

ГИГАНТСКАЯ ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПА GaAs/AlAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

В.Я.Алешкин¹⁾, А.А.Андронов

Институт физики микроструктур РАН, 603600 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 28 мая 1998 г.

Рассмотрен разогрев электронов в гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ($x > 0.42$) в латеральном (направленном вдоль гетерограниц) электрическом поле. Предсказано появление инверсии населенности подзон размерного квантования Γ -долины GaAs и гигантской инверсии населенности между состояниями X-долин $Al_xGa_{1-x}As$ и Γ -долин GaAs. Обсуждается возможность использования этих инверсий для осуществления стимулированного ИК излучения.

PACS: 73.50.Fq

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами предоставляют замечательные возможности для создания на их основе нового поколения лазеров, работающих на внутризонных переходах в среднем и дальнем ИК диапазоне. Уже созданы "каскадный" [1] и "фонтанный" [2] лазеры. В настоящей работе обсуждается новая схема возникновения инверсии населенности электронов и стимулированного ИК излучения в полупроводниковой гетероструктуре типа GaAs/AlAs, выращенной на плоскости (001). В таких гетероструктурах слои GaAs являются потенциальными ямами для электронов Γ -долин, а слои AlAs – ямами для электронов X-долин [3] (см. рис.1). Причем, дно зоны проводимости в слоях GaAs образовано состояниями Γ -долин, а в слоях AlAs – состояниями X-долин. В основе предлагаемого нами метода создания инверсии населенности лежат три особенности электронного транспорта. Во-первых, быстрый рост вероятности перехода электрона между слоями GaAs и AlAs с увеличением энергии электрона. Во-вторых, значительное превышение электронной температуры в Γ -долине над температурой в X-долинах в сильных электрических полях. В-третьих, подавление возврата электронов из X-долины AlAs в нижнюю подзону Γ -долины GaAs. Эти особенности приводят к гигантскому накоплению горячих электронов в X-долинах AlAs, превышающее аналогичное накопление в условиях эффекта Ганна в объемном GaAs более чем на порядок в близких электрических полях. Указанное накопление приводит к инверсии населенности как между подзонами Γ -долин GaAs, так и к гигантской инверсии населенностей между Γ - и X-долинами в достаточно сильных электрических полях E . Сильное накопление горячих электронов в X-долинах подобных гетероструктур отмечалось ранее в связи с анализом пространственного переноса горячих электронов [4] (см. также [5]).

В рассматриваемых гетероструктурах имеется замешивание (взаимодействие) состояний Γ - и X- долин на гетерогранице (см., например, [6, 7]). Это замешивание дает дополнительный канал перехода электронов между X- и Γ -долинами, а также снимает запрет на излучательные переходы между состояниями долин. Поэтому

¹⁾ e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

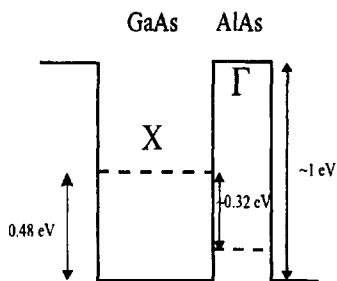


Рис.1. Положение краев Γ - и X-долин в гетероструктуре GaAs/AlAs

инверсию населенности электронов между X- и Γ -долинами как и, конечно, между подзонами Γ -долины можно использовать для усиления ИК излучения.

В качестве примера рассмотрим гетероструктуру $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{GaAs}$ с толщиной слоев твердого раствора 35, а GaAs – 75 Å. В результате размерного квантования и деформации слоев $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ X-долины разделяются на две группы: X_Z -долины и $X_{X,Y}$ -долины. X_Z -долины – это X-долины объемного материала, минимум которых смещен от центра зоны Бриллюэна в направлении роста, минимумы же $X_{X,Y}$ -долин смещены в направлениях, лежащих в плоскости роста. Состояния только X_Z -долин замешиваются с состояниями Γ -долин на гетерогранице.

Строго говоря, рассматриваемая структура является сверхрешеткой. Однако подбарьерные состояния можно рассматривать как дискретные, поскольку величины ширины соответствующих разрешенных зон сверхрешетки не превышают нескольких мэВ. Надбарьерные состояния мы приблизительно будем рассматривать как трехмерные.

Для обмена электронами между слоями GaAs и $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ важны надбарьерные состояния X-долин и все подзоны размерного квантования, имеющие состояния с энергиями ниже, чем дно X-долин в GaAs. Рассчитанные в модели Кейна положения краев таких подзон размерного квантования Γ , L, X-долин, рассматриваемой гетероструктуры, показаны на рис.2. Из рис.2 видно, что в слоях GaAs ниже X-долины имеется пять подзон: три Γ -подзоны и две четырехкратно вырожденные L-подзоны. В слоях $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ имеется шесть подзон: четыре X_Z -подзоны и две двухкратно вырожденные $X_{X,Y}$ -подзоны. Для увеличения вероятности излучательного $X_Z - \Gamma$ -перехода и для осуществления инверсии между Γ -подзонами в GaAs, параметры структуры подбирались так: во-первых, нижней подзоной в $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ оказалась X_Z -подзона; во-вторых, недалеко от дна эта подзона пересекалась со второй Γ -подзоной.

Подвижность электронов в X-долинах существенно ниже, чем в Γ -долине, поскольку эффективная масса электронов в X-долинах больше, чем в Γ -долине, к тому же в X-долинах имеется сильный дополнительный механизм рассеяния электронов – междолинное рассеяние. Поэтому в сильных полях средняя кинетическая энергия электронов (эффективная электронная температура) Γ -долины значительно превосходит таковую в X-долинах [8].

Рассмотрим теперь переходы электронов из состояний локализованных в GaAs, в состояния локализованные в $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$. Имеется четыре основных механизма таких переходов. Во-первых, электрон, обладающий достаточной энергией, может

совершить прямой переход из Γ -долины в одну из X_Z -подзон через гетерограницу [3, 4] из-за замешивания состояний этих долин. Во-вторых, электрон может перейти из Γ -подзоны в одну из X -подзон испустив междолинный фонон. В-третьих, электрон из Γ -подзоны может рассеяться в одну из L -подзон [4, 7], а затем из нее рассеяться в X -подзоны. В этом случае все рассеяния идут с испусканием междолинных фононов. Наконец, в-четвертых, электрон, испустив междолинный фонон, может попасть в надбарьерные состояния X -долин [8] (трехмерные) и оттуда рассеяться в состояния X -долин локализованные в $Al_{0.85}Ga_{0.15}As$.

Вероятности переходов с испусканием междолинных фононов между состояниями i - и j -подзон можно записать в виде (непараболичность зон не учитывалась):

$$\nu_{i,j} = \frac{D_{i,j}^2 m_j}{2\rho\hbar^2\omega_0} I^2, \quad I^2 = \int dz |\Psi_i|^2 |\Psi_j|^2, \quad (1)$$

где $D_{i,j}$ – постоянная междолинной связи i - и j -долин, m_j – эффективная масса плотности состояний в j -долине, ρ – плотность GaAs, ω_0 – частота междолинного фонона, $\Psi_{i,j}$ – волновые функции, I^2 – интеграл перекрытия, ось z соответствует направлению роста. Если состояния i и j локализованы в разных слоях, то интегралы перекрытия малы ($I^2 \sim 10^{-2}$) и увеличиваются с ростом номеров подзон.

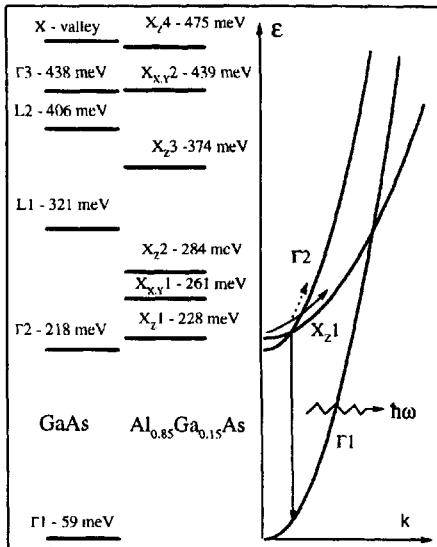


Рис.2. Положение краев подзон размерного квантования в гетероструктуре GaAs – 76 Å, $Al_{0.85}Ga_{0.15}As$ – 35 Å. За начало отсчета энергии выбрано положение дна Γ -долины в GaAs. В правой части рисунка приведены зависимости от волнового вектора энергии электрона в Γ_1 -, Γ_2 - и X_{Z1} -подзонах и оптический переход. Там же схематически показан прямой переход из X_{Z1} -подзоны в Γ_2 -подзону (пунктирная стрелка)

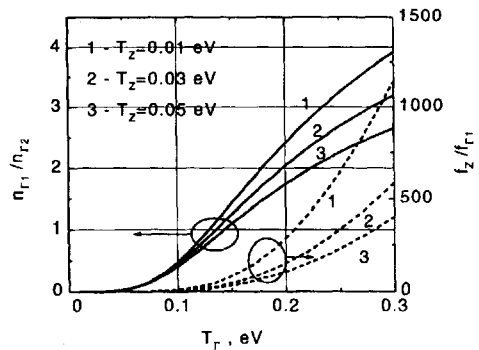


Рис.3. Зависимости отношения концентраций во второй и первой подзонах размерного квантования от величины электронной температуры в Γ -долине (сплошные кривые). Пунктиром показаны зависимости отношения вероятностей заполнения дна первых X_Z - и Γ -подзон

Прямые переходы происходят в местах пересечения подзон размерного квантования Γ - и X_Z -долин в импульсном пространстве (см. рис.2). На вероятность этих

переходов существенно влияет величина электрического поля, стремящегося "проташить" электроны через точки пересечения с сохранением подзоны. Если вероятность прямого перехода из i Γ -подзоны в j X_Z -подзону невелика, то ее можно найти по теории возмущений:

$$D_{i,j}(k_{\perp}) = \frac{2\pi V^2}{\hbar^2 e E k_{\parallel}(k_{\perp})} \frac{m_t - m_{\Gamma}}{m_t m_{\Gamma}}, \quad V = \alpha |\Psi_{\Gamma i}(0) \Psi_{Z j}(0)|, \quad (2)$$

где k_{\parallel} – величина компоненты волнового вектора вдоль электрического поля, соответствующего точке пересечения подзон, k_{\perp} – компонента волнового вектора, перпендикулярная электрическому полю, m_t – поперечная электронная масса в X -долине, m_{Γ} – масса электрона в Γ -долине, V – эффективная энергия взаимодействия подзон, $\alpha = 0.155 \text{ эВ \AA}$ – постоянная взаимодействия X - и Γ -долин на гетерогранице [3], $\Psi_{\Gamma i}(0)$, $\Psi_{Z j}(0)$ – значения волновых функций подзон на гетерогранице. В полях несколько киловольт на сантиметр вероятность прямого перехода порядка 10^{-2} . Если считать функцию распределения электронов в i -подзоне на линии пересечения постоянной и равной f , то соответствующий поток из i -подзоны в подзону j не зависит от величины электрического поля:

$$J_d = \frac{2V^2}{\hbar^3} \frac{(m_t - m_{\Gamma})f}{m_t m_{\Gamma}}. \quad (3)$$

Возврат электронов из $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ в GaAs в основном происходит в Γ_2 -подзону (испускание междолинного фонона и прямой переход) и в Γ_1 -подзону (испускание междолинного фонона). Переход с испусканием междолинного фонона в Γ_1 -подзону подавлен по сравнению с переходом в Γ_2 -подзону из-за меньшего интеграла перекрытия, а прямые переходы в Γ_1 -подзону маловероятны, так как место пересечения первых Γ - и X_Z -подзон располагается достаточно высоко от дна первой X_Z -подзоны и электроны там просто отсутствуют. В результате основной возврат электронов идет в Γ_2 -подзону.

При высоких электронных температурах в Γ -долине вероятность ухода электрона из GaAs выше, чем прихода. Действительно, электроны с высокой кинетической энергией имеют большую вероятность рассеяться как в надбарьерные состояния X -долин, так и в верхние X -подзоны из-за больших интегралов перекрытия. Вероятность прямых переходов в верхние X_Z -подзоны также выше из-за увеличения эффективной энергии взаимодействия X - и Γ -долин. Напротив, возврат электронов в GaAs через надбарьерные состояния X -долин фактически невозможен из-за небольшой температуры электронов в $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$. Это и приводит к накоплению электронов на первой X_Z -подзоне в $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$. Подчеркнем, что вероятность прихода электронов в Γ_2 -подзону выше, чем в Γ_1 . В этом состоит причина инверсии населенностей Γ_1 - и Γ_2 -подзон.

На рис.3 показаны рассчитанные отношения концентраций электронов в Γ_2 - и Γ_1 -подзонах в зависимости от электронной температуры в Γ -долине при трех значениях электронной температуры в X_Z -долине. Там же приведено отношение вероятностей заполнения нижних состояний в первой X_Z - и Γ_1 -подзонах. При расчете функции распределения в Γ -и X -подзонах полагались максвелловскими с соответствующими температурами, а параметры материалов брались из [3, 8]. Из рис.3 видно, что инверсия населенностей реализуется в широком интервале электронных температур.

Большие ("гигантские") значения отношения вероятностей заполнения краев первых X_2 - и Γ_1 -подзон означают, что в достаточно сильных полях почти все электроны находятся в слоях $Al_{0.85}Ga_{0.15}As$ [4].

Что касается зависимости электронных температур от электрического поля, мы можем отметить следующее. В полях ~ 3 кВ/см в GaAs наблюдается резкое увеличение электронной температуры в Γ -долине, связанное с убеганием электронов [3] и в поле 4 кВ/см $T_\Gamma \sim 0.1$ эВ [8]. Мы полагаем, что нет оснований считать, что условие убегания в рассматриваемой гетероструктуре должно существенно отличаться от такового для объемного GaAs. Таким образом, инверсии населенностей должна возникать в полях больших, 3 – 4 кВ/см. Поскольку подавляющая часть электронов находится при этом в X-долинах $Al_{0.85}Ga_{0.15}As$, доменная (ганновская) неустойчивость должна отсутствовать.

Как уже отмечалось выше, вклад в усиление ИК излучения дают электронные переходы как между Γ_1 - и Γ_2 -подзонами так и между Γ_1 - и нижней X_2 1-подзонами. Оценки коэффициента усиления для структуры, с уровнем легирования $\sim 10^{11}$ см $^{-2}$ на период, дают величину $\sim 10^2$ см $^{-1}$ для длины волны 8 мкм, что указывает на реальную возможность реализации нового семейства лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов на внутризонных переходах в гетероструктурах. Изменение длины волны излучения в таких лазерах может быть осуществлено с использованием гетероструктур $Al_yGa_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$ ($y < 0.45$, $x > 0.45$).

Авторы выражают благодарность Ю.В.Дубровскому и Е.В.Демидову за полезные дискуссии и информацию. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 97-02-16926) и научной программы "Физика микроволн" (грант 3.17), МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (грант 98-1098).

-
1. J.Faist, F.Capasso, D.L.Sivko et al., Science **264**, 553 (1994).
 2. O.Gauthier-Lafaye, P.Boucaud, F.H.Julien et al., Appl. Phys. Lett. **71**, 3619 (1997).
 3. S.Adachi, J.Appl. Phys. **58**, R1 (1985).
 4. Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, В.М.Иващенко, ФТП **24**, 1087 (1990).
 5. Z.S.Gribnikov, K.Hess, and G.A.Kosinovsky, J. Appl. Phys. **77**, 1337 (1995).
 6. Y.Garbonneau, J.Beerens, L.A.Cury et al., Appl. Phys. Lett. **62**, 1955 (1993).
 7. J.J.Finley, R.J.Teissier, J.W.Cockburn et al., Phys. Stat. Sol. (b) **204**, 215 (1997).
 8. М.Шур, *Современные приборы на основе арсенида галлия*, М.: Мир, 1991.