega_v)$ , импульса фононов  $q_{||}(\omega_v)$  и тем самым интегралов  $I_q(\omega_v)$  от частоты фононов.

### 3. Регулирование скорости рассеяния электронов в квантовых ямах гетероструктур AlGaAs/GaAs и InAlAs/InGaAs

Уравнение (11), определяющее связь частоты ИФ фонона с параметрами колебаний оптических фононов в материалах, образующих фононные барьеры, написано для бинарных полупроводников с хорошо определенными значениями частот оптических колебаний  $\omega_L$  и  $\omega_T$  и диэлектрической функцией  $\epsilon_i(\omega_v)$  (8).

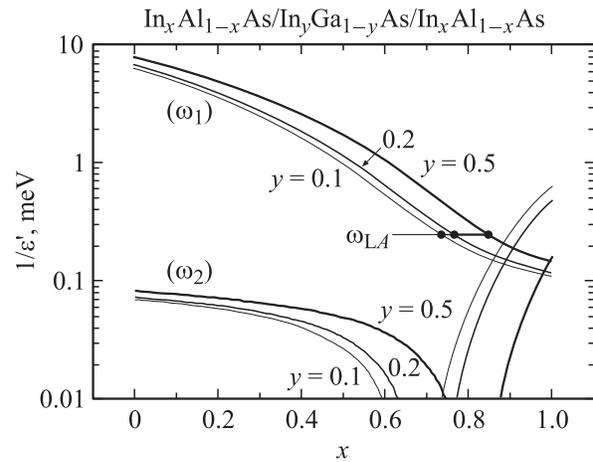
В тройных соединениях InGaAs, InAlAs, AlGaAs имеется по несколько мод ПО фононов. Так, в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  имеются продольные и поперечные оптические колебания InAs- и GaAs-типа, а также смешанные моды [6,16,17].

Для оценки влияния состава  $x$  тройного соединения на изменение частот ИФ фононов и силы электрон-фононного взаимодействия (5) примем следующие экспериментально установленные аппроксимации для частот оптических фононов в тройных соединениях [16,17–19].

В КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  электрически активными продольными оптическими колебаниями, с которыми взаимодействуют электроны, являются колебания только одной моды с частотой  $\omega_L^*(x)$ , зависящей от композиции соединения  $x$ . Частота  $\omega_L^*(x)$  приблизительно линейно изменяется от  $\omega_L(\text{GaAs})$  до  $\omega_L(\text{InAs})$  [21].

В барьере  $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  частота продольных оптических фононов AlAs-типа меняется с изменением  $x$  линейно от  $\omega_L(\text{AlAs})$  до частоты поперечных фононов  $\omega_T(\text{AlAs})$  при  $x = 1$ . При этом частота  $\omega_T(\text{AlAs})$  не меняется с изменением состава [16,18,19]. Частота фононов GaAs-типа также линейно зависит от  $x$ , от частот  $\omega_L(\text{GaAs})$  до частот  $\omega_T(\text{GaAs})$  при  $x = 0$ . Мы будем принимать за частоту продольных фононов в  $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  частоту GaAs-ветви при  $x > 0.5$  и частоту  $\omega_L$  AlAs-ветви при  $x < 0.5$ .

Что касается барьера  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , то допустим, что как  $\omega_L^*(x)$ , так и  $\omega_T^*(x)$  линейно изменяются от своих значений в InAs при  $x = 1$  до AlAs при  $x = 0$ .



**Рис. 1.** Зависимости силы взаимодействия  $(\epsilon')^{-1}$  электронов в квантовой яме  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  с интерфейсными фононами на границе  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьера от доли In-компоненты в материале барьера  $x$  и квантовой ямы  $y$ . Частоты фононов выражены в мэВ. Точками обозначены значения  $(\epsilon'(\omega_{LA}))^{-1}$  при частоте интерфейсного фонона, равной частоте продольного полярного оптического фонона  $\omega_{LA}(y)$  в  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ .

Эти выделенные частоты колебаний фононов,  $\omega_L^*(x)$  и  $\omega_T^*(x)$ , в тройных полупроводниковых соединениях используем для нахождения частот ИФ фононов на границах раздела гетеропереходов с помощью уравнения (11). Несмотря на грубость этих оценок, они позволяют выявить качественные стороны влияния изменения состава тройных полупроводниковых соединений на силу электрон-фононного взаимодействия.

Решение биквадратного уравнения (11) дает две частоты для ИФ фононов: верхнюю  $\omega_1$  и нижнюю  $\omega_2$ . Верхняя частота соответствует более высокой, а нижняя — более низкой частоте продольных оптических колебаний в паре полупроводников, образующих фононный барьер. Обе частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  колебаний потенциала ИФ фононов в КЯ являются функциями от частот оптических фононов в обоих материалах, составляющих интерфейс. Изменение состава материала барьера и тем самым частот  $\omega_{LB}^*$  и  $\omega_{TB}^*$  приводит к изменению частоты потенциала ИФ фононов в материале КЯ для электронов. Соответственно меняется и сила электрон-фононного взаимодействия КЯ.

Связь силы электрон-фононного взаимодействия  $(\epsilon')^{-1}$  электронов в  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -КЯ с ИФ фононами на барьере  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  от состава ( $x$  и  $y$ ) материалов, составляющих гетероструктуру, иллюстрирует рис. 1.

Хорошо видно, что взаимодействие электрона с ИФ фононом нижней частоты  $\omega_2(x, y)$  много слабее, чем с ИФ фононом верхней частоты  $\omega_1(x, y)$ . Причем для нижней частоты имеют место резонансы при  $\omega_2(x, y) = \omega_{TA}$ . В области резонанса электрон-фононное взаимодействие исчезает.

Сила связи с ИФ фононом верхней частоты  $\omega_1(x, y)$  существенно зависит от состава фононного барьера.

С увеличением частоты ИФ фонона или количества Al в соединении  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  СР электронов в КЯ увеличивается и при AlAs-барьере она оказывается на порядок выше, чем при InAs-барьере. При этом если верхняя частота ИФ фонона выше, чем продольная частота фононов в объеме материала КЯ,  $\omega_1(x, y) > \omega_{LA}$ , сила связи оказывается выше, чем при взаимодействии с объемными фононами. Условие  $\omega_1(x, y) > \omega_{LA}(y)$  означает увеличение СР и увеличение скорости релаксации энергии электронов благодаря росту неупругого рассеяния на фононах большой энергии.

Наоборот, если верхняя частота ИФ фонона ниже, чем частота оптических фононов в объеме материала КЯ, то сила связи оказывается ниже, чем при рассеянии на объемных фононах. Условие  $\omega_1(x, y) < \omega_{LA}(y)$  означает уменьшение СР и увеличение подвижности электронов в КЯ по сравнению с объемным материалом.

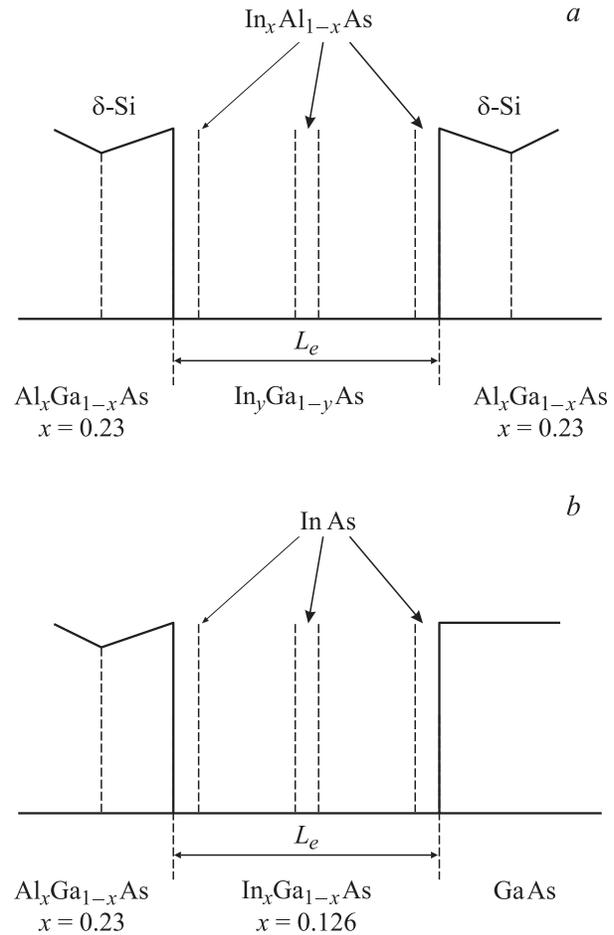
Отметим, однако, что сила связи электрона с ИФ фононами нижней частоты  $\omega_2(x, y)$  резко увеличивается при  $\omega_2(x, y) > \omega_{TA}(y)$ . Поэтому минимального снижения суммарной СР электронов КЯ  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  на ИФ фононах обеих частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  следует ожидать при барьере  $\text{In}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$  (рис. 1).

В сильных электрических полях неупругое рассеяние электронов на оптических фононах большой энергии  $\hbar\omega_L$  приводит к насыщению дрейфовой скорости, которую можно оценить как  $v_{\text{sat}} \approx \sqrt{\hbar\omega_{LA}/m}$  [20]. В узких КЯ за насыщение дрейфовой скорости ответственно рассеяние на ИФ фононах с энергией  $\hbar\omega_1(x, y)$ , которая может превышать энергию оптического фонона в объемном материале  $\hbar\omega_{LA}$ . Таким образом в КЯ  $v_{\text{sat}}$  может быть сделана выше, чем в объемном материале КЯ, за счет, например, высокого значения  $\hbar\omega_{LB}$  в материале барьера. Поэтому в узкой КЯ увеличение силы взаимодействия  $1/\epsilon'$ , а значит, и уменьшение подвижности с ростом энергии ИФ фонона могут сопровождаться ростом дрейфовой скорости насыщения в сильных электрических полях.

Таким образом, увеличение энергии ИФ фонона приводит, с одной стороны, к уменьшению низкополевой подвижности электронов из-за роста силы взаимодействия  $1/\epsilon'$ , но с другой — увеличивает  $v_{\text{sat}}$  в сильных электрических полях.

#### 4. Скорости рассеяния на интерфейсных фононах в экспериментальных структурах AlGaAs/InGaAs с введенными фононными барьерами $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

Для экспериментальной проверки влияния композиции (состава) полупроводниковых соединений, образующих фононные и электронные КЯ, на СР электронов на захваченных ПО и ИФ фононах методом молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены образцы структур  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  с введенными в



**Рис. 2.** Схематический вид экспериментальных структур с квантовыми ямами  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  шириной  $L_e = 12$  нм с тремя введенными барьерами толщиной 0.3 нм: а — симметричная квантовая яма  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  с  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьерами; б — несимметричная квантовая яма  $\text{AlGaAs}/\text{In}_{0.126}\text{Ga}_{0.874}\text{As}/\text{GaAs}$  с  $\text{InAs}$ -барьерами.

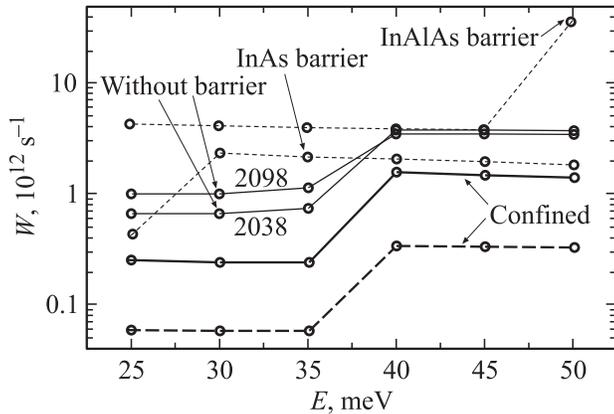
$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -канал толщиной 12 нм тонкими  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -слоями — фононными барьерами с различной концентрацией  $\text{In}_x$ .

На рис. 2 схематически показана структура образцов. В таблице приведены параметры материалов  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -каналов КЯ и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ - (фононных барьеров), а также экспериментально определенные низкополевая подвижность  $\mu$  и концентрации электронов  $n_s$  в  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -канале в изготовленных образцах гетероструктур.

Расчеты СР на ПО и ИФ фононах в экспериментальных структурах с шириной  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -канала с  $L = 12$  нм показали, что рассеяние на ИФ фононах является доминирующим рассеянием (рис. 3). Высокая сила связи при взаимодействии с ИФ фононами барьеров с высоким содержанием компонент AlAs приводит к тому, что СР на ИФ фононах боковых барьеров значительно превышает скорость рассеяния на захваченных ПО фононах в КЯ. При этом в образцах с двумя боковыми  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -барьерами (DO 2098) СР на

Основные параметры исследованных гетероструктур

Тип структуры (номер)	Барьер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , $x$	Канал $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , $y$	Подвижность электронов $\mu$ , $10^3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$	Концентрация электронов $n_s$ , $10^{12} \text{ cm}^{-2}$
DO 2038	—	0.19	6.35	2.05
DO 2043	1	0.126	5.26	2.12
DO 2098	—	0.18	5.6	3.4
DO 2099	0.16	0.16	4.2	3.36
DO 2103	0.18	0.18	4.64	3.4
DO 2142	0.36	0.18	4.4	3.63
DO 2143	0.54	0.18	4.74	3.65



**Рис. 3.** Скорости рассеяния электрона на оптических фононах для дискретных значений энергии электрона в диапазоне  $E = 25\text{--}50$  мэВ. Скорости рассеяния на захваченных полярных оптических (жирная линия) и интерфейсных фононах (тонкие линии) в образцах DO 2038 и DO 2098 без фононных барьеров. Скорости рассеяния на захваченных (жирная штриховая линия) и интерфейсных фононах InAs (DO 2043) и  $\text{In}_{0.16}\text{Al}_{0.84}\text{As}$  (DO 2099) фононных барьеров (тонкие штриховые линии).

ИФ фононах превышает СР в образце DO 2038, в котором один из барьеров (GaAs) не содержит компоненты AlAs (рис. 2). Экспериментально наблюдаемая низкополевая подвижность электронов в образцах без введенных фононных барьеров DO 2038 оказывается выше, чем подвижность в DO 2098, что соответствует теоретической оценке.

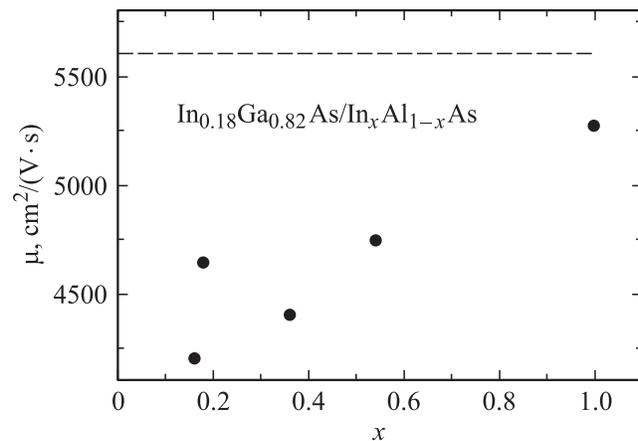
Введение фононного барьера  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  в центр  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -канала приводит во всех образцах к снижению СР на захваченных ПО фононах в 4 раза (рис. 3). Однако СР на ИФ фононах введенного  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьера превышает это снижение СР на захваченных ПО фононах. Это объясняет, почему экспериментально измеренные подвижности электронов во всех образцах с введенными тонкими  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьерами оказались ниже, чем в структуре без барьеров.

Экспериментально наблюдаемый рост подвижности электронов в образцах с ростом доли In в фононном барьере иллюстрирует рис. 4. Этот результат соответствует теоретически предсказанному уменьшению силы

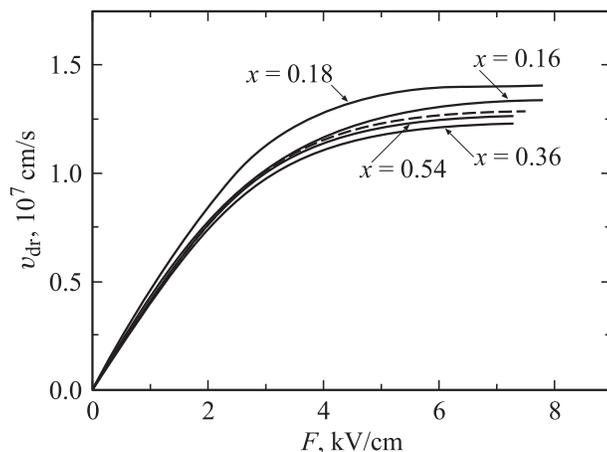
электрон-фононного взаимодействия электронов с ИФ фононами с ростом содержания In в  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьере (рис. 1).

Отметим, что экспериментально наблюдаемые подвижности соответствуют СР  $W_{\text{exp}} = e/m\mu_{\text{exp}} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , которая в 2–3 раза выше расчетной СР для рассеяния на ПО и ИФ фононах. Это значит, что в экспериментальных образцах существуют дополнительные механизмы рассеяния электронов, которые маскируют эффект регулирования СР на оптических фононах за счет изменения состава материала, образующего канал и барьеры КЯ. Так, в образце с  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ -каналом (DO 2098) расчетная СР электронов с энергией 25 мэВ на оптических фононах при введении в канал барьеров  $\text{In}_{0.16}\text{Al}_{0.84}\text{As}$  увеличивается в 4 раза (DO 2099) (см. рис. 3), в то время как экспериментально измеряемая подвижность изменяется лишь в 1.33 раза.

Расчеты взаимодействия электронов с ИФ фононами фононной стенки  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , расположенной в максимуме электронной функции, показывают, что СР электронов оказывается много выше всех других механизмов рассеяния, и при энергиях электронов выше 50 мэВ скорость релаксации энергии электрона за счет неупругого рассеяния превышает  $4 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$  (рис. 3).



**Рис. 4.** Зависимости подвижности электронов в квантовой яме  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  от доли In в фононном барьере  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Подвижность в образце DO 2098 без барьеров (штриховая линия).



**Рис. 5.** Полевые зависимости дрейфовой скорости в канале  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  в образце DO 2098 без фононного барьера (штриховая линия) и в образцах с фононными барьерами. Цифры у кривых показывают долю  $\text{In}_x$  в материале  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -барьера.

Таким образом, оценка СР в экспериментальных структурах показывает, что из-за большой энергии ИФ фононов барьера и сильной электрон-фононной связи в этих структурах введение фононного барьера позволяет резко увеличить скорость потерь энергии электронами с высокой энергией. Таким образом, фононный барьер является эффективным инструментом повышения скорости релаксации энергии электронов, позволяющим повысить качественно параметры полупроводниковых излучателей.

Измерения полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в КЯ  $\text{InGaAs}$  показали, что в электрических полях выше  $5 \text{ кВ/см}$  во всех образцах наблюдается насыщение дрейфовой скорости на уровне  $(1.2\text{--}1.5) \cdot 10^7 \text{ см/с}$  (рис. 5). При этом величина  $v_{\text{sat}}$  повышается при снижении доли  $\text{In}_x$  в материале барьера  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ .

При уменьшении  $\text{In}_x$  растет СР электронов и величина энергии эмитируемого фотона. Можно полагать, что именно сильное неупругое рассеяние электронов на ИФ фононах фононных барьеров ограничивает рост дрейфовой скорости электронов в сильных электрических полях. При этом величина дрейфовой скорости насыщения определяется энергией ИФ фонона.

## 5. Заключение

Таким образом, квантование момента полярных оптических (ПО) фононов в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) существенно изменяет скорость электрон-фононного рассеяния. В узких КЯ скорость рассеяния электронов на захваченных ПО фононах уменьшается и преобладающим оказывается рассеяние на локализованных интерфейсных (ИФ) фононах. Скорость рассеяния на ИФ фононах растет с ростом частоты

ИФ фонона. Частота ИФ фононов определяется частотами полярных оптических фононов в полупроводниках, образующих интерфейс, и может регулироваться путем подбора материалов, образующих фононные барьеры в КЯ. В области сильных электрических полей в КЯ при повышении энергии ИФ фононов наблюдается увеличение дрейфовой скорости насыщения. В КЯ  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  экспериментально наблюдается увеличение низковольтной подвижности и уменьшение дрейфовой скорости насыщения с ростом доли  $\text{In}_x$  в составе вводимого в КЯ фононного барьера.

## Список литературы

- [1] Ю. Пожела, К. Пожела, Р. Рагютис, В. Юцене. ФТП, **43** (9), 1217 (2009).
- [2] В.К. Ridley. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **15**, 5899 (1982).
- [3] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **41** (9), 1093 (2007) [Semiconductors, **41** (9), 1074 (2007)].
- [4] J. Požela, V. Jucienė, K. Požela. Semicond. Sci. Technol., **10**, 1555 (1995).
- [5] L.F. Register. Phys. Rev. B, **45**, 8756 (1992).
- [6] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **40**, 6175 (1989).
- [7] В.К. 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.
- [8] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, С. Балакаускас, И.П. Евтихийев, А.С. Школьник, Ю. Стороста, А. Мекис. ФТП, **41**, 1460 (2007).
- [9] G.I. Ng, D. Pavlidis, V. Quilic, V.J. Chan, M.D. Jaffe, J. Singh. Appl. Phys. Lett., **52**, 728 (1988).
- [10] C.C. Eugster, T.P.E. Broekaert, J.A. del Alamo, C.G. Fonstad. IEEE Electron. Dev. Lett., **12**, 707 (1991).
- [11] T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki. IEEE Electron. Dev. Lett., **13**, 325 (1992).
- [12] Ю.К. Пожела, В.Г. Мокеров. ФТП, **40**, 362 (2006).
- [13] В.Г. Мокеров, И.С. Васильевский, Г.Б. Галлиев, Ю. Пожела, К. Пожела, А. Сужделис, В. Юцене, Ч. Пашкевич. ФТП, **43**, 478 (2009).
- [14] J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, V. Petkun. Acta Phys. Poln. A, **113**, 989 (2008).
- [15] H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **45**, 6747 (1992).
- [16] Insook Lee, S.M. Goodnick, M. Gulia, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **51**, 7046 (1995).
- [17] M. Piegems, G.L. Pearson. Phys. Rev. B, **1**, 1576 (1970).
- [18] B. Jusserand, A.J. Sapiel. Phys. Rev. B, **24**, 7194 (1981).
- [19] Z.C. Feng, S. Perkowitz, D.K. Kinell, R.L. Whitney, D.N. Talwar. Phys. Rev. B, **47**, 13466 (1993).
- [20] Ю. Питер, М. Кардона. Основы физики полупроводников (М., Физматлит, 2002) с. 128, 129 и 209.
- [21] T.P. Pearsall, R. Carles, J.S. Portal. Appl. Phys. Lett., **42**, 436 (1983).

Редактор Т.А. Полянская

## Interaction of electrons with polar optical phonons localized in quantum wells

*J. Požela, K. Požela, V. Jucienė, A. Sužiedėlis,  
A.S. Shkolnik<sup>\*,+</sup>, S.S. Mikhlin<sup>+</sup>, V.S. Mikhlin<sup>+</sup>*

Semiconductor Physics Institute,  
01108 Vilnius, Lithuania

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>+</sup> Innolume GmbH,  
44263 Dortmund, Germany

**Abstract** The scattering rate of electrons by localized in quantum well (QW) polar optical (PO) and interface (IF) phonons is considered. It is found that the interaction of electrons with localized in QW IF phonons depends on PO phonon frequency in semiconductors which form electron and phonon QWs. It is shown that the scattering rates of electrons by localized IF phonons can be changed several times by varying a composition of the semiconductors. Scattering rates of electrons by localized phonons as functions of composition ( $\text{In}_x$  and  $\text{In}_y$ ) of the materials of  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  QW are estimated. It is experimentally determined the dependence of electron mobility and saturated drift velocity at high electric fields in  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  QW on  $\text{In}_x$  component of a thin  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  barrier inserted into the QW. The mobility increases and saturated drift velocity decreases as the  $\text{In}_x$  component in the  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -barrier increases.