

Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах

© В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов

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

(Получена 13 ноября 2001 г. Принята к печати 25 ноября 2001 г.)

Предложена схема лазера, способного генерировать излучение в дальнем инфракрасном диапазоне ($\lambda \sim 150$ мкм). Для создания инверсии населенностей подзон предлагается использовать электронный транспорт в трех туннельно-связанных квантовых ямах в сильном электрическом поле, лежащем в плоскости квантовых ям. Важной особенностью предлагаемой структуры является присутствие одной шероховатой гетерограницы. Проведенное моделирование электронного транспорта методом Монте-Карло в гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.2, 0.3$) показало, что в поле свыше 1.2 кВ/см при $T = 4.2$ и 77 К реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования.

1. Введение

В настоящее время бурно развивается физика монополярных полупроводниковых лазеров на квантовых ямах. Уже созданы каскадный [1] и фонтанный лазеры [2], которые генерируют излучение в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне. Однако продвижение каскадных лазеров в область дальнего ИК диапазона является весьма проблематичным. Действительно, поглощение света на свободных носителях увеличивается пропорционально квадрату длины волны и поэтому это поглощение в „пассивных“ областях каскадов и контактов существенным образом уменьшит коэффициент усиления в дальнем ИК диапазоне. Этого недостатка лишен фонтанный лазер, однако оптическая накачка внешним лазером делает его весьма неудобным для практических применений.

В середине 80-х годов были созданы импульсные монополярные полупроводниковые лазеры на объемном слабо легированном p -Ge, работающие при температуре жидкого гелия в скрещенных E, H полях (длина волны $300 \text{ мкм} < \lambda < 70 \text{ мкм}$) [3]. Существует также полупроводниковый лазер, работающий на объемном деформированном p -Ge ($\lambda \sim 100$ мкм) [4]. Характерные размеры кристалла в этих лазерах порядка 1 см, а характерные электрические поля порядка 1 кВ/см. Поэтому для работы этих лазеров необходимо высоковольтное импульсное питание, что, конечно, усложняет работу с ними. Отметим, что в [5] было обнаружено непрерывное стимулированное излучение дальнего ИК диапазона в условиях примесного пробоя акцепторов в деформированном p -Ge.

В настоящей работе рассматривается еще одна возможная схема лазера, способного генерировать излучение в дальнем ИК диапазоне ($\lambda \sim 150$ мкм). Для создания инверсии населенностей мы предлагаем использовать электронный транспорт в трех туннельно-связанных квантовых ямах в сильном (до начала эффекта Ганна) электрическом поле, лежащем в плоскости квантовых ям. Важной особенностью предлагаемой структуры является присутствие одной шероховатой

гетерограницы. Проведенное моделирование электронного транспорта методом Монте-Карло, показало, что в полях свыше 1.2 кВ/см при температурах жидкого гелия и жидкого азота реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования. В отличие от каскадного лазера контактные области в таком лазере могут находиться вне активной области, что позволит существенно уменьшить потери на свободных носителях.

Предлагаемый способ создания инверсии населенностей является одной из возможностей реализации общей идеи, предложенной в [6]. Напомним эту идею. Пусть имеются две группы носителей тока, сильно отличающиеся по подвижности. При приложении сильного электрического поля средняя кинетическая энергия носителей в группе с большей подвижностью будет значительно выше, чем в группе с низкой подвижностью. Если вероятность перехода носителя из одной группы в другую возрастает с ростом кинетической энергии, то происходит накопление частиц в группе с низкой подвижностью и малой кинетической энергией. Похожая идея переноса частиц из горячей группы в холодную давно используется в перегонных кубах и, в частности, в хорошо известном в России самогонном аппарате. Используя эту идею, в работе [7] была предложена схема создания лазера на Γ - X -долинах в квантовых ямах, способного генерировать излучение в среднем ИК диапазоне.

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

Рассмотрим протекание тока в трех туннельно-связанных квантовых ямах, изображенных на рис. 1. Электрическое поле лежит в плоскости квантовых ям, так что ток течет вдоль структуры. Волновые функции электронов на трех нижних подзонах размерного квантования локализованы в основном каждая в своей квантовой

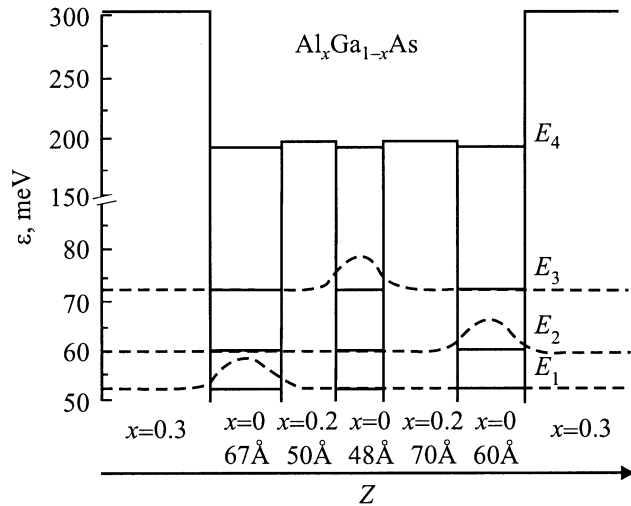


Рис. 1. Зонная диаграмма и волновые функции электронов в системе из трех туннельно-связанных квантовых ям. За начало отсчета энергии выбрано дно зоны проводимости в GaAs.

яме. Отметим, что перекрытие волновых функций на первой и третьей подзонах существенно больше перекрытия волновых функций на первой и второй подзонах (см. рис. 1). Параметры структуры подобраны таким образом, что основным механизмом обмена электронами между подзонами (ямами) в полях, меньших начала эффекта Ганна, является рассеяние на полярных оптических фононах. Для обеспечения разницы в подвижности электронов первых двух и третьей ям предлагается вырастить внутреннюю границу третьей ямы (крайней правой) шероховатой. Поскольку значения волновых функций электрона на первой и третьей подзонах размерного квантования на этой гетерогранице малы, то и рассеяние на ее шероховатости слабое. Напротив, волновая функция электронов второй подзоны на шероховатой гетерогранице не мала, и поэтому рассеяние на шероховатостях этих электронов довольно велико. Таким образом, благодаря сильной чувствительности рассеяния на шероховатости к значению волновой функции на гетерогранице можно обеспечить разность в подвижности для электронов, волновые функции которых локализованы в разных ямах. Это приведет к значительной разности между средней кинетической энергией электронов на второй подзоне и средними кинетическими энергиями электронов на первой и третьей подзонах в сильных электрических полях. Другими словами, высокоэнергетический „хвост“ функции распределения электронов в первой и третьей подзонах простирается по энергии значительно дальше, нежели таковой во второй подзоне. Поэтому доля электронов на первой и третьей подзонах от полного их числа на этих подзонах, обладающих энергией, достаточной для перехода во вторую подзону с испусканием полярных оптических фононов, будет существенно больше, чем доля электронов на второй подзоне, способных перейти в другие подзоны. Это

обстоятельство способствует накоплению электронов на второй подзоне и возникновению инверсии населенностей между второй и первой подзонами в достаточно сильных электрических полях.

Для нахождения спектра и волновых функций электрона в трех туннельно-связанных ямах гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ решалось стационарное уравнение Шредингера с гамильтонианом $\hat{H} = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{p}} \frac{1}{m^*(z)} \hat{\mathbf{p}} + E_c(z)$ в приближении простой зоны проводимости (Γ -долина), где $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса, $E_c(z)$ — положение дна Γ -долины, изображенное на рис. 1, $m^*(z)$ — эффективная масса электрона на дне Γ -долины. Полагая движение в плоскости XY инфинитным, представим волновые функции, описывающие электрон, в виде

$$\Psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})\Phi(z), \quad (1)$$

где \mathbf{r} , \mathbf{k} — радиус-вектор и волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы соответственно, S — площадь структуры в этой плоскости. Для зависимостей эффективной массы электрона и положения дна зоны проводимости от доли алюминия мы воспользовались данными работы [8]. Результаты вычислений волновых функций и энергий размерного квантования (они обозначены буквами E_i) представлены на рис. 1. Для нас интерес представляют только три нижние подзоны размерного квантования. Остальные подзоны обладают большими энергиями (E_4 на рис. 1) и в нашей работе не рассматриваются, так как заселения этих подзон электронами при выбранных нами параметрах (температура и электрическое поле) практически не происходят.

Отметим, что массы электронов в плоскости квантовых ям для трех первых подзон размерного квантования близки к эффективной массе электрона на дне Γ -долины GaAs, которую мы будем обозначать буквой m . Это следствие двух факторов. Во-первых, малости энергии размерного квантования по сравнению с шириной запрещенной зоны. Благодаря этому можно пренебречь эффектами непараболичности зон. Во-вторых, малости вероятности нахождения электрона в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ по сравнению с вероятностью нахождения в GaAs (см. рис. 1). Поэтому далее мы полагаем энергию электрона на i -подзоне с волновым вектором k равной $E_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$.

3. Рассеяние

В сильных электрических полях при низких температурах основными механизмами рассеяния в нашей структуре являются рассеяние на оптических фононах и рассеяние на шероховатости гетерограницы. 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 на полярных оптических фононах использовался стандартный подход [9], в котором она может быть представлена в виде

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

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

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

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

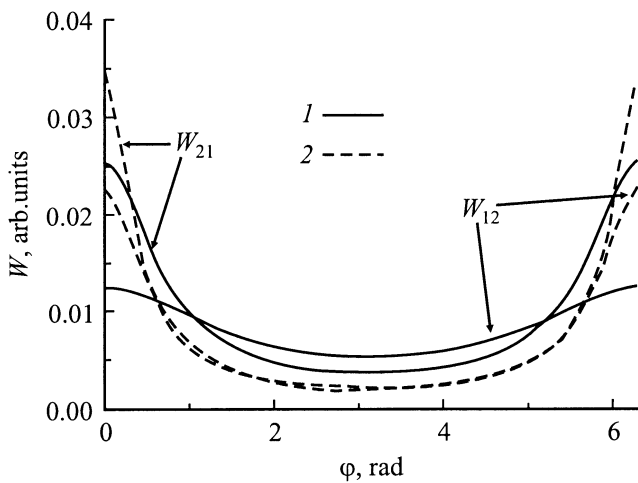


Рис. 2. Угловые зависимости вероятности рассеяния электрона между состояниями первой и второй подзон размерного квантования при испускании оптического фонона для двух значений кинетической энергии движения вдоль квантовых ям: ϵ , мэВ: 1 — 50, 2 — 90.

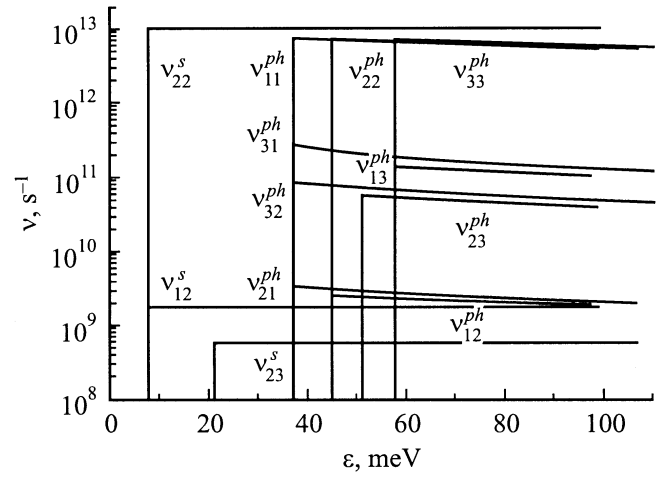


Рис. 3. Зависимость частот рассеяния электрона на оптическом фононе (линии с верхним индексом ph) и на шероховатости гетерограницы (линии с верхним индексом s) от полной энергии электрона для различных переходов при температуре жидкого гелия.

На рис. 2 приведены угловые зависимости вероятности рассеяния между состояниями первой и второй подзон размерного квантования с помощью испускания оптического фонона для двух значений кинетической энергии движения вдоль квантовых ям. Из рисунка видно, что рассеяние электрона с большой кинетической энергией малоугловое. Причина этого состоит в том, что при достаточно больших энергиях электрона волновой вектора испущенного им фонона q растет с ростом угла рассеяния, а матричный элемент рассеяния обратно пропорционален q : $V_{ij} \propto 1/q$ [9]. Напротив, рассеяние электрона с небольшой энергией почти изотропное, так как в этом случае q практически не зависит от угла рассеяния электрона.

На рис. 3 приведены зависимости частоты рассеяния на оптическом фононе от энергии электрона для температуры жидкого гелия (линии с верхним индексом ph):

$$\nu_{ij}(\epsilon) = \sum_{\mathbf{k}_j} \left(W_{ij}^+(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) + W_{ij}^-(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) \right), \quad (4)$$

$$\epsilon = E_1 + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m}.$$

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. Обратим также внимание на то, что частоты внутриподзонного рассеяния значительно превосходят частоты межподзонного рассеяния.

Для вычисления вероятности рассеяния на шероховатостях гетерограницы мы использовали следующее

выражение:

$$W_{ij}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{ij}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)|^2 \times \delta \left(E_i - E_j - \frac{\hbar^2(k_i^2 - k_j^2)}{2m} \right), \quad (5)$$

где $U_{ij}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)$ — матричный элемент оператора рассеяния $\hat{U}(\mathbf{r}, z)$, который связан с неровностями поверхности гетерограницы и отличен от нуля только в следующих областях:

$$\hat{U}(\mathbf{r}, z) = \begin{cases} -\Delta E_c & z_h(\mathbf{r}) < z < \bar{z}_h, \quad z_h(\mathbf{r}) < \bar{z}_h, \\ \Delta E_c & \bar{z}_h < z < z_h(\mathbf{r}), \quad z_h(\mathbf{r}) < \bar{z}_h, \end{cases} \quad (6)$$

где $z_h(\mathbf{r})$ — z -координата гетерограницы при заданном радиус-векторе в плоскости квантовой ямы \mathbf{r} , \bar{z}_h — z -координата гетерограницы без шероховатостей, ΔE_c — разрыв энергии дна зоны проводимости на гетерогранице. Далее, мы будем предполагать, что характерный масштаб шероховатостей в z -направлении много меньше характерного масштаба, на котором изменяются волновые функции $\Phi_i(z)$. В этом приближении квадрат матричного элемента оператора рассеяния можно представить в виде

$$|U_{ij}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)|^2 = \Delta E_c^2 |\Phi_i(\bar{z}_h) \Phi_j(\bar{z}_h)|^2 \times \frac{1}{S} \int d^2r \exp\{-i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)\mathbf{r}\} \langle \Delta(\mathbf{R}) \Delta(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle, \quad (7)$$

где $\langle \Delta(\mathbf{R}) \Delta(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle$ — корреляционная функция поверхностной шероховатости [10]:

$$\langle \Delta(\mathbf{R}) \Delta(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{S} \int d^2R [z_h(\mathbf{R}) - \bar{z}_h] [z_h(\mathbf{R} + \mathbf{r}) - \bar{z}_h]. \quad (8)$$

Обычно корреляционную функцию поверхностных шероховатостей считают гауссовой [10]:

$$\langle \Delta(\mathbf{R}) \Delta(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle = \Delta_z^2 \exp(-r^2/\Lambda^2), \quad (9)$$

где Δ_z — среднеквадратичное смещение гетерограницы, а Λ — характерный размер шероховатости в плоскости гетероперехода. В приближении $|\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j| \Lambda \ll 1$ частоту рассеяния электрона на шероховатости гетерограницы можно записать в виде

$$v_{ij} = \pi m \left(|\Phi_i(\bar{z}_h)| |\Phi_j(\bar{z}_h)| \Delta E_c \Delta_z \Lambda \right)^2 / \hbar^3. \quad (10)$$

В этом приближении вероятность рассеяния не зависит от кинетической энергии электрона и угла рассеяния. Результаты вычисления частот рассеяния электрона на шероховатости гетерограницы для различных переходов представлены на рис. 3 (линии с верхним индексом s). Мы приняли следующие значения для Δ_z , Λ : $\Delta_z = 10 \text{ \AA}$, $\Lambda = 38 \text{ \AA}$.

4. Результаты моделирования электронного транспорта

Из рис. 3 видно, что частоты рассеяния между состояниями второй подзоны, с одной стороны, и состояниями первой и третьей подзон, с другой стороны, на несколько порядков меньше остальных частот рассеяния. Поэтому было использовано приближение, в котором считалось, что форма функции распределения электронов по энергии на второй подзоне формируется только благодаря рассеянию электронов внутри этой подзоны. Рассеяние между второй и остальными подзонами определяет лишь полное число электронов в этой подзоне. Напротив, формы функций распределения в первой и третьей подзонах влияют друг на друга и поэтому вычислялись совместно. Абсолютные значения функций распределения электронов по подзонам были найдены из стационарного уравнения баланса частиц:

$$\frac{dn_2}{dt} = \int v_{12}(\varepsilon) f_1(\varepsilon) d\varepsilon + \int v_{32}(\varepsilon) f_3(\varepsilon) d\varepsilon - \int (v_{21}(\varepsilon) + v_{23}(\varepsilon)) f_2(\varepsilon) d\varepsilon \quad (11)$$

и закона сохранения числа частиц:

$$n_1 + n_2 + n_3 = n, \quad (12)$$

где n — концентрация электронов на i -подзоне, n — полная концентрация электронов в системе, v_{ij} — суммарная частота рассеяния из i - в j -подзону, $f_i(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергии на i -подзоне, $n_i = \int f_i(\varepsilon) d\varepsilon$.

Функции распределения электронов по полной энергии для всех трех подзон и для двух значений электрического поля представлены на рис. 4. Из рисунка

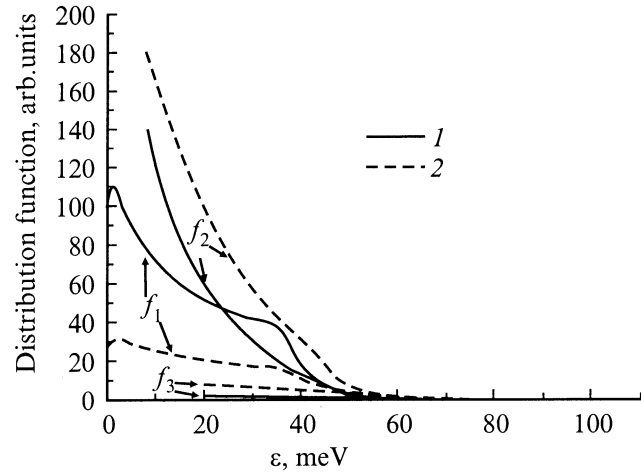


Рис. 4. Зависимости функций распределения электронов в трех подзонах от полной энергии для двух значений электрического поля при $T = 4.2 \text{ K}$, вычисленные с помощью моделирования электронного транспорта методом Монте-Карло; E , кВ/см: 1 — 1, 2 — 2.

видно, что каждая функция распределения имеет два характерных участка. Граница между ними лежит в области энергии, начиная с которой возможно внутриволновое рассеяние с испусканием полярного оптического фонона. Функция распределения плавно уменьшается до этой границы, а после нее спадает более резко. Такое поведение функции распределения можно объяснить рассеянием электрона на полярном оптическом фононе. Действительно, электрон, набравший кинетическую энергию, большую энергии оптического фонона, быстро его испускает и попадает в область малых энергий, где и проводит много времени, пока снова не наберет энергию, нагреваясь электрическим полем. Как уже отмечалось выше, из-за сильного рассеяния на шероховатости гетерограницы электронов, находящихся на второй подзоне размерного квантования, их функция распределения более резко спадает и имеет слабо выраженный высокоэнергетический „хвост“ в поле 2 кВ/см, поэтому средняя кинетическая энергия электронов, находящихся на этой подзоне, ниже, чем таковая для электронов первой и третьей подзон. Переходы электронов между подзонами происходят в основном при рассеянии на оптических фононах, причем $\nu_{12}, \nu_{21} < \nu_{23}, \nu_{32} < \nu_{13}, \nu_{31}$ (см. рис. 3). Это приводит к значительному оттоку электронов с третьей на вторую подзону. Третья подзона интенсивно заселяется электронами с первой подзоны, так как между ними часто осуществляются переходы электронов при рассеянии на фононах. В силу указанных выше причин в сильных электрических полях электроны в результате рассеяния на фононах переходят с первой подзоны на третью, а с третьей на вторую и там накапливаются, что приводит к инверсному распределению электронов на первой и второй подзонах.

На рис. 5, *a* приведены зависимости от электрического поля отношения и разности концентраций электронов на второй и первой подзоне при температуре жидкого гелия. Из рисунка видно, что в полях свыше 1.2 кВ/см реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования. Поскольку с ростом электрического поля электроны накапливаются в подзоне с низкой подвижностью, одновременно падает дрейфовая скорость. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов в нашей структуре от величины электрического поля также представлена на рис. 5, *a*. Из рисунка видно, что дрейфовая скорость электронов начинает падать с ростом электрического поля с полей ~ 50 В/см.

На рис. 5, *b* приведены результаты расчета тех же величин, что и на рис. 5, *a* для температуры жидкого азота. Из сравнения рисунков видно, что уменьшение инверсии при таком увеличении температуры незначительно. Заметные изменения коснулись только зависимости дрейфовой скорости электронов от электрического поля. Кроме того, что величина дрейфовой скорости заметно уменьшилась, ее падение с ростом электрического поля начинается уже с полей около 500 В/см.

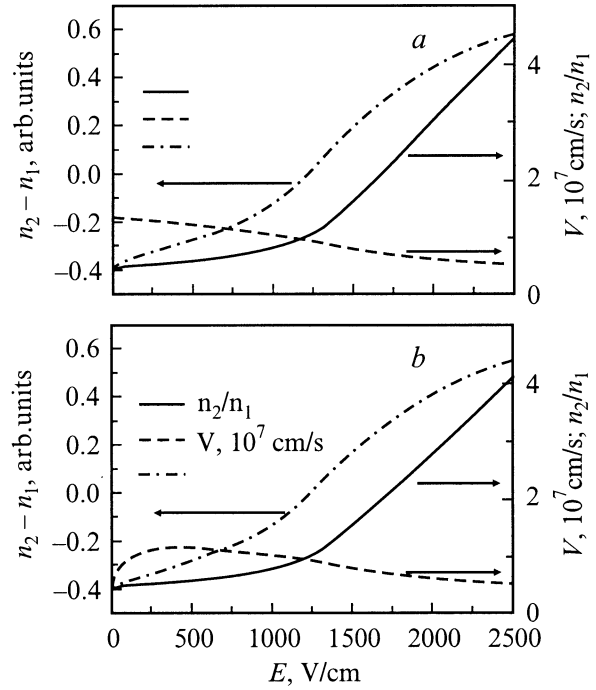


Рис. 5. Зависимости отношения n_2/n_1 (1) и разности концентраций $n_2 - n_1$ (2) электронов на второй и первой подзонах и средней дрейфовой скорости электронов V (3) в рассматриваемой структуре от величины электрического поля E для температуры 4.2 К (а) и 77 К (б), вычисленные методом Монте-Карло.

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:

$$\beta = \alpha \frac{4\pi |z_{12}|^2 (n_2 - n_1) \omega \tau}{\sqrt{\epsilon_0} L_z}, \quad (13)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, z_{12} — матричный элемент оператора \mathbf{z} , τ — время, характеризующее спектральную ширину перехода между второй и первой подзонами (время релаксации фазы), L_z — характерный размер локализации волны в \mathbf{z} -направлении. Если система периодична в z -направлении, т.е. содержит много троек туннельно-связанных ям, тогда в качестве L_z можно принять период. Если $\omega\tau \approx 10$, $\epsilon_0 \approx 13$, $(n_2 - n_1) \approx 10^{11}$ см $^{-2}$, $L_z \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см (имеется в виду периодическая система) и $z_{12} \approx 2.9 \cdot 10^{-8}$ см (что соответствует нашей системе), тогда из (12) получаем $\beta \approx 4.3$ см $^{-1}$. Отметим, что величина решеточного поглощения в GaAs для излучения с длиной волны 150 микрон составляет менее 1 см $^{-1}$ [11] при $T = 4.2$ К.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Андронову за многочисленные полезные обсуждения, способствовавшие написанию этой работы.

Работа частично финансировалась грантами РФФИ № 99-02-17873, № 00-02-16159, МНТП ФТНС № 98-1098, ГНТП „Фундаментальная спектроскопия“ № 8/02.08, „Физика микроволн“ (3.17) и ИНТАС (99-0996).

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivko, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 533 (1994).
- [2] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3619 (1997).
- [3] A. Andronov, E. Gornik. *Optical and Quant. Electron.*, **23**, N 2 (1991).
- [4] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, Ф.А. Смирнов. *ЖЭТФ*, **74**, 404 (1992).
- [5] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Одноблудов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясневич. *ЖЭТФ*, **115**, 89 (1999).
- [6] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, N.A. Bekin, V.I. Gavrilenko, A.V. Muraviev, S.G. Pavlov, D.G. Revin, V.N. Shastin, I.G. Malkina, E.A. Uskova, B.N. Zvonkov. *Phys. Sol. (b)*, **204**, 563 (1997).
- [7] В.Я. Аleshкин, А.А. Андронов. *Письма ЖЭТФ*, **68**, 73 (1998).
- [8] E.H. Li. *Physica*, **E5**, 215 (2000).
- [9] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [10] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985) гл. 4, с. 138.
- [11] P.D. Coleman, G. Sherman, D. Parsons, D. Akitt. *Proc. Symp. on Submillimeter Waves* (N. Y. 1970) p. 694.

Редактор Л.В. Беляков

Subband population inversion under lateral transport in tunnel-coupled quantum wells

V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov

Institute for Physics of Microstructures RAS,
603600 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract A laser scheme for generation of far infrared radiation ($\lambda \sim 150 \mu\text{m}$) is proposed. The population inversion of subbands can be provided by lateral electron transport in a triple tunnel-coupled quantum well under high electric field. Of importance is the fact that the structure proposed contains a single rough heterointerface. The Monte-Karlo simulation of the electron transport in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.2, 0.3$) triple tunnel-coupled quantum well heterostructure has shown a population inversion between the first and second subbands that appears when the applied field exceeds 1.2 kV/cm both at $T = 4.2 \text{ K}$ and 300 K.