

Инверсия заселенности Γ -подзон в квантовых ямах в условиях междолинного Γ – L -переноса

© В.Я. Алешкин[¶], А.А. Андронов, А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 11 июня 2002 г. Принята к печати 25 июня 2002 г.)

Методом Монте-Карло проведено моделирование электронного транспорта в двойных квантовых ямах гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ в сильном электрическом поле, лежащем в плоскости квантовых ям. Показано, что в условиях междолинного Γ – L -переноса электронов возникает инверсная заселенность между первой и второй подзонами размерного квантования Γ -долины. Инверсная заселенность этих подзон возникает начиная с полей 4 кВ/см при 77 К и 5.5 кВ/см при 300 К. Оценка коэффициента усиления излучения в сверхрешетке, содержащей такие квантовые ямы, дала значение порядка 100 см^{-1} для длины волны 12.6 мкм.

1. Введение

Инверсная заселенность подзон размерного квантования в каскадных лазерах [1] достигается путем туннельной инжекции носителей в верхнюю подзону. На использование туннельной инжекции для создания инверсной заселенности в квантовых ямах впервые указано еще в 1971 г. в работе Казаринова и Суриса [2]. В „фонтанном“ лазере [3] инверсная заселенность подзон достигается за счет заброса электронов в верхнюю подзону размерного квантования с помощью света. Существуют различные способы создания инверсной заселенности подзон за счет разогрева электронов в сильном электрическом поле, направленном вдоль слоев квантовых ям (см., например, [4,5]). В частности, в работе [4] было предложено создание инверсной заселенности за счет междолинных Γ – X -переходов в гетероструктуре $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$. Проведенное моделирование методом Монте-Карло [6] показало, что для достижения инверсной заселенности в этой схеме необходимы поля, существенно превышающие порог эффекта Ганна ($\sim 8 \text{ кВ/см}$). Это обстоятельство затрудняет практическую реализацию данного предложения.

В настоящей работе рассматривается другая возможная схема создания инверсной заселенности подзон с помощью междолинных Γ – L -переходов горячих электронов в двойных квантовых ямах. Преимуществом предложенной Γ – L -схемы по сравнению с Γ – X -схемой является существенное уменьшение полей, начиная с которых реализуется инверсная заселенность подзон. Проведенное моделирование электронного транспорта методом Монте-Карло показало, что в полях свыше 4 кВ/см при температуре жидкого азота и в полях свыше 5.5 кВ/см при комнатной температуре реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования в Γ -долине.

2. Модель электронного транспорта в двух туннельно-связанных квантовых ямах

Структура представляет собой две туннельно-связанные квантовые ямы как для Γ -, так и для L -долин (см. рис. 1, *a*). Волновые функции электронов Γ -долины в двух нижних подзонах размерного квантования локализованы в разных квантовых ямах, поэтому обмен электронами между Γ_1 - и Γ_2 -подзонами, из-за рассеяния на полярных оптических фононах, подавлен. Отметим, что именно это рассеяние является основной причиной подавления инверсной заселенности (и необходимости больших электрических полей для ее реализации) в Γ – X -лазере. Важная особенность данной структуры состоит в том, что волновая функция нижней L_1 -подзоны локализована в той же квантовой яме, где и волновая функция Γ_2 -подзоны. Вследствие этого перекрытие волновых функций на L_1 - и Γ_2 -подзонах существенно больше перекрытия волновых функций на первых L - и Γ -подзонах (см. рис. 1, *b*). Благодаря этой особенности в сильных латеральных полях, в которых начинается заселение состояний L_1 -долины, электроны этих состояний рассеиваются в основном в Γ_2 -подзону, и возникает инверсная заселенность второй и первой Γ -подзон. Эту особенность удалось реализовать с помощью использования слоя твердого раствора $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ в структуре, так как он является квантовой ямой для Γ -долины и барьером для L -долины.

Такое расположение L -долин в растворе $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ по отношению к их положению в GaAs (что является определяющим для рассматриваемого в настоящей работе механизма создания инверсной заселенности) следует из недавних измерений и вычислений положения L - и Γ -долин в InAs , проведенных в работах [7,8]. Мы использовали значение энергии разделения Γ - и L -долин в InAs — 1.1 эВ и 0.29 эВ — в GaAs . Значение разрыва края зоны Γ на гетерогранице $\text{GaAs}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ полагалось равным 0.63 эВ. Для вычисления разрывов зон Γ

[¶] E-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

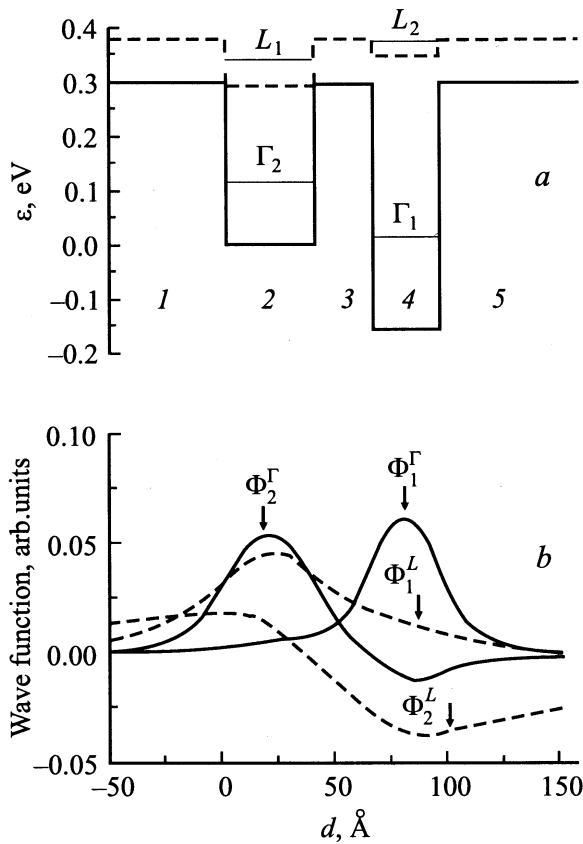


Рис. 1. Зонная диаграмма (а) и волновые функции электронов (b) в системе из двух туннельно-связанных квантовых ям. За начало отсчета энергии выбрано дно зоны проводимости в GaAs. Дно зоны проводимости отмечено сплошной кривой в Г-долинах, жирным пунктиром в L-долинах. Области 1–5 соответствуют слоям гетероструктуры: 1, 3, 5 — $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, 2 — GaAs, 4 — $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$. Толщины слоев, Å: 2 — 39, 3 — 25, 4 — 30.

и L на гетеропереходе GaAs/ $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ использовалась линейная интерполяция по величине y . Для нахождения энергетического положения Г- и L-долин в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ использовались данные работы [9].

Для нахождения спектра и волновых функций электронов Г-долины в двух туннельно-связанных квантовых ямах гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ решалось стационарное уравнение Шредингера в приближении модели Кейна. Для нахождения состояний электронов L-долины использовался гамильтониан в приближении эффективной массы. Поперечная m_t и продольная m_l массы электрона в L-долине во всех слоях полагались равными 0.075 и 0.19 массы свободного электрона соответственно. Оси системы координат x , y , z направлены по кристаллографическим осям [100], [010] и [001]. Направлением роста гетероструктуры считаем направление оси z , поэтому четыре L-долины являются эквивалентными. Полагая движение в плоскости xu инфинитным, представим волновые функции, описываю-

щие электрон в i -подзоне и в α -долине ($\alpha = \Gamma, L$), в виде

$$\Psi_i^\alpha = \frac{1}{\sqrt{S}} \Phi_i^\alpha(z) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{r}, \mathbf{k} — радиус-вектор и волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы соответственно, S — площадь структуры в этой плоскости. В выражении для волновой функции (1) для электронов L-долины опущен несущественный фазовый множитель вида $\exp ig(k_x, k_y)z$, где $g(k_x, k_y)$ — линейная функция от k_x, k_y . Рассчитанные волновые функции (они обозначены буквами Φ_i^α) и энергии размерного квантования представлены на рис. 1. Необходимые для расчета зависимости эффективных масс электронов Г-долин в зоне проводимости от доли алюминия и индия в твердом растворе были взяты из работы [7,8].

Мы будем пренебрегать эффектами непараболичности при рассмотрении электронного транспорта вдоль квантовых ям. Поэтому далее мы полагаем энергию электрона в i -подзоне в α -долине с волновым вектором k равной $E_i^\alpha + \hbar^2 k^2 / 2m_\alpha$. В этом приближении мы пренебрегаем анизотропией закона дисперсии электронов в L-подзонах. Для электронов L-подзон в качестве m_L выбирались эффективная масса плотности состояний в двумерной подзоне

$$m_L = \sqrt{m_t \left(\frac{2}{3}m_l + \frac{1}{3}m_t \right)}.$$

3. Рассеяние электронов

В сильных электрических полях основными механизмами рассеяния электронов в нашей структуре являются рассеяния на оптических и междолинных фононах. Поэтому мы будем пренебрегать рассеянием на акустических фононах и электрон-электронным рассеянием, а также рассеянием на заряженной примеси, полагая концентрацию электронов достаточно малой. При рассмотрении рассеяния электронов на полярных оптических фононах мы полагали закон дисперсии фононов таким же, как в объемном GaAs. Кроме того, фононный газ полагался равновесным, с температурой, соответствующей температуре кристалла. Для вычисления вероятности рассеяния электрона из i -й подзоны в j -ю в α -долине на полярных оптических фононах использовался стандартный подход [10], в котором плотность вероятности такого рассеяния может быть представлена в виде

$$W_{ij}^{+\alpha}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{ij}^\alpha(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j)|^2 \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \delta \left(E_i^\alpha - E_j^\alpha + \frac{\hbar^2(k_i^2 - k_j^2)}{2m_\alpha} \mp \hbar\omega_0 \right), \quad (2)$$

где \mathbf{k}_i — волновой вектор электрона в i -подзоне, \mathbf{q} — волновой вектор оптического фонона, верхний и нижний

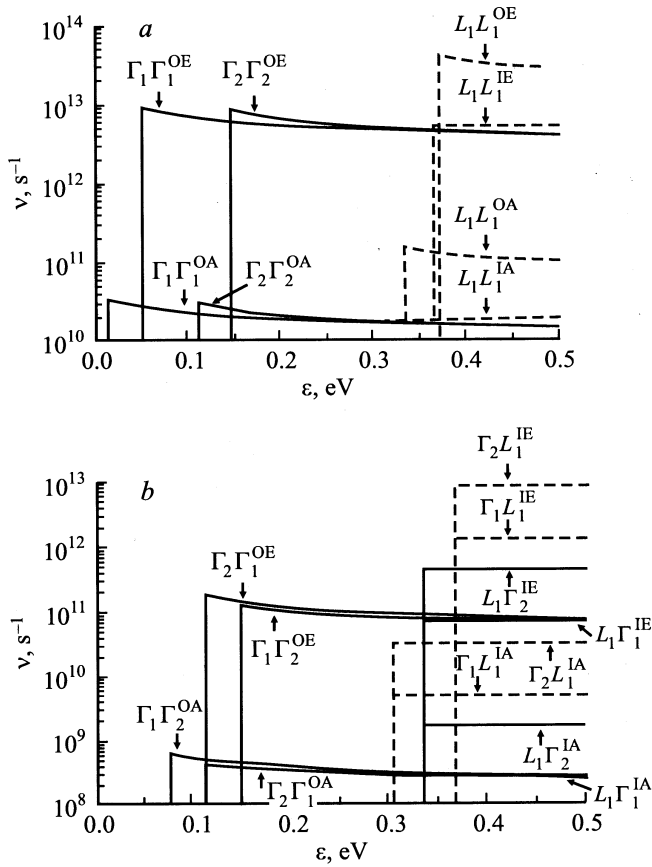


Рис. 2. Зависимости частот рассеяния электрона на оптических фононах (линии с верхним индексом ОА — с поглощением фонона, ОЕ — с испусканием фонона) и на междолинных фононах (линии с верхним индексом ІА — с поглощением фонона, ІЕ — с испусканием фонона) от полной энергии электрона для различных внутриволноводных (а) и межволноводных (б) переходов при температуре жидкого азота.

знаки относятся к испусканию и поглощению фонона соответственно, $\hbar\omega_0$ — энергия продольного оптического фонона,

$$N_q = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_0/k_B T) - 1}$$

— число продольных оптических фононов с волновым вектором \mathbf{q} , k_B — постоянная Больцмана, T — температура кристалла. Квадрат модуля матричного элемента оператора электрон-фононного взаимодействия можно представить в виде, используя [10]:

$$|V_{ij}^\alpha(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j)|^2 = \frac{\pi e^2 \hbar \omega_0}{S \bar{\epsilon} |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j|} \iint dz dz_1 \Phi_i^\alpha(z) \Phi_i^{\alpha*}(z_1) \times \Phi_j^\alpha(z) \Phi_j^{\alpha*}(z_1) \exp\{-|z - z_1| |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j|\}, \quad (3)$$

где $\bar{\epsilon} = (1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0)^{-1}$, ϵ_∞ , ϵ_0 — высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости GaAs соответственно.

На рис. 2 приведены зависимости частот внутриволноводного (рис. 2, а) и межволноводного (рис. 2, б) рассеяния на оптических фононах от энергии электрона для температуры жидкого азота ($T = 77$ К) (линии с верхним индексом ОА — с поглощением фонона, ОЕ — с испусканием фонона):

$$v_{ij}^\alpha(\epsilon) = \sum_{k_j} \left[W_{ij}^{+\alpha}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) + W_{ijs}^{-\alpha}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) \right],$$

$$\epsilon = E_i^\alpha + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_\alpha}. \quad (4)$$

Поскольку при этой температуре в рассеянии преобладает спонтанное испускание фононов, частоты рассеяния пороговым образом зависят от энергии электрона. Отметим, что частота рассеяния уменьшается с ростом энергии электрона, так как средний волновой вектор испущенного фонона растет при увеличении энергии электрона.

Частоты переходов электронов из i - в j -подзону из α - в β -долину в результате рассеяния на междолинном фононе вычислялись по формуле

$$v_{ij}^{\pm\alpha\beta} = \frac{D_{\alpha\beta}^2 m_\beta}{2\rho \hbar^2 \Omega} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int |\Phi_i^\alpha(z)|^2 |\Phi_j^\beta(z)|^2 dz. \quad (5)$$

Кроме этого, были учтены переходы электронов из-за рассеяния на междолинных фононах из i -подзоны α -долины в j -состояние непрерывного спектра (3D-состояния) β -долины:

$$v_{ij}^{\pm\alpha\beta} = \frac{D_{\alpha\beta}^2 m_\beta^{3/2} \sqrt{E_i \mp \hbar\Omega - \Delta}}{\sqrt{2\pi\rho\hbar^3\Omega}} \times \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int |\Phi_i^\alpha(z)|^2 |\Phi_j^\beta(z)|^2 dz, \quad (6)$$

а также обратные переходы из i -состояния непрерывного спектра в α -долину в j -подзону в β -долине:

$$v_{ij}^{\pm\alpha\beta} = \frac{D_{\alpha\beta}^2 m_\beta}{2\rho \hbar^2 \Omega L_z} \times \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int |\Phi_i^\alpha(z)|^2 |\Phi_j^\beta(z)|^2 dz, \quad (7)$$

где $D_{\alpha\beta}$ — постоянная междолинной связи [11], $\hbar\Omega$ — энергия междолинного фонона, ρ — плотность вещества, E_i — полная энергия электрона в i -подзоне, Δ — разница в энергиях для непрерывного спектра и i -подзоны, m_β — эффективная масса плотности состояний в β -долине с учетом числа эквивалентных долин, L_z — период структуры (имеется в виду периодическая структура). В этом приближении вероятность рассеяния не зависит от кинетической энергии электрона (кроме рассеяния электронов в непрерывный спектр) и угла рассеяния. Результаты вычисления частот рассеяния электрона на междолинных фононах для различных

внутриподзонных и междолинных переходов при температуре жидкого азота представлены на рис. 2, *a, b* соответственно (линии с верхним индексом IA — с поглощением фонона, IE — с испусканием фонона).

Отметим, что частоты междолинных переходов в Г-долине на 2 порядка меньше частот внутриподзонных переходов в L-долине, а частоты переходов из L₁-подзоны в Г₂-подзону в 6 раз больше соответствующих частот переходов из L₁-подзоны в Г₁-подзону и в 3 раза больше частот междолинных переходов в Г-долине. Частоты переходов из Г- в L-долину на 1.5 порядка больше частот обратных переходов и сравнимы с частотами внутриподзонных переходов в Г-долине. Это приводит к тому, что электроны при разогреве в сильном электрическом поле в результате рассеяния на фононах будут накапливаться в L₁-подзоне, а из нее электроны в основном будут попадать в Г₂-подзону. И из-за подавленного обмена электронами между нижними Г-подзонами поток электронов из Г₂-подзоны в Г₁-подзону мал, что способствует возникновению инверсии заселенности между этими подзонами.

4. Результаты моделирования электронного транспорта

Для вычисления функций распределения и концентраций электронов в различных подзонах, а также средней дрейфовой скорости электронов был использован метод Монте-Карло. Учитывались переходы электронов во все Г- и L-подзоны. Кроме того, был учтен переход электронов в непрерывный спектр энергий из L-долины, так как разница в энергиях для непрерывного спектра и верхней L-подзоны мала. Переход в непрерывный спектр в Г-долине не учитывался, так как он лежит в области энергий, соответствующих L-долинам.

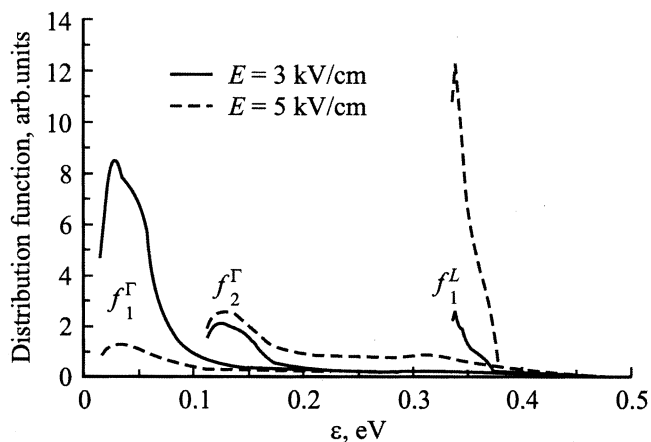


Рис. 3. Зависимости функций распределения электронов в двух нижних Г-подзонах и первой L-подзоне от полной энергии электрона для двух значений электрического поля при $T = 77$ К, вычисленные с помощью моделирования электронного транспорта методом Монте-Карло.

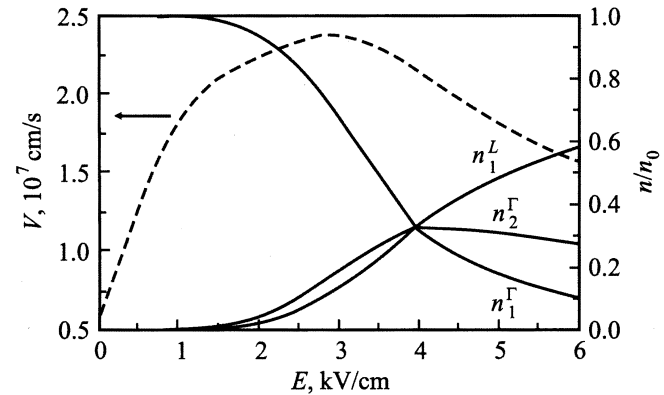


Рис. 4. Зависимости относительных концентраций электронов n/n_0 в двух Г-подзонах и первой L-подзоне, а также дрейфовой скорости электронов V в рассматриваемой структуре от величины электрического поля E при температуре 77 К, вычисленные методом Монте-Карло.

Найденные функции распределения электронов по полной энергии ϵ для двух нижних Г-подзон и нижней L-подзоны при двух значениях электрического поля представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что функция распределения электронов для второй Г-подзоны имеет небольшой максимум в районе 0.31 эВ. Такое поведение функции распределения можно объяснить интенсивным переходом электронов из нижней L-подзоны в результате рассеяния на междолинных фононах (рис. 1). Функция распределения в первой Г-подзоне не имеет таких особенностей вследствие малой частоты соответствующего перехода (рис. 2). Действительно, в сильных полях большое число электронов из L-долины, испуская междолинные фононы, попадают во вторую Г-подзону, вероятность перехода в которую велика. Это приводит к значительному оттоку электронов из L-долины во вторую Г-подзону. В то же время частота перехода электронов из второй Г-подзоны в первую, из-за рассеяния на полярных оптических фононах, мала.

В силу указанных выше причин в сильных электрических полях электроны переходят из Г₁- в L₂-подзону, из L₂-подзоны в L₁-подзону, а из L₁-подзоны в Г₂-подзону и там накапливаются, что и приводит к инверсному распределению электронов в первой и второй Г-подзонах.

На рис. 4 приведены зависимости от электрического поля E относительной концентрации электронов n/n_0 в двух Г-подзонах и нижней L₁-подзоне при температуре жидкого азота. Из рисунка видно, что в полях свыше 4 кВ/см реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов V в нашей структуре от величины электрического поля также представлена на рис. 4. Из рисунка видно, что дрейфовая скорость электронов начинает падать с ростом электрического поля, начиная с полей ~ 3 кВ/см, что объясняется накоплением электронов в L-долине.

Оценим теперь возможный коэффициент усиления в такой структуре. Приближенное выражение для коэффициента усиления на частоте ω , соответствующей разности энергий $E_2 - E_1$, можно записать в следующем виде:

$$\beta_{12} = \alpha \frac{4\pi |z_{12}|^2 (n_2 - n_1) \omega \tau}{\sqrt{\epsilon_0} L_z}, \quad (8)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, $|z_{12}|$ — матричный элемент оператора z , τ — время, характеризующее спектральную ширину перехода между второй и первой подзонами (время релаксации фазы), L_z — характерный размер локализации волны в направлении z . Если система периодична в z направлении, т.е. содержит много пар туннельно-связанных ям, где волна локализована, то в качестве L_z можно принять период. Если $\omega\tau \approx 10$, $\epsilon_0 \approx 13$, $n_2 - n_1 \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $L_z \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ (имеется в виду периодическая структура) и $z_{12} \approx 7.2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ (что соответствует нашей структуре), тогда из соотношения (8) получаем $\beta_{12} \approx 100 \text{ см}^{-1}$ (для длины волны $\lambda_{12} \approx 12.6 \text{ мкм}$). Отметим, что величина решеточного поглощения в GaAs для излучения с длиной волны 12.6 мкм составляет менее 0.2 см^{-1} [12] при $T = 77 \text{ К}$.

Аналогичные расчеты при 300 К дают значение порогового поля возникновения инверсной заселенности Γ_1 -, Γ_2 -подзон $E = 5.5 \text{ кВ/см}$ и величину инверсии заселенности $(n_1^\Gamma - n_2^\Gamma)/n_0 \approx 10\%$ при $E = 6 \text{ кВ/см}$ (n_0 — полная концентрация электронов).

Отметим также, что, как показывают результаты моделирования, для сильных полей время жизни электронов в Γ_2 -подзоне определяется главным образом переходами из-за разогрева на лежащие выше состояния — в подзоны L -долин и в непрерывный спектр. Скорость перехода на эти состояния (для поля 5 кВ/см) в 4 раза выше, чем скорость перехода в Γ_1 -подзону. Это позволяет надеяться на то, что селективным образом подавляя подвижность в Γ_2 -подзоне (например, за счет введения шероховатости гетерограницы в квантовой яме, где в основном сосредоточена волновая функция этого состояния [5]), можно существенно уменьшить в этой подзоне разогрев и скорость перехода электронов в вышележащие состояния, тем самым увеличив накопление электронов в Γ_2 -подзоне и величину инверсии заселенности. С другой стороны, в этом случае можно уменьшить толщину барьера между квантовыми ямами, что (при той же инверсии заселенности) увеличит матричный элемент оптического перехода $\Gamma_2 - \Gamma_1$, в результате чего усилится лазерный эффект.

5. Заключение

Полученные результаты позволяют считать рассматриваемую структуру чрезвычайно перспективной для создания лазеров на междолинном переносе. Обсуждение конструкции такого лазера, методов подавления доменов сильного поля, конкурентоспособности по отношению

к каскадным лазерам выходит за рамки настоящей работы. Хотелось бы, однако, отметить, что лазер на основе междолинного переноса может представлять собой структуру, содержащую последовательность двойных ям, разделенных барьерами из AlGaAs, выращенную на полуизолирующей подложке. В такой структуре подавлено положение на свободных носителях (всегда существующее в каскадных лазерах) для ТМ моды. Поэтому, возможно, что в таком лазере можно будет использовать сравнительно малый коэффициент усиления лазерной моды, обеспечиваемый малым числом рассмотренных двойных ям, тем самым существенно уменьшив пороговые токи таких лазеров.

Работа частично финансировалась РФФИ (№ 00-02-16159, № 02-02-16763), программами „Ведущие научные школы“ (№ 00-15-96618), Министерства промышленности и науки РФ, программой РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ и INTAS (№ 99-0996).

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994); F. Capasso, C. Gmachl, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Physics World*, June 27 (1999).
- [2] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. *ФТП*, **5**, 797 (1971).
- [3] O. Gauthier-Lafaye, F.H. Julien, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1537 (1999).
- [4] В.Я. Алешкин, А.А. Андронов. *Письма ЖЭТФ*, **68**, 73 (1998).
- [5] В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. *ФТП*, **36**, 724 (2002).
- [6] В.Я. Алешкин, А.А. Андронов, Е.В. Демидов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **63**, 231 (2000).
- [7] G.W. Charach et al. *Appl. Phys.*, **86**, 452 (1999).
- [8] C.B. Geller, W. Wolf, S. Picozzi, A. Continenza, R. Asahi, W. Mannstadt, A.J. Freeman, E. Wimmer. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 368 (2001).
- [9] S. Adachi. *Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [10] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [11] R. Michevicius, A. Reklaitis. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 805 (1990).
- [12] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994) p. 163.

Редактор Т.В. Полянская

Population inversion of Γ -subbands in quantum wells under intervalley Γ - L transfer

V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.A. Dubinov

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The Monte-Carlo modeling of the electron transport in a double quantum well of an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ heterostructure in a high planar electric field has been carried out. We have demonstrated that under intervalley Γ - L electron transfer the population inversion between the first and the second Γ -subband takes place. The population inversion of these subbands begins from the field of 4 kV/cm at 77 K and 5.5 kV/cm at 300 K. Estimation of the amplification coefficient in multi-quantum well system containing such type of quantum wells provides the value order of 100 cm^{-1} for radiation with $12.6 \mu\text{m}$ wavelength.