

Подвижность и рассеяние электронов на полярных оптических фононах в гетероструктурных квантовых ямах

© Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене

Институт физики полупроводников,
2600 Вильнюс, Литва

(Получена 14 марта 2000 г. Принята к печати 21 марта 2000 г.)

Анализируются основные закономерности рассеяния захваченных электронов на захваченных полярных оптических (ПО) фононах в квантовых ямах. Вычислена зависимость подвижности электронов в $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ КЯ от ее ширины.

Показано, что возрастания и спады подвижности электронов (относительно ее значения в объемном полупроводнике) в зависимости от ширины КЯ обусловлены межподзонным резонансным рассеянием. Вычислена зависимость подвижности электронов, обусловленной рассеянием на полярных оптических фононах, от концентрации электронов в КЯ, n_s . Показано, что в $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ квантовых ямах наблюдается аномальный эффект уменьшения проводимости с ростом концентрации электронов n_s выше 10^{16} м^{-2} .

Введение

Рассеяние электронов, захваченных в гетероструктурные квантовые ямы (КЯ) типа $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, происходит в условиях одновременного захвата полярных оптических (ПО) фононов. Это вносит свои особенности в характер транспорта электронов в таких двумерных гетероструктурах, которые открывают возможности для инженерии рассеяния электронов в КЯ. Рассеяние на захваченных ПО фононах при температурах выше 80 К является доминирующим механизмом рассеяния электронов в двумерных каналах гетероструктурных транзисторов с модулированным легированием (MODFET). Это рассеяние определяет подвижность электронов в канале.

Снижение рассеяния электронов на ПО фононах и повышение уровня модулированного легирования MODFET определяют возможности дальнейшего повышения их быстродействия.

В настоящей статье рассмотрены возможности снижения рассеяния захваченных электронов на захваченных ПО фононах в гетероструктурных КЯ и определено влияние на это рассеяние повышения концентрации электронов в канале MODFET.

1. Элементарная модель рассеяния электронов на ПО фононах в КЯ

Нами была высказана идея использования отдельного квантования электронов и ПО фононов в гетероструктурах для уменьшения электрон-фононного рассеяния, и тем самым, повышения электронной подвижности [1]. Раздельное квантование возможно благодаря различию физических факторов квантования электронов и фононов. Электроны захватываются в потенциальные КЯ, а ПО фононы — в слои между гетеропереходами. Первые результаты на базе элементарной модели, в которой электронные и фононные волновые функции, перпендикулярные плоскостям гетероструктуры, представлялись

синусоидальными функциями

$$\varphi_e \sim \sin k_z z, \quad (1)$$

где $k_z = n\frac{\pi}{L}$, $n = 1, 2, 3, \dots$ для электронов в КЯ шириной L и

$$\varphi_q \sim \sin q_z z, \quad (2)$$

где $q_z = n\frac{\pi}{d}$, $n = 1, 2, 3, \dots$ для фононного потенциала в КЯ шириной d , показали, что смещение электронной КЯ относительно фононной КЯ не дает снижения скорости внутриподзонного рассеяния. Наоборот, увеличение внутриподзонного рассеяния наблюдалось при уменьшении ширины электронной КЯ. Однако, резкое в 5–6 раз уменьшение скорости рассеяния наблюдалось, когда в электронной КЯ фононный спектр разбивался тонким барьером (AlAs в GaAs) [2]. Это указывало на возможность значительного повышения подвижности в каналах MODFET и стимулировало разработку более точной модели рассеяния электронов на ПО фононах, учитывающей все возможные моды колебаний фононов при их захвате в КЯ.

2. Захват ПО фононов в слоистой гетероструктуре и частота электрон-фононного рассеяния

Квантование ПО фононов и особенности фононного потенциала на границах раздела слоистых структур являлись предметом рассмотрения во многих работах [3–16]. Предложено несколько моделей для описания ПО фононных мод в полупроводниковых гетероструктурах. Среди них модель диэлектрического континуума оказалась наиболее приемлемой и стала общепринятой для описания рассеяния электронов на ПО фононах и транспорта электронов [3–13]. Гибридная модель оказалась менее пригодной для описания транспорта электронов, но более точной при описании рамановских спектров [14–16].

Общепринятым является классифицировать ПО фоновые моды на захваченные и поверхностные моды. Потенциал захваченных в КЯ ПО фононов имеет узлы на поверхности раздела гетероструктуры. Упругие колебания ионов решетки в полярных кристаллах на поверхностях раздела формируют экспоненциально спадающий при удалении от поверхности потенциал.

Рассеяние электронов на ПО фононах согласно модели диэлектрического континуума описывается следующим образом. Частота переходов электронов, захваченных в КЯ, из начального состояния с моментом \mathbf{k}_i в E_{si} -подзоне в любое финальное состояние с моментом \mathbf{k}_f в E_{sf} -подзоне на ν -моды ПО фонона определяется как

$$W_{if\nu}^{\pm}(k_i, E_{si}) = \sum_{\mathbf{k}_f} \frac{4\pi m e^2}{\hbar^3} |G_{\nu}(z)|^2 F_{q\nu}^2 \left(N_{q\nu} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \delta(k_f^2 - k_i^2 + \beta_{\pm}), \quad (3)$$

$$G_{\nu}(z) = \int_{L_e} \varphi_{e1}(z) \varphi_{e2}(z) \varphi_{q\nu}(z) dz. \quad (4)$$

Здесь z есть направление, перпендикулярное стенкам КЯ, L_e — ширина КЯ, $\varphi_{ei}(z)$ и $\varphi_{q\nu}(z)$ — z -компоненты волновых функций электронов и фононов, соответственно; $N_{q\nu}$ — число фононов в ν -моды, и

$$\beta_{\pm} = \frac{2m}{\hbar^2} (E_{sf} - E_{si} \pm \hbar\omega_{\nu}). \quad (5)$$

Знак плюс соответствует эмиссии фонона и минус — абсорбции фонона. $F_{q\nu}$ — нормализованный коэффициент электрон-фононной связи [8]:

$$F_{q\nu} = \frac{\hbar}{S} \left[\left(\frac{d\varepsilon_1}{d\omega} \right)_{\nu} \int_1 f_{\nu} dz + \left(\frac{d\varepsilon_2}{d\omega} \right)_{\nu} \int_2 f_{\nu} dz \right]^{-1}, \quad (6)$$

где S — нормировочная площадь в плоскости КЯ, ε_1 и ε_2 — диэлектрические функции материалов, образующих гетероструктуру, и

$$f_{\nu} = q_{0\nu}^2 |\varphi_{q\nu}|^2 + \left| \frac{d\varphi_{q\nu}}{dz} \right|^2, \quad (7)$$

где $q_{0\nu}$ — волновой вектор эмиттированного (абсорбированного) фонона ν -моды в плоскости КЯ:

$$q_{0\nu}^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta, \quad (8)$$

$$k_f^2 = k_i^2 + \beta_{\pm}. \quad (9)$$

Захват электронов и фононов отражается в их волновых функциях. Интеграл перекрытия $G_{\nu}(z)$ электронных и фононных функций определяет так называемый форм-фактор электрон-фононного рассеяния.

Подвижность электронов, обусловленная неупругим рассеянием электронов на ПО фононах, в ниже выполненных наших расчетах определялась в следующем приближении:

$$\mu = \frac{e}{m} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle^{-1}, \quad (10)$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\nu} W_{if\nu}.$$

Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по энергиям электронов.

3. Скорости рассеяния и подвижность электронов в гетероструктурных КЯ

Расчеты зависимости скоростей рассеяния захваченных в отдельную КЯ электронов на ПО фононах выполнялись многими авторами [6–21]. Установлен ряд важных закономерностей. Перечислим основные из них.

1. Установлено, что рассеяние электронов на ПО фононах подчиняется так называемому правилу сумм [6,11,22,23]. Сумма форм-факторов, соответствующих рассеянию электронов на каждой отдельной моде захваченных и поверхностных фононов, равна форм-фактору, соответствующему рассеянию электронов на объемных (незахваченных) фононах. Это правило означает, что если сила электрон-фононного взаимодействия является одинаковой для всех фононных мод, то захват фононов не изменяет скорости рассеяния электронов, которая остается такой же, как это имеет место при рассеянии на объемных фононах. Сила электрон-фононного взаимодействия определяется частотой фононной моды. Поэтому, захват фононов в гетероструктуре изменяет скорость рассеяния электронов только благодаря отличию частот фононных мод от частоты объемной моды. В гетероструктурах на базе GaAs, InGaAs, AlGaAs частота захваченных и поверхностных фононных мод мало отличаются друг от друга, и при расчете рассеяния внутри отдельной подзоны, можно забыть о захвате фононов и учитывать лишь взаимодействие электронов с объемными фононами.

2. При вычислении потенциалов и спектра частот поверхностных фононных мод следует их рассматривать независимо для каждой границы раздела гетероструктуры [13,18,24]. Взаимодействие поверхностных фононных мод имеет место лишь в случае совпадения их частот колебаний, как это имеет, например, место в симметричных гетероструктурах [10].

3. Показано, что, как и в случае элементарной модели, внутриподзонное электрон-фононное рассеяние в отдельной подзоне КЯ уменьшается с увеличением ширины КЯ ($W_{11} \sim 1/L$). Это означает парадоксальное возрастание с увеличением толщины квантовой ямы подвижности электронов до значений, больших, чем в объемном материале. Это противоречие снимается, если учесть межподзонное рассеяние. Межподзонное рассеяние с абсорбцией оптического фонона ограничивает рост подвижности. При увеличении толщины КЯ все большее число верхних подзон приближается по энергии к нижней на расстоянии меньше, чем энергия оптического фонона. В результате, с изменением толщины слоя КЯ наблюдаются периодические смены роста и уменьшения подвижности при каждом приближении одной из верхних подзон на расстояние меньше энергии оптического

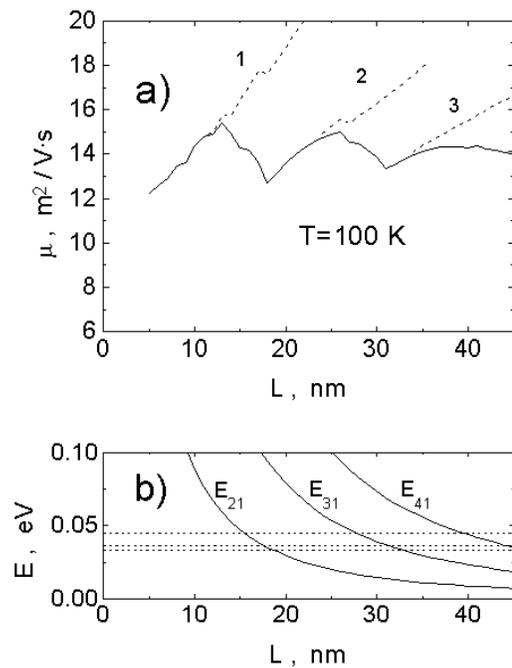


Рис. 1. Подвижность электронов μ (a) и уровни энергии подзон относительно энергии нижней подзоны (b) в зависимости от ширины L $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ квантовой ямы. Энергии захваченных (36.2 мэВ) и поверхностных фононов (45.9, 33.1 мэВ) показаны горизонтальными линиями. Скачки в изменении подвижности наблюдаются, когда энергия подзоны оказывается близкой к энергии оптических фононов. Зависимости подвижности μ от ширины КЯ при учете в расчетах лишь ограниченного числа подзон показаны пунктирными линиями. Цифры у кривых указывают число учитываемых подзон, начиная с нижней (первой).

фонона [13,17,25,26]. На рис. 1 приведены зависимости подвижности электронов в $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ КЯ от ее толщины, рассчитанные согласно формуле (10).

4. Междозонное рассеяние с участием оптического фонона носит резонансный характер. Резонанс в рассеянии наблюдается, когда энергетический зазор между подзонами становится равным и больше энергии оптического фонона, и появляется возможность электронам верхней подзоны переходить в нижнюю путем эмиссии фонона, что резко увеличивает скорость электрон-фононного междозонного рассеяния [27]. Особенно резкие скачки междозонного рассеяния наблюдаются при резонансном рассеянии на поверхностных фононах [28,29]. Наоборот, резкое снижение междозонного рассеяния, когда междозонный энергетический зазор становится меньше, чем энергия оптического фонона, задерживает неравновесные (например, фотовозбужденные) носители на верхней подзоне. Это приводит к инверсии населенности неравновесных носителей между первым (нижним) и вторым (верхним) уровнями электронов в КЯ, которая проявляется в аномальном спектре фотолюминесценции [30]. Резонансные элек-

тронные междолинные переходы путем эмиссии ПО фононов являются основным механизмом, определяющим инверсию населенности между подуровнями КЯ в твердотельных гетероструктурных лазерах [25,31–33]. Отметим, что для целей создания междозонной инверсной населенности в связанных КЯ особенно эффективно могут быть использованы более резкие резонансные междозонные переходы, обусловленные поверхностными фононами.

5. Введение тонкого AlAs барьера ($d = 5-10 \text{ \AA}$) в $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ КЯ определенной ширины действительно позволяет увеличить подвижность электронов. Однако уменьшение рассеяния электронов на разделенной фононной стенкой захваченных фононах, как это было и в случае элементарной модели, в определенной степени компенсируется ростом рассеяния на поверхностных фононных модах. Полной компенсации не происходит из-за того, что частота поверхностных фононных мод (а значит, и сила электрон-фононной связи) отличается от частоты захваченных фононов, которая равна частоте оптического фонона в объемном полупроводнике [13,24,28]. Увеличение подвижности электронов в КЯ с тонким барьером наблюдалось экспериментально в [34]. Таким образом, использование особенностей раздельного захвата электронов и фононов позволяет повысить подвижность электронов в гетероструктуре, а значит, повысить быстродействие гетероструктурных транзисторов, а также создать условия для образования инверсной населенности квантовых уровней в твердотельных лазерных структурах.

4. Рассеяние на оптических фононах при вырождении электронного газа в КЯ

Повышение быстродействия гетеротранзисторов достигается путем увеличения уровня модулированного легирования, позволяющего повысить двумерную концентрацию носителей заряда в канале, n_s . При высоком уровне легирования электронный газ в канале вырождается, и при вычислении скоростей неупругого рассеяния на оптических фононах нужно учитывать заполнение уровней, между которыми происходят электронные переходы. Учет заполнения уровней дает для обратного времени жизни электрона в начальном состоянии с энергией E_i при переходе в конечное состояние с энергией $E_f = E_i \pm \hbar\omega_v$ при рассеянии на оптическом фононе $\hbar\omega_v$ [13,26,35]

$$\frac{1}{\tau} = W_{if}^+(E_i) = \sum_v W_{ifv}^e \frac{1 - f(E - \hbar\omega_v)}{1 - f(E)} + W_{ifv}^a \frac{1 - f(E + \hbar\omega_v)}{1 - f(E)}, \quad (11)$$

где $f(E)$ есть функция распределения Ферми-Дирака, а индексы e и a соответствуют эмиссии и абсорбции

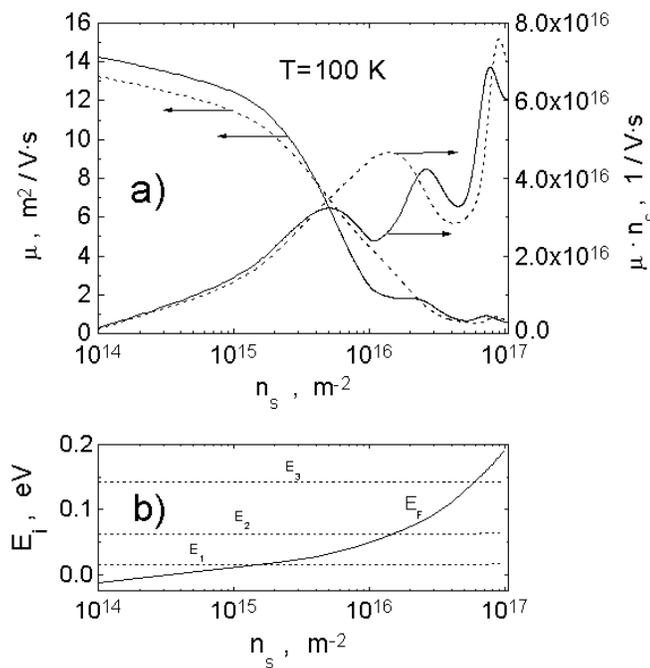


Рис. 2. Подвижность электронов μ и проводимость, представленная как произведение μn_s (а) и положение уровня Ферми относительно энергии подзон (б) в зависимости от концентрации электронов n_s в $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ КЯ шириной $L = 15$ нм. Штриховыми линиями показаны значения μ и μn_s при введении в центр КЯ тонкого AlAs ($d = 1$ нм) барьера. Наблюдаются области спада проводимости с ростом концентрации.

фонона соответственно. Суммирование проводится по всем ν фоновым модам.

Вычисление подвижности электронов, лимитируемой рассеянием электронов на ПО фононах в условиях вырождения электронного газа, показывает резкое снижение подвижности электронов с ростом их двумерной концентрации [26]. На рис. 2 показана зависимость подвижности от концентрации электронов в канале $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, вычисленная согласно формулам (10) и (11). Странный эффект наблюдается при концентрации электронов $n_s > 6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$: проводимость канала, (которая на рис. 2 представлена как произведение подвижности на концентрацию электронов, μn_s) уменьшается с ростом концентрации электронов. Рост концентрации электронов в канале резко снижает их подвижность из-за увеличения скорости рассеяния электронов на ПО фононах. Экспериментально значительное снижение подвижности электронов в сравнении с объемным ее значением в $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ и $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ КЯ наблюдалось при $n_s = 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ в [36]. Этот эффект ограничивает возможность увеличения быстродействия гетеротранзисторов путем увеличения легирования донорами.

Увеличение скорости рассеяния ПО фононами обусловлено ростом доли электронов подзоны, обладаю-

щих кинетической энергией выше энергии оптического фонона. Скорость рассеяния электронов путем эмиссии ПО фонона на порядки превышает скорость рассеяния путем абсорбции ПО фонона. Именно этот вид рассеяния ответствен за большое снижение подвижности.

При вырождении электронного газа в нижней подзоне уровень Ферми оказывается выше энергии дна первой (нижней) подзоны, и относительная доля электронов с кинетической энергией выше энергии ПО фонона оказывается большой, и соответственно, подвижность, обусловленная рассеянием на ПО фононах, малой. Дальнейший рост концентрации носителей приводит к повышению энергии уровня Ферми и увеличению концентрации электронов в следующей (второй) подзоне. Электроны второй подзоны имеют высокую подвижность, пока их кинетическая энергия не превышает энергии оптического фонона. Этим объясняется повышение подвижности электронов в $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ КЯ с ростом концентрации n_s выше $1.1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ (см. рис. 2). Это повышение проводимости продолжается до уровня концентрации $n_s = 2.6 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, а затем снова наблюдается спад проводимости с ростом концентрации, поскольку уровень Ферми оказывается выше энергии дна второй подзоны и растет доля электронов второй подзоны с энергией выше энергии оптического фонона.

Циклы падения и роста проводимости КЯ повторяются при каждом пересечении уровня Ферми с энергией дна соответствующей подзоны (см. рис. 2).

Введение тонкого AlAs барьера в центр $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ КЯ повышает подвижность электронов в подзонах и увеличивает энергетический зазор между подзонами. В результате падение проводимости наступает при большем уровне концентрации электронов ($n_s \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$) и соответственно смещаются циклы изменения проводимости.

Таким образом, введение барьера позволяет, благодаря увеличению предельного уровня легирования, достичь более высоких значений проводимости канала и тем самым увеличить быстродействие гетеротранзистора с модулированным легированием.

Заключение

Таким образом, подвижность электронов, обусловленная неупругим их рассеянием на захваченных и поверхностных ПО фононах в гетероструктурах типа $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, следующим образом зависит от структуры КЯ и концентрации электронов в ней.

1. С уменьшением ширины КЯ ниже 40 нм величина подвижности электронов циклически возрастает и уменьшается, оставаясь близкой к ее значению в объемном образце. Циклы изменения величины подвижности соответствуют изменению числа подзон, участвующих в рассеянии электронов.

2. Резонансные пики уменьшения подвижности возникают при толщинах КЯ, при которых межподзонные

энергетические зазоры оказываются совпадающими с энергией поверхностных фононов.

3. Введение тонкого барьера (один-два монослоя AlAs) в GaAs КЯ увеличивает при определенных толщинах КЯ и концентрациях n_s подвижность электронов в ней. Это увеличение обусловлено разделением ПО фононов на две отдельные КЯ и снятием межподзонных электрон-фононных резонансов.

4. При высоком уровне модулированного легирования гетероструктурной КЯ, когда концентрация электронов в ней превышает 10^{15} м^{-2} , резко возрастает электрон-ПО фононное рассеяние, приводя к уменьшению подвижности электронов.

При n_s концентрации электронов, превышающем критическое значение $n_s = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, темп уменьшения подвижности превышает темп роста концентрации, в результате чего проводимость канала падает с ростом концентрации.

Этот эффект лимитирует возможность увеличения быстродействия гетеротранзистора с модулированным легированием. Введение тонкого барьера сдвигает критическое значение концентрации до $n_s = 10^{16} \text{ м}^{-2}$, что позволяет достичь более высокого быстродействия гетеротранзистора.

Список литературы

- [1] J. Požela, G. Butkus, V. Jucienė. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1480 (1995).
- [2] J. Požela, V. Jucienė. *Lithuan. J. Phys.*, **35**, 53 (1995).
- [3] R. Fuchs, K.L. Kliever. *Phys. Rev. A*, **140**, A2076 (1965).
- [4] K. Huang, B. Zhu. *Phys. Rev. B*, **38**, 13 377 (1998).
- [5] J. Menendez. *J. Luminesc.*, **44**, 285 (1989).
- [6] N. Mori, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **40**, 6175 (1989).
- [7] H. Růcker, E. Molinary, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, **45**, 6747 (1992).
- [8] I. Lee, S.M. Goodnick, M. Gulia, E. Molinary, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, **51**, 7046 (1995).
- [9] B.K. Ridley. *Phys. Rev. B*, **39**, 5282 (1989).
- [10] K.W. Kim, A.R. Bhatt, M.A. Stroscio, P.J. Turley, S.W. Teitsworth. *J. Appl. Phys.*, **72**, 2282 (1992).
- [11] H.B. Teng, J.P. Sun, G.I. Haddad, M.A. Stroscio, SeGi Yu, K.W. Kim. *J. Appl. Phys.*, **84**, 2155 (1998).
- [12] J. Požela, V. Jucienė, K. Požela. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1555 (1995); **10**, 1076 (1995).
- [13] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. *Physica E*, **5**, 108 (1999).
- [14] X.F. Wang, I.C. da Cunha Lima, A. Troper, X.L. Lei. *J. Appl. Phys.*, **85**, 6598 (1999).
- [15] C.R. Bennet, M.A. Amato, N.A. Zakhleniuk, B.K. Ridley, M. Babiker. *J. Appl. Phys.*, **83**, 1499 (1998).
- [16] B.K. Ridley. *Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers* (Cambridge, Cambridge University Press, 1997).
- [17] T. Tsuchiya, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **47**, 7240 (1993); **48**, 4599 (1993).
- [18] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. *FTP*, **31**, 85 (1997).
- [19] X. Zianni, C.D. Simserides, G.P. Triberis. *Phys. Rev. B*, **55**, 16324 (1997).
- [20] C.R. McIntyre, T.L. Reinecke. *Phys. Rev. B*, **56**, 13 428 (1997).
- [21] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. *Phys. St. Sol. (b)*, **204**, 238 (1997).
- [22] L.F. Register. *Phys. Rev. B*, **45**, 8756 (1992).
- [23] J. Požela, V. Jucienė, K. Požela. *Lithuan. J. Phys.*, **35**, 359 (1995); **36**, 149 (1996).
- [24] J. Wang, J.-P. Leburton, J. Požela. *J. Appl. Phys.*, **81**, 3468 (1997).
- [25] J. Požela, A. Namajūnas, K. Požela, V. Jucienė. *FTP*, **33**, 1049 (1999).
- [26] J. Požela, K. Požela, A. Namajūnas, V. Jucienė. *Lithuan. J. Phys.*, **39**, 55 (1999);
- [27] W. Xu, F.M. Peeters, J.T. Devreese. *Phys. Rev. B*, **48**, 1562 (1993).
- [28] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. *J. Appl. Phys.*, **81**, 1775 (1997).
- [29] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela. In: *The Physics of Semiconductors / Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond.*, Berlin, July 21–26, 1996, ed. by M. Sheffler, R. Zimmermann (Singapore, World Scientific, 1996) vol. 3, p. 2391.
- [30] J. Požela, V. Jucienė, A. Namajūnas, K. Požela, V.G. Mokerov, Yu.V. Fedorov, V.E. Kaminskii, A.V. Hook. *J. Appl. Phys.*, **82**, 5564 (1997).
- [31] F.H. Julien, A. Sa'ar, J. Wang, J.-P. Leburton. *Electron. Lett.*, **31**, 838 (1995).
- [32] P. Boucaud, F.H. Julien, D.D. Yang, J.M. Lourtioz, E. Rosencher, P. Bois, J. Nagle. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 3 (1990).
- [33] J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [34] X.T. Zhu, H. Goronkin, G.N. Maracas, R. Droopad, M.A. Stroscio. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2141 (1992).
- [35] V. Gantmacher, I.B. Levinson. *Scattering of Charge Carriers in Metals and Semiconductors* (Moscow, Nauka, 1984).
- [36] K. Inoue, T. Matsuno. *Phys. Rev. B*, **47**, 3771 (1993).

Редактор В.В. Чалдышев

Electron mobility and electron scattering by polar optical phonons in heterostructure quantum wells

J. Požela, K. Požela, V. Jucienė

Semiconductor Physics Institute,
2600 Vilnius, Lithuania

Abstract Basic problems of confined electron — confined polar optical (PO) phonon scattering in quantum wells (QW) are reviewed. The QW width dependence of electron mobility for the $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ is calculated. It is shown that the alternate increases and decreases of the mobility (with respect to a bulk mobility) depending on QW width occurs due to resonant intersubband scattering. The electron mobility, limited by PO phonon scattering, as a function of sheet electron concentration n_s in the QW is calculated. It is shown that for the $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ QW an anomalous effect of the conductivity decrease with increasing the sheet electron concentration n_s over 10^{16} м^{-2} is observed.