

# Транспорт электронов в квантовой яме GaAs в сильных электрических полях

© Ю. Пожела<sup>†</sup>, К. Пожела, Р. Рагуотис, В. Юцене

Институт физики полупроводников,  
LT-01108 Вильнюс, Литва

(Получена 26 января 2009 г. Принята к печати 4 марта 2009 г.)

Определены скорости внутри- и межподзонного рассеяния электронов на полярных оптических и междолинных фононах в зависимости от энергии электрона и ширины глубокой прямоугольной квантовой ямы GaAs. Методом Монте-Карло вычислены полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в квантовых ямах шириной 10, 20 и 30 нм. Показано, что дрейфовая скорость в сильных электрических полях в квантовой яме значительно превышает максимальную дрейфовую скорость насыщения в объемном материале.

PACS: 73.63.Hs, 72.20.Ht, 72.10.Di

## 1. Введение

Полевая зависимость дрейфовой скорости электронов в объемном GaAs характеризуется отрицательной дифференциальной дрейфовой скоростью в электрических полях  $F = 3-8$  кВ/см и насыщением дрейфовой скорости в полях, превышающих 10 кВ/см, на уровне  $v_{\text{sat}} \approx 10^7$  см/с [1,2]. Полевая зависимость дрейфовой скорости  $v_{\text{dr}}(F)$  в объемном GaAs количественно объясняется рассеянием электронов на полярных оптических (ПО) и междолинных фононах [3,4].

Насыщение дрейфовой скорости  $v_{\text{sat}} \approx 10^7$  см/с ограничивает возможности повышения быстродействия полевых транзисторов в области выше  $10^2$  ГГц. Поэтому целесообразны поиски возможностей увеличения  $v_{\text{dr}}$  выше  $v_{\text{sat}}$ .

В данной работе рассмотрены возможности достижения высокой дрейфовой скорости электронов в квантовой яме (КЯ) GaAs.

Экспериментально наблюдаемая полевая зависимость дрейфовой скорости электронов  $v_{\text{dr}}(F)$  в КЯ GaAs отличается от  $v_{\text{dr}}(F)$  в объемном материале [5–13]. В сильных электрических полях  $v_{\text{dr}}$  как в КЯ GaAs, так и в каналах полевых транзисторов превышает скорость насыщения  $v_{\text{sat}}$  в объемном GaAs [5–12]. Кроме того,  $v_{\text{dr}}(F)$  в КЯ носит сублинейный характер и имеет положительную дифференциальную характеристику [6–10]. Лишь в некоторых специальных случаях в КЯ экспериментально наблюдается отрицательный дифференциальный наклон в полевой зависимости дрейфовой скорости [11,14–16].

Теоретически транспорт электронов в двумерных (2D) гетероструктурах рассматривался многими авторами [11,17–31]. Исследования электрон-ПО-фононного взаимодействия в 2D структурах с помощью моделей, исходящих из механических граничных условий для фононов на гетеропереходе [20–22,30,31], а также моделей, исходящих из электростатических граничных

условий (Dielectric Continuum Model) [23–28], показали, что неупругое рассеяние электронов на ПО фононах, захваченных в КЯ, существенно отличается от рассеяния на оптических фононах в объемном материале. Захват фононов приводит как к росту, так и к снижению подвижности электронов в сильных электрических полях.

Рассеяние электронов, захваченных в КЯ, на объемных фононах также отличается от рассеяния свободных электронов вследствие появления отсутствующего в объемном материале рассеяния между подзонами квантованных состояний электронов в КЯ [17,18]. Предложено несколько новых механизмов образования отрицательной дифференциальной проводимости в КЯ. Это пространственный перенос (real-space-transfer) электронов из КЯ GaAs в параллельный слой проводимости AlGaAs [17,18], а также механизм, называемый „отрицательное дифференциальное сопротивление, индуцированное рассеянием“ (scattering-induced NDR) [30,31]. Последний механизм проявляется в КЯ GaAs при высоком легировании структуры ( $10^{17}-10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и наблюдался экспериментально в работе [32].

Теория без привлечения механизмов захвата ПО фононов хорошо объясняет экспериментальную зависимость  $v_{\text{dr}}(F)$  в КЯ GaAs в полях ниже  $3 \cdot 10^3$  В/см. Однако в области сильных полей  $F > 3-10$  кВ/см экспериментально наблюдаемые сублинейные зависимости  $v_{\text{dr}}(F)$  с положительным дифференциальным наклоном и дрейфовые скорости, значительно превышающие таковые в объемном материале, не имеют объяснения. Наоборот, в теоретических работах [11,7] получено, что в узких КЯ (10–15 нм) в полях  $F > 3$  кВ/см дрейфовая скорость электронов ниже, чем в объемном GaAs, и зависимость  $v_{\text{dr}}(F)$  имеет участок отрицательного наклона.

В данной работе с целью объяснения причин экспериментально наблюдаемого в полях  $F > 3$  кВ/см превышения дрейфовой скорости электронов в КЯ над дрейфовой скоростью в объеме рассмотрены условия повышения дрейфовой скорости электронов в КЯ. Детально рассматриваются вероятности электрон-фононного рассеяния в

<sup>†</sup> E-mail: pozela@pfi.lt

$\Gamma$ - и  $L$ -долинах в широком диапазоне ширины КЯ: 10–30 нм.

На базе полученных значений вероятностей рассеяния электронов на оптических междолинных внутри- и межподзонных фононах с помощью процедуры Монте-Карло определены дрейфовые скорости электронов в сильных электрических полях в зависимости от параметров КЯ.

## 2. Скорость рассеяния электронов, захваченных в глубокую квантовую яму, на оптических фононах

Скорость рассеяния (СР) электрона с начальной энергией  $E_i$  и моментом  $\mathbf{k}_i$  путем эмиссии (или абсорбции) оптического фонона с энергией  $\hbar\omega_0$  в двумерной КЯ удобно записать в виде, удобном для расчета методом Монте-Карло:

$$W(\mathbf{k}_i) = \frac{m^*}{\hbar^3} \left( N_q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \frac{V}{8\pi^2} \times \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(q_0(\theta), q_z) |g(q_z)|^2 dq_z d\theta, \quad (1)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $N_q$  — число фононов,  $V$  — нормировочный объем,  $\theta$  — угол между начальным  $\mathbf{k}_i$  и конечным  $\mathbf{k}_f$  волновыми векторами электрона,  $q_0(\theta)$  — волновой вектор эмиттируемого (абсорбированного) фонона в плоскости КЯ ( $x, y$ ),

$$g(q_z) = \int \varphi_{ei}(z) \varphi_{ef}(z) \exp(-iq_z z) dz. \quad (2)$$

Здесь  $\varphi_{ei}(z) \varphi_{ef}(z)$  —  $z$ -компоненты волновых функций электрона,  $\exp(-iq_z z)$  — волновая функция фонона. В случае глубокой прямоугольной КЯ с бесконечно высокими барьерами волновую функцию электрона в  $n$ -подзоне будем аппроксимировать в виде

$$\varphi_{en}(z) = \sqrt{\frac{2}{L_z}} \sin\left(\frac{n\pi}{L_z} z\right), \quad (3)$$

где  $n$  — номер подзоны и  $L_z$  — ширина КЯ.

Для рассеяния на ПО фононах полагаем

$$B_{\text{e-ph}}^{\text{PO}}(\theta) = \frac{e^2 \hbar \omega_0}{\varepsilon_0} \left( \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \frac{1}{V} \frac{1}{q_0^2(\theta) + q_z^2}, \quad (4)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\chi_\infty$  и  $\chi_0$  — высокочастотная и низкочастотная диэлектрические постоянные. Соответственно для рассеяния на междолинных фононах

$$B^{\text{int}} = \frac{D_e^2 \hbar^2}{2\rho_0 \hbar \omega_e V}, \quad (5)$$

где  $D_e$  — константа деформационного потенциала,  $\rho_0$  — плотность материала,  $\hbar \omega_e$  — энергия междолинного фонона.

Для *внутридолинного* рассеяния на ПО фононах электрона  $i$ -долины из  $m$ - в  $n$ -подзону уравнение (1) после подстановки (4) принимает вид

$$W_{mi ni}^{\text{PO}}(\mathbf{k}_{im}) = \frac{m_n^*}{8\pi^2} \frac{e^2 \hbar \omega_0}{\hbar^3 \varepsilon_0} \left( \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \times \left( N_q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|g_{mn}(q_z)|^2 dq_z}{q_{0n}^2(\theta) + q_z^2} d\theta, \quad (6)$$

где

$$q_{0n}^2(\theta) = \frac{2m_n^*}{\hbar^2} \times \left( 2E_i \mp \hbar \omega_0 - E_{mn} - 2\sqrt{E_i} \sqrt{E_i \mp \hbar \omega_0 - E_{mn}} \cos \theta \right), \quad (7)$$

где верхние знаки („+“ в (6) и „–“ в (7)) соответствуют эмиссии фонона, а нижний „–“ — абсорбции фонона. Здесь  $E_{mn}$  — энергия междолинного зазора внутри долины,  $E_i = \hbar^2 k_i^2 / 2m^*$  — начальная кинетическая энергия электрона, где эффективная масса  $m^*$  принимается скалярной и независимой от энергии электрона. Отметим, что для рассеяния на ПО фононах интеграл в уравнении (6) можно записать в виде [17,19,24,29]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|g_{mn}(q_z)|^2 dq_z}{q_{0n}^2(\theta) + q_z^2} = \frac{\pi}{q_0(\theta)} \times \left| \int \varphi_{em}(z) \varphi_{en}(z) \exp[-q_0(\theta)z] dz \right|^2. \quad (8)$$

Тогда с учетом (3), (6) и (8) для *внутридолинного* рассеяния на ПО фононах в нижней ( $n=1$ ) подзоне прямоугольной КЯ получим

$$W_{ii}^{\text{PO}}(\mathbf{k}_i) = \frac{m_i^*}{8\pi \hbar^3} \frac{e^2 \hbar \omega_0}{\varepsilon_0} \left( \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \left( N_q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \times \int_0^{2\pi} \frac{1}{q_0(\theta)} \frac{\sin^2[q_0(\theta)L_z/2]}{[g_0(\theta)L_z/2]^2 \{1 - [q_0(\theta)L_z/2\pi]^2\}^2} d\theta. \quad (9)$$

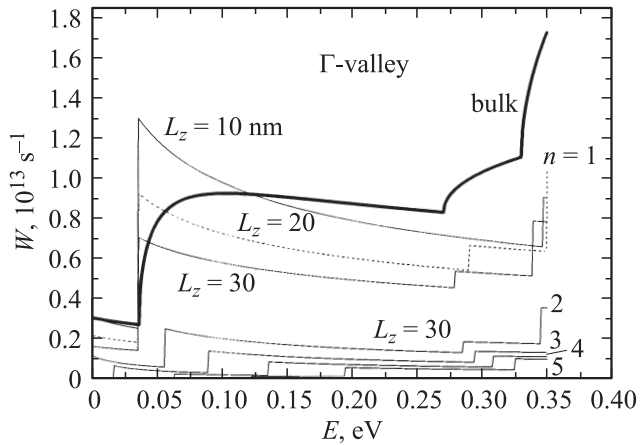
Для скорости *междолинного* рассеяния электрона  $i$ -долины  $m$ -подзоны в  $N_j$   $j$ -долин  $n$ -подзоны после подстановки (5) в уравнение (1) имеем

$$W_{mi nj}^{\text{int}}(E_i) = \frac{m_j^*}{4\pi} \left( N_q \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \frac{D_e^2}{\rho_0 \hbar \omega_e \hbar} \times \int_{-\infty}^{+\infty} |g(q_z)|^2 dq_z N_j \frac{\text{sign}(E_i \mp \hbar \omega_e - E_{ij0} - E_{mi nj}) + 1}{2}, \quad (10)$$

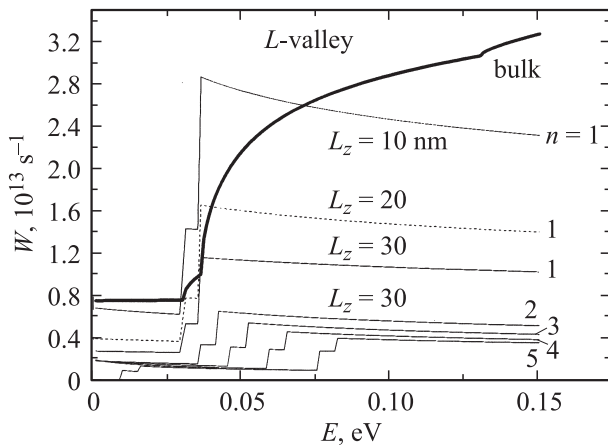
где

$$E_{mi nj} = \left( \frac{\hbar^2 n^2}{2m_j^*} - \frac{\hbar^2 m^2}{2m_i^*} \right) \left( \frac{\pi}{L_z} \right)^2 \quad (11)$$

и  $E_{ij0}$  — энергия междолинного зазора в отсутствие квантования электрона.



**Рис. 1.** Скорость рассеяния электрона с эмиссией и абсорбцией оптического фотона  $W$  в зависимости от энергии  $E$  электронов нижней ( $n = 1$ ) подзоны  $\Gamma$ -долины в прямоугольной квантовой яме при трех значениях ширины  $L_z = 10, 20$  и  $30$  нм. Номера у кривых показывают номер конечной подзоны. Скорости межподзонного рассеяния между электронами нижней подзоны и верхними подзонами показаны только для ширины  $L_z = 30$  нм. Жирной линией показана скорость рассеяния электрона в  $\Gamma$ -долине в объемном GaAs.



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но для электронов  $L$ -долины.

В прямоугольной КЯ выражение (10) значительно упрощается [19], так как для междолинного рассеяния внутри подзоны имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |g_{mn}(q_z)|^2 dq_z = \frac{3\pi}{L_z} \quad (12)$$

и для межподзонного рассеяния электронов  $m$ -подзоны в  $n$ -подзону:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |g_{mn}(q_z)|^2 dq_z = \frac{2\pi}{L_z}. \quad (13)$$

Отметим две характерные особенности в зависимости рассмотренных выше скоростей рассеяния от ширины  $L_z$  прямоугольной КЯ.

С одной стороны, СР для всех видов рассеяния электрона на ПО и междолинных фотонах ((8), (12) и (13)) уменьшается с ростом  $L_z$ . Можно ожидать, что при достаточно больших  $L_z$  СР электронов в КЯ будет меньше СР в объемном материале.

С другой стороны, при расширении КЯ увеличивается число подзон, в которые электрон одной подзоны может рассеиваться путем эмиссии или абсорбции оптического фотона. В результате на уменьшение СР с ростом ширины КЯ накладывается увеличение СР, вызванное межподзонным рассеянием, отсутствующим в объемном материале. Межподзонное рассеяние подключается скачком при энергии электрона вблизи  $E_{mi ni} \pm \hbar\omega_0$ .

Вычисления скоростей рассеяния электронов на оптических фотонах в GaAs в  $\Gamma$ -,  $L$ - и  $X$ -долинах были выполнены при следующих параметрах GaAs:  $m_{\Gamma}^* = 0.064m_0$ ,  $m_L^* = 0.22m_0$ ,  $m_X^* = 0.41m_0$ ,  $\chi_{\infty} = 10.9$ ,  $\chi_0 = 12.8$ ,  $\hbar\omega_0 = 0.036$  эВ,  $\hbar\omega_e = 0.03$  эВ,  $\rho_0 = 5.7$  г/см<sup>3</sup>,  $D_e = 10^9$  эВ/см, междолинные барьеры  $E_{\Gamma L} = 0.3$  эВ,  $E_{LX} = 0.16$  эВ.

Рассчитанные скорости внутриподзонного и межподзонного рассеяния электронов на ПО (6) и междолинных (10) фотонах нижней подзоны  $\Gamma$ -долины ( $n = 1$ ) показаны на рис. 1. На рис. 2 показаны аналогичные зависимости для электронов нижней подзоны  $L$ -долины.

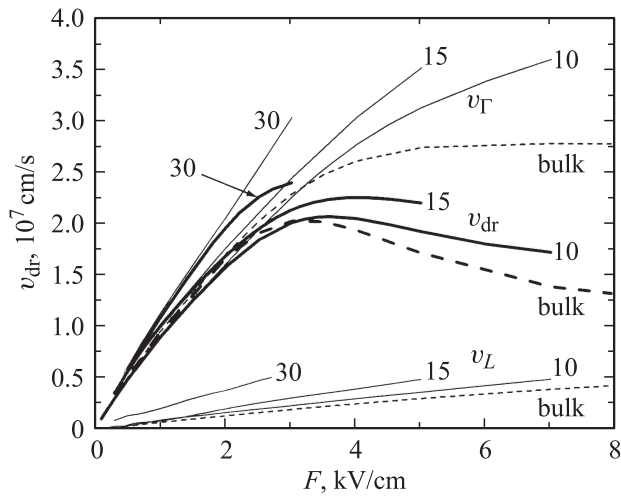
Как видим, за исключением области резонанса ( $E_i = \hbar\omega_0$ ), скорости внутриподзонного рассеяния электронов как  $\Gamma$ -, так и  $L$ -долины, соответствующие рассеянию на ПО и междолинных фотонах, в случае КЯ шириной 20–30 нм оказываются намного ниже, чем в объемном GaAs.

С ростом ширины КЯ в каждой из долин GaAs появляются дополнительные подзоны, а с ними и хорошо видные скачки СР, обусловленные межподзонным рассеянием на ПО и междолинных фотонах, отсутствующим в объемном материале (рис. 1 и 2). Как видим, несмотря на рост числа подзон в КЯ, межподзонное рассеяние в широкой КЯ не компенсирует большого снижения внутриподзонного рассеяния.

В области больших энергий электронов, вплоть до энергии междолинного барьера, суммарная СР электронов как в  $\Gamma$ -, так и в  $L$ -долине КЯ шириной 30 нм оказывается значительно ниже, а значит, можно ожидать, что подвижность и дрейфовая скорость электронов в КЯ в сильных полях будет выше, чем в объемном материале.

### 3. Дрейфовая скорость электронов в сильных электрических полях

Зависимости дрейфовых скоростей электронов в КЯ GaAs от электрического поля вычислены методом Монте-Карло, используя выражения (6) и (10) для СР электронов на ПО, междолинных и межподзонных



**Рис. 3.** Полевые зависимости дрейфовой скорости электронов  $v_{dr}$  в квантовой яме GaAs (сплошные линии) и в объемном GaAs (штриховые линии). Тонкими линиями показаны дрейфовые скорости  $v_{\Gamma}$  в  $\Gamma$ -долине и  $v_L$  в  $L$ -долине. Цифры у кривых соответствуют ширине КЯ в нм.

оптических фонах. При вычислении дрейфовых скоростей электронов в КЯ учитывались три подзоны для электронов в  $\Gamma$ -долине и одна подзона в  $L$ -долине.

На рис. 3 показаны вычисленные полевые зависимости дрейфовой скорости электрона в КЯ GaAs шириной 10, 15 и 30 нм. Для сравнения на рис. 3 показаны вычисленные полевые зависимости дрейфовой скорости, обусловленной рассеянием на ПО и междолинных фонах, в объемном материале.

Как видим, в соответствии с оценками СР (рис. 1) дрейфовая скорость электронов  $v_{\Gamma}$  растет с ростом ширины КЯ  $L_z$ . Дрейфовая скорость в  $\Gamma$ -долине КЯ шириной 15 и 30 нм превышает таковую в объемном материале.

Примечательно, что дрейфовая скорость электронов  $\Gamma$ -долины в объемном GaAs насыщается при  $F \geq 5$  кВ/см на уровне  $v_{\Gamma sat} = 2.7 \cdot 10^7$  см/с, тогда как дрейфовая скорость электронов в  $\Gamma$ -долине КЯ растет с ростом поля и не насыщается. В полях выше 3 кВ/см она при всех  $L_z$  выше дрейфовой скорости насыщения в  $\Gamma$ -долине GaAs.

Аналогичный рост дрейфовой скорости с ростом ширины КЯ в соответствии с оценками СР (рис. 2) наблюдается в  $L$ -долине КЯ. Дрейфовая скорость электронов  $L$ -долин, так же как и  $\Gamma$ -долин, в КЯ всегда выше, чем соответствующие скорости в объемном материале, и общая дрейфовая скорость электронов  $\Gamma$ - и  $L$ -долин в КЯ оказывается выше, чем в объемном GaAs.

Существенно отметить, что превышение дрейфовой скорости в КЯ над дрейфовой скоростью в объемном GaAs имеет место не только в полях, меньших 3 кВ/см (что отмечается во многих работах [9–11,17,18]), но также и в полях выше 3 кВ/см. При этом отрицательный дифференциальный наклон в полевой зависимости дрейфовой скорости, наблюдаемый в структурах с узкой КЯ

(10–15 нм), много меньше, чем в объемном материале (рис. 3).

Проведенные вычисления позволяют полагать, что в широкой КЯ с  $L_z \approx 20$ –30 нм в сильных электрических полях дрейфовые скорости как в  $\Gamma$ -, так и в  $L$ -долинах будут насыщаться в полях много выше, чем поле насыщения дрейфовой скорости  $\Gamma$ -электронов в объемном материале (5 кВ/см). При этом величина дрейфовой скорости насыщения в КЯ будет превышать дрейфовые скорости насыщения в объемном материале.

#### 4. Заключение

Таким образом, показано, что в электронной прямоугольной КЯ GaAs с бесконечно высокими барьерами скорость рассеяния на оптических фонах электронов  $\Gamma$ - и  $L$ -долин GaAs во всем диапазоне энергий ниже энергии междолинного зазора падает с ростом ширины КЯ  $L_z$ . В сравнении с объемным GaAs она выше в узких КЯ ( $L_z = 10$  нм), сравнима — при  $L_z = 20$  нм и существенно ниже в широкой КЯ ( $L_z = 30$  нм).

Эти особенности электрон-фононного рассеяния в КЯ приводят к следующим отличиям полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в КЯ шириной 10–30 нм от объемного материала.

1. Дрейфовая скорость электронов в КЯ GaAs растет с ростом ширины КЯ.

2. В электрических полях, превышающих 3 кВ/см, дрейфовая скорость электронов в КЯ всегда выше, чем в объемном материале.

3. Отрицательный дифференциальный наклон в полевой зависимости дрейфовой скорости, наблюдаемый в узких КЯ, много меньше, чем в объемном GaAs.

4. В КЯ дрейфовая скорость электронов  $\Gamma$ -долины растет с ростом электрического поля и в полях выше 3 кВ/см она значительно превышает дрейфовую скорость насыщения электронов  $\Gamma$ -долины в объемном материале ( $2.7 \cdot 10^7$  см/с).

Это объясняет экспериментально наблюдаемые высокие дрейфовые скорости и отсутствие отрицательного дифференциального наклона в полевой зависимости дрейфовой скорости в широких квантовых ямах и каналах полевых транзисторов.

#### Список литературы

- [1] J.G. Ruch, G.S. Kino. Phys. Rev., **174**, 921 (1968).
- [2] G. Hill, P.N. Robson. Sol. St. Electron., **25**, 589 (1982).
- [3] W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain. J. Phys. Chem. Sol., **31**, 1963 (1970).
- [4] J. Pozela, A. Reklaitis. Sol. St. Electron., **23**, 927 (1980).
- [5] K. Hirakawa, H. Sakaki. J. Appl. Phys., **63**, 803 (1988).
- [6] Ю.К. Пожела, В.Г. Мокеров. ФТП, **40**, 362 (2006).
- [7] В.Г. Мокеров, И.С. Васильевский, Г.Б. Галлиев, Ю. Пожела, К. Пожела, А. Сужделлис, В. Юцене, Ч. Пашкевич. ФТП, **43**, 478 (2009).

- [8] J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, V. Petkin. Acta Phys. Polon. A, **113**, 989 (2008).
- [9] J. Baek, M.S. Shur, K. Lee, T. Vu. IEEE Trans. Electron. Dev., **32**, 2426 (1985).
- [10] T.H. Chen, M.S. Chur. IEEE Trans. Electron. Dev., **32**, 18 (1985).
- [11] M. Tomizawa, K. Yokoyama, A. Yoshii. IEEE Electron. Dev. Lett., **5**, 464 (1984).
- [12] M. Shur. *GaAs Devices and Circuits* (N.Y.–London, Plenum Pres, 1986).
- [13] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, С. Балакаускас, И.П. Евтихийев, А.С. Школьник, Ю. Стороста, А. Мекис. ФТП, **41**, 1460 (2007).
- [14] W.T. Masselink, N. Braslau, W.I. Wang, S.L. Weirht. Appl. Phys. Lett., **51**, 1533 (1987).
- [15] W.T. Masselink. Appl. Phys. Lett., **67**, 801 (1995).
- [16] M. Inoue, K. Ashida, T. Sugino, J. Shirafuji, Y. Inuishi. Jpn. J. Appl. Phys., **12**, 932 (1973).
- [17] K. Yokoyama, K. Hess. Phys. Rev. B, **33**, 5595 (1986).
- [18] K. Hess. Journal de Physique, **42**, C7–3 (1981).
- [19] P.J. Price. Ann. Phys., **133**, 217 (1981).
- [20] C.R. Bennett, M.A. Amato, N.A. Zakhleniuk, B.K. Ridley, M. Babiker. J. Appl. Phys., **83**, 1499 (1998).
- [21] D.R. Anderson, N.A. Zakhleniuk, M. Babiker, B.K. Ridley, C.R. Bennett. Phys. Rev. B, **63**, 245 313 (2001).
- [22] B.K. Ridley, M. Babiker, N.A. Zakhleniuk, C.R. Bennett. In: *Proc. 23rd Int. Conf. „The Physics of Semiconductors“*, Berlin, 1996 (Singapūre, World Scientific, 1996).
- [23] I. Lee, S.M. Goodnick, M. Gulia, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **51**, 7046 (1995).
- [24] S.M. Goodnick, P. Lugli. Phys. Rev. B, **37**, 2578 (1988).
- [25] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **40**, 6175 (1989).
- [26] С.И. Борисенко. ФТП, **38**, 207 (2004).
- [27] W. Xu, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **48**, 1562 (1993).
- [28] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **41**, 1093 (2007).
- [29] M. Moško, A. Moškova. Phys. Rev. B, **44**, 10 794 (1991).
- [30] M.A.R. Al-Mudares, B.K. Ridley. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **19**, 3179 (1986).
- [31] F.A. Riddoch, B.K. Ridley. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **16**, 6971 (1983).
- [32] M. Kaveer, W. Kopp, T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Hess. Jpn. J. Appl. Phys., **21**, 1489 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

## Electron transport in a GaAs quantum well at high electric fields

J. Požela, K. Požela, R. Raguotis, V. Jucienė

Semiconductor Physics Institute,  
LT-01108 Vilnius, Lithuania

**Abstract** The dependences of intra- and intersubband scattering rates of electrons by polar optical phonons in a deep rectangular GaAs quantum well (QW) on the electron energy and QW width are determined. These scattering rates are used in Monte-Carlo calculations of the electron drift velocity in the QW with 10, 20 and 30 nm widths at high electric fields. It is shown that the electron drift velocity at high electric fields in the GaAs QW exceeds the maximum drift velocity in the bulk material.