

# Терагерцовая электролюминесценция за счет пространственно непрямых межподзонных переходов в квантово-каскадной структуре GaAs/AlGaAs

© Г.Ф. Глинский<sup>\*†</sup>, А.В. Андрианов, О.М. Сресели<sup>†</sup>, Н.Н. Зиновьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 февраля 2005 г. Принята к печати 16 февраля 2005 г.)

Изучена терагерцовая электролюминесценция квантовой каскадной структуры GaAs/GaAlAs в диапазоне  $\sim 33\text{--}60\text{ см}^{-1}$  ( $1\text{--}1.8\text{ ТГц}$ ) и проведены теоретические расчеты энергетической диаграммы уровней в такой структуре. Рассмотрены наиболее вероятные переходы в системе и изучена зависимость их от приложенного электрического поля.

Проведенный анализ позволил отнести наблюдаемую линию терагерцового излучения к пространственно непрямым переходам электронов между локализованными в соседних квантовых ямах состояниями, которым соответствуют минимумы подзон размерного квантования. Результаты численного моделирования хорошо описывают спектральное положение линии электролюминесценции и сдвиг линии с увеличением напряжения смещения на квантово-каскадной структуре.

## 1. Введение

Электромагнитные волны терагерцового (или дальнего инфракрасного) диапазона в настоящее время интенсивно исследуются в связи с перспективами их широкого применения в различных областях науки и техники: в томографических системах, интроскопии, микроскопии, сканирующих системах изображения в медицине, биологии, средствах связи и контроля. Отсутствие компактных и широкополосных источников терагерцового (ТГц) излучения ( $0.1\text{--}10\text{ ТГц}$ ) стимулировало исследования в области создания излучателей на основе квантово-каскадных структур (ККС) с электронной монополярной инжекцией и межподзонными излучательными переходами, энергия которых меньше энергии продольного оптического фонона ( $36\text{ мэВ}$  для GaAs). При этом используются как структуры с диагональными (межъямными) переходами, так и с вертикальными переходами между уровнями (или минизонами) одной ямы [1–3].

Вертикальные переходы характеризуются большим дипольным моментом и, следовательно, высоким темпом излучательных переходов. Однако сильное пространственное перекрытие волновых функций начальных и конечных состояний приводит также и к высокой скорости безызлучательных переходов за счет эмиссии фононов. В случае же непрямых переходов обе скорости становятся ниже. Методы „зонной инженерии“ позволяют управлять как положением энергетических уровней, так и вероятностью прямых и непрямых излучательных переходов в квантово-каскадных структурах. В таких структурах не исключены ситуации, когда при непрямых переходах вероятность излучательных процессов окажется выше вероятности безызлучательных процессов. Этот

вопрос требует детального теоретического и экспериментального исследования. Помимо этого, в структурах с диагональными излучательными переходами имеется возможность перестраивать длину волны излучения в зависимости от приложенного электрического поля. Все это обуславливает интерес к данной проблеме.

В работе [4] проведено экспериментальное сравнение двух близких по строению и конструкции ККС — с диагональными и с вертикальными переходами. Как и ожидалось, линии терагерцового излучения в ККС с диагональными переходами характеризуются значительным штарковским сдвигом. Кроме того, спонтанное излучение возникает при меньших плотностях тока, чем в случае ККС с вертикальными переходами. Сделан вывод об уменьшении нерадиационного рассеяния при пространственном разделении рабочих уровней ККС.

В настоящей работе исследована квантово-каскадная структура GaAs/GaAlAs с достаточно тонкими барьерами (порядка нескольких десятков ангстрем) между квантовыми ямами и соседними периодами структуры, обеспечивающими высокую вероятность диагональных излучательных переходов. Проведено сравнение экспериментальных спектров спонтанного ТГц-излучения в ККС GaAs/GaAlAs с теоретическим расчетом энергетической диаграммы уровней в такой структуре. Теоретически рассмотрены наиболее вероятные переходы в системе и зависимость их от приложенного электрического поля.

## 2. Методика эксперимента и экспериментальные результаты

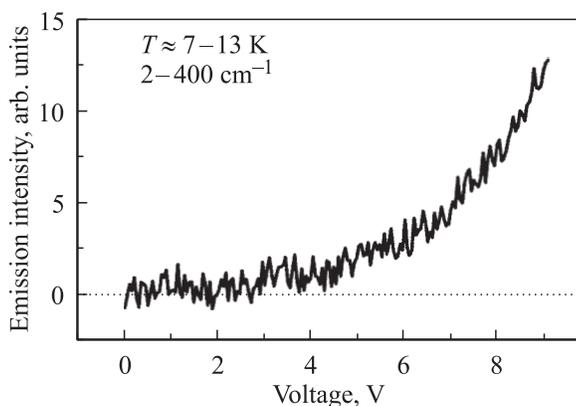
Использованные в настоящей работе структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в центре MBE EPSRC Университета Шеффилда (Велико-

<sup>†</sup> E-mail: Olga.Sreseli@mail.ioffe.ru

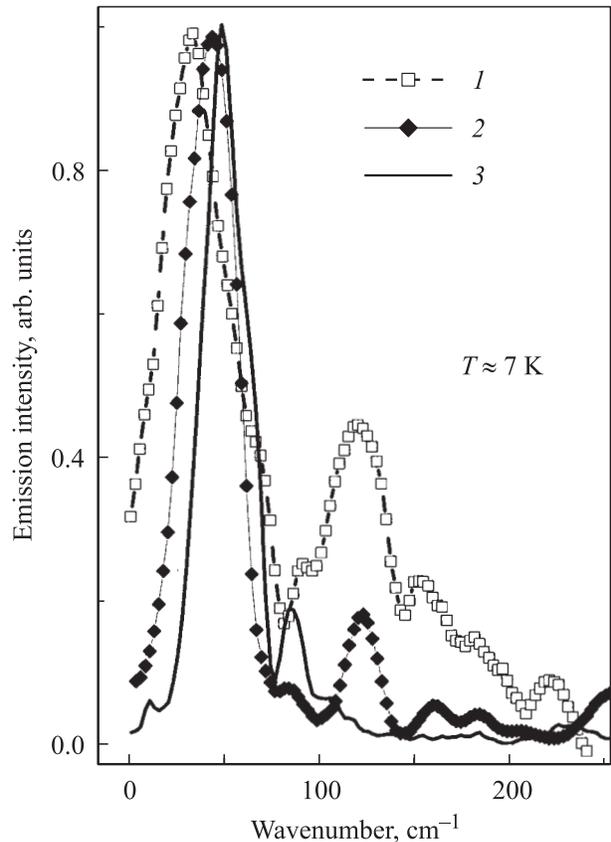
<sup>††</sup> E-mail: GFGlinski@mail.eltech.ru

британия). Структура состоит из 40 периодов, каждый из которых содержит четыре GaAs квантовые ямы (КЯ), разделенные  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  туннельными барьерами (Б). Ширины ям и барьеров следующие: 280 Å — КЯ, 25 Å — Б, 180 Å — КЯ, 40 Å — Б, 160 Å — КЯ, 25 Å — Б, 150 Å — КЯ, 40 Å — Б, далее структура повторяется. С обеих сторон структура заканчивается контактными слоями  $n^+$ -GaAs ( $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщины верхнего и нижнего слоя 2 и 0.1 мкм соответственно), а также буферными слоями („spacer layers“) нелегированного GaAs толщиной по 100 нм каждый, которые совместно с  $n^+$ -GaAs обеспечивают двумерные (2D) инжекционные контакты. МВЕ пластины были нарезаны на образцы размером  $3 \times 3$  мм, на которых затем был сформирован ряд независимых меза-структур, имеющих диаметры от 200 до 400 мкм. Для вывода ТГц-излучения по нормали к поверхности структур на верхний контактный слой меза-структур была нанесена решетка связи из сплава Cr/Au с периодом 20 мкм, преобразующая моды излучения в ККС в моду с направлением волнового вектора, нормальным к плоскости квантовых ям.

Исследуемые образцы укреплялись на хладопроводе гелиевого оптического криостата с окнами из материала TPX. На образцы подавалось положительное смещение (положительный потенциал источника соединялся с верхним контактным слоем) в виде прямоугольных импульсов частотой 500 кГц (скважность 2), модулированных прямоугольными импульсами низкой частоты (80 Гц, скважность 2, коэффициент модуляции 1). Электролюминесценция регистрировалась с помощью фурье-спектрометра на область  $5\text{--}400 \text{ см}^{-1}$ , построенного на базе прибора Grubbs-Parsons. Детектором ТГц-излучения служил охлаждаемый жидким гелием кремниевый болометр (QMS Si-detector). Сигнал детектора измерялся с помощью резонансного усилителя с синхронным детектором. Управление шаговым двигателем, перемещающим подвиж-



**Рис. 1.** Зависимость интегрального сигнала ТГц-электролюминесценции в полосе  $5\text{--}325 \text{ см}^{-1}$  ( $0.15\text{--}9.75$  ТГц) в квантово-каскадной структуре GaAlAs/GaAs от напряжения смещения  $U$ .



**Рис. 2.** Спектры ТГц-электролюминесценции в квантово-каскадной структуре GaAlAs/GaAs при разных напряжениях смещения  $U$ , В: 1 — 4, 2 — 4.5, 3 — 5.5.

ное зеркало фурье-спектрометра, измерение сигнала синхронного детектора, управление амплитудой импульсов электрического смещения на структурах, а также быстрое фурье-преобразование интерферограмм осуществлялось с помощью персонального компьютера. Спектры излучения измерялись с разрешением  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ .

В исследованных квантово-каскадных структурах при низких температурах (6–9 К) была получена электролюминесценция в ТГц области спектра [5]. Интенсивность ТГц излучения резко возрастает с ростом приложенного напряжения (рис. 1). Спектры терагерцового излучения при нескольких напряжениях смещения представлены на рис. 2. Видно, что в спектре электролюминесценции доминирует широкая линия излучения (полушириной порядка  $30 \text{ см}^{-1}$ ), максимум которой смещается в высокочастотную область с ростом приложенного напряжения. В интервале напряжений от 4 до  $\sim 7$  В максимум спектра излучения находится в области  $33.7\text{--}59.4 \text{ см}^{-1}$  ( $4.14\text{--}7.37$  мЭВ или  $1.0\text{--}1.78$  ТГц), а сдвиг максимума в высокочастотную область с ростом напряжения происходит по закону, близкому к линейному со скоростью нарастания частоты максимума  $\sim 8.9 \text{ см}^{-1}/\text{В}$ .

### 3. Результаты теоретических расчетов и обсуждение результатов эксперимента

Энергетический спектр и волновые функции электронов в квантово-каскадной структуре определялись в приближении эффективной массы из решения одномерного ( $k_x = k_y = 0$ ) уравнения Шредингера для модельной структуры, содержащей бесконечное число периодов:

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + V(z) \right] \Psi(z) = E \Psi(z),$$

где  $V(z)$  — периодическая потенциальная энергия,  $m(z)$  — переменная эффективная масса, изменяющаяся скачком на гетерогранице. Решение, удовлетворяющее бловховским периодическим граничным условиям:

$$\Psi_K(z + D) = \exp(iKD) \Psi_K(z),$$

где  $D$  — период структуры (900 Å),  $K$  — волновой вектор электрона в направлении оси  $z$  ( $-\pi/D \leq K \leq \pi/D$ ), искалось в виде следующего разложения:

$$\Psi_K(z) = \exp(iKz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m(K) \exp\left(i \frac{2\pi}{D} mz\right).$$

В рассматриваемом базисе задача сводилась к поиску собственных чисел и собственных столбцов матрицы гамильтониана, параметрически зависящей от  $K$ ,

$$\sum_n H_{mn}(K) A_n(K) = E(K) A_m(K).$$

Эта процедура была реализована численно на персональном компьютере. Размерность матрицы гамильтониана  $300 \times 300$  позволила обеспечить точность в определении собственных энергий и волновых функций не хуже 0.01% для 13 нижних подзон размерного квантования. Исходные параметры твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , используемые в расчете, приведены в таблице.

На рис. 3 показаны результаты расчета энергетического спектра электронов при нулевом смещении для квантово-каскадной структуры  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ , параметры которой приведены в предыдущем разделе, для 13 состояний, расположенных ниже барьеров (энергии отсчитываются от дна зоны проводимости в барьере). Как показал расчет, ширина подзон размерного квантования для пяти нижних уровней мала по сравнению с расстояниями между ними и не превышает 0.1 мэВ,

Параметры твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [6,7]

$E_g^\Gamma(x)$	$1.5194 + 1.360x + 220x^2$ (эВ)
$m_e^\Gamma/m_0$	$0.0665 + 0.0835x$
$\Delta E_v/\Delta E_c^\Gamma$	33/67
$\Delta E_c^\Gamma(x=0.15)$	0.140 (эВ)

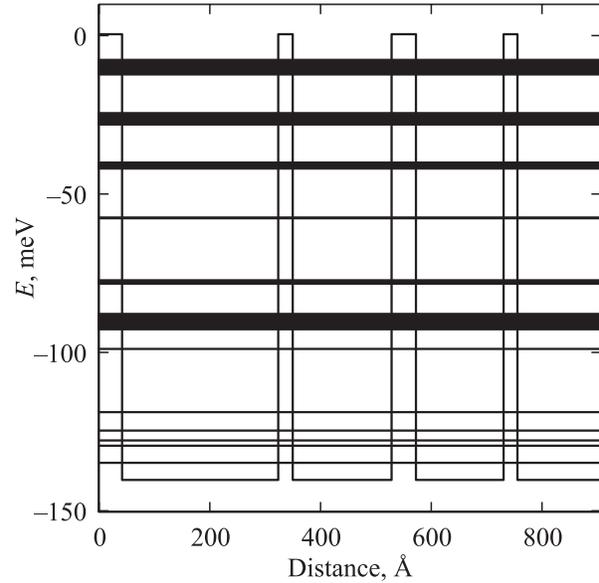


Рис. 3. Потенциальный профиль и энергетический спектр ККС при нулевом смещении.

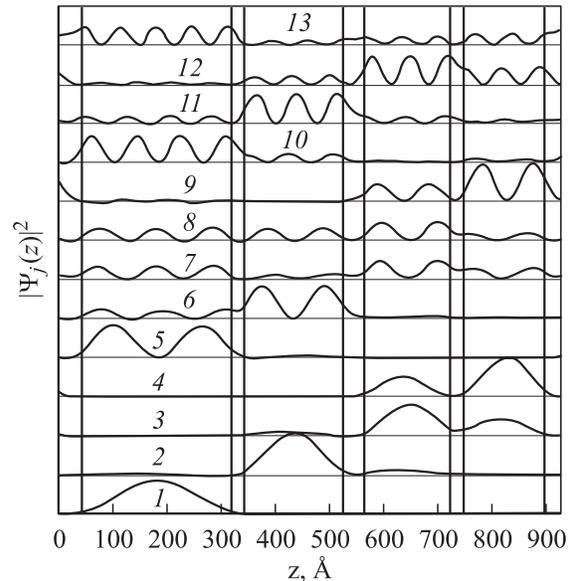
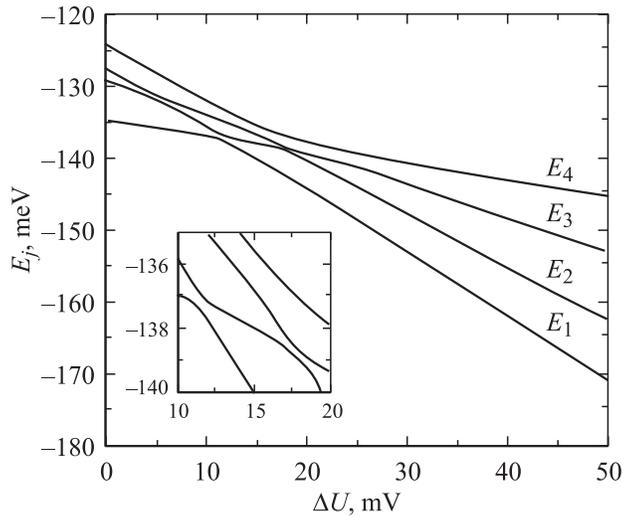
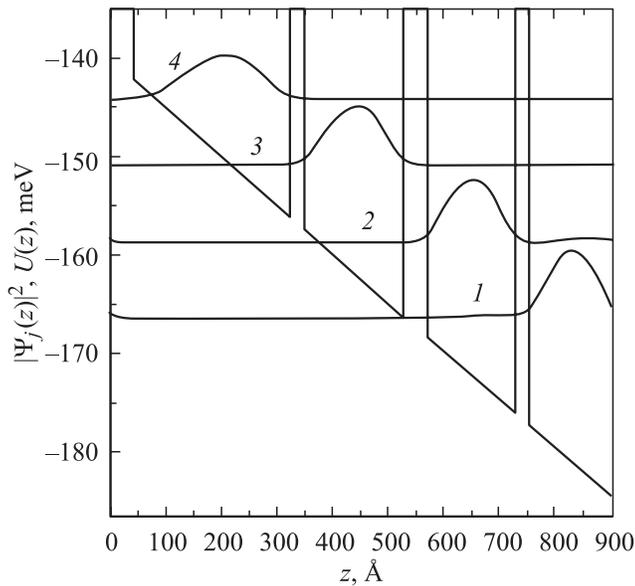


Рис. 4. Волновые функции 13 нижних состояний в пределах одного периода ККС. Для удобства волновые функции сдвинуты относительно друг друга по оси ординат.

что соответствует практически дискретным уровням энергии. На рис. 4 представлены зависимости квадратов модулей волновых функций  $|\Psi_i(z)|^2$  от координаты в пределах одного периода квантово-каскадной структуры для 13 нижних состояний ( $K = 0$ ). Наблюдается определенная корреляция между степенью локализации волновых функций электрона на периоде ККС и шириной соответствующих подзон размерного квантования. Так, например, пяти нижним уровням соответствуют состояния электрона, локализованные в одной или двух



**Рис. 5.** Расчетная зависимость положения четырех нижних уровней от напряжения  $\Delta U$  на одном периоде квантово-каскадной структуры.



**Рис. 6.** Уровни энергии и волновые функции четырех нижних состояний при напряжении смещения  $\Delta U = 45$  мВ. Для наглядности представления, начала отсчета волновых функций электронов выбраны совпадающими с соответствующими им уровнями энергии.

квантовых ямах. В то же время остальные состояния за счет эффектов туннелирования расщеплены в подзоны.

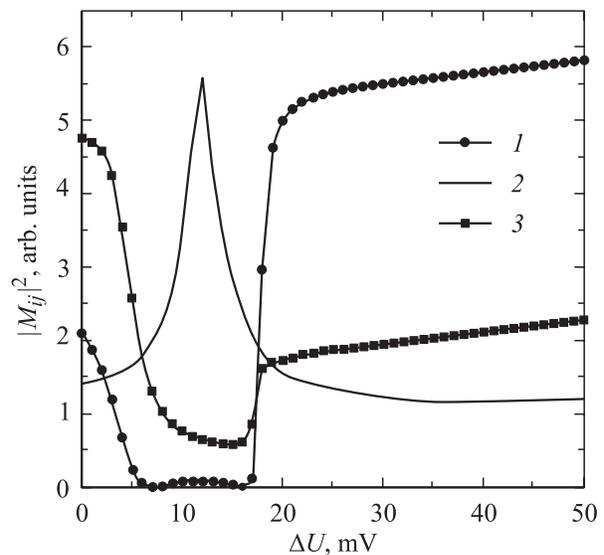
Под действием внешнего электрического поля, прикладываемого к ККС, электроны будут перемещаться в направлении оси  $z$ , испуская при этом ТГц-излучение в результате радиационных переходов на более низкие энергетические уровни. Если предположить, что длина когерентного распространения электронов не превосходит размер одного периода структуры (900 Å), то можно ограничиться анализом одного периода ККС во

внешнем поле. С этой целью были выполнены расчеты для модельной структуры, состоящей из одного периода ККС (четыре квантовые ямы) во внешнем однородном поле, направленном вдоль оси  $z$ , с периодическим продолжением данного потенциала. На рис. 5 показана рассчитанная нами зависимость положения этих уровней от напряжения  $\Delta U$ , приложенного к одному периоду структуры в предположении однородности поля. Как следует из рисунка, наряду со штарковским сдвигом уровней в область меньших энергий наблюдается существенная перестройка всего энергетического спектра, обусловленная смешиванием состояний в поле и эффектами антипересечения энергетических состояний. В качестве примера на рис. 6 приведены волновые функции и соответствующие им энергетические уровни четырех нижних состояний при  $\Delta U = 45$  мВ. Видно, что с точки зрения локализации волновых функций электрона последовательность энергетических уровней в поле противоположна той, которая наблюдается в несмещенной ККС (рис. 3).

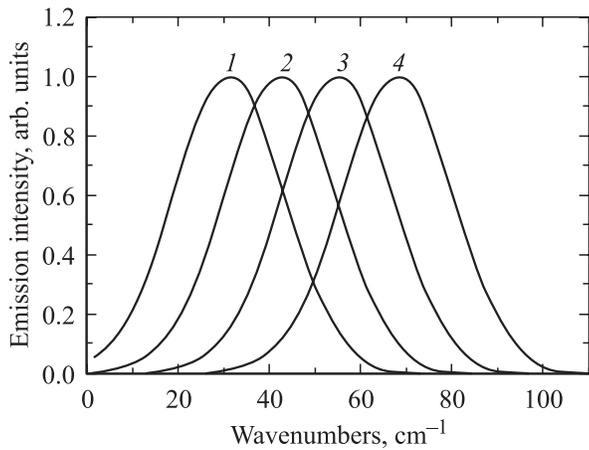
На основе полученных данных были рассчитаны матричные элементы для оптических переходов из состояния  $j$  в состояние  $i$  при  $K = 0$ ,

$$M_{ij} \propto \int_{-D/2}^{D/2} \Psi_i^*(z) \frac{\partial}{\partial z} \Psi_j(z) dz,$$

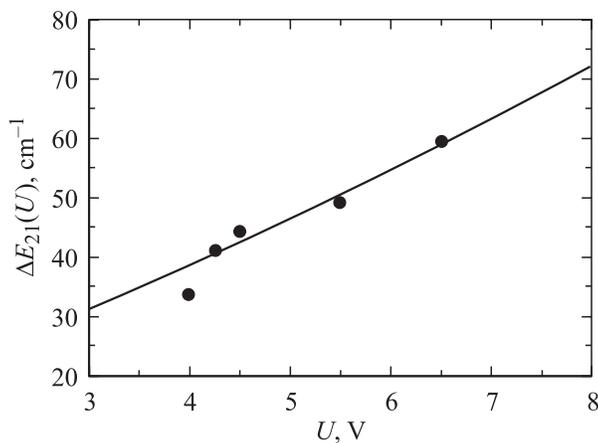
и зависимость квадратов их модулей, определяющих вероятность перехода, от прикладываемого напряжения. Соответствующие зависимости представлены на рис. 7. Из этих данных следует, что при напряжении  $\Delta U > 20$  мВ наиболее вероятными переходами с излучением фотонов являются пространственно не прямые переходы между основными состояниями в ямах,



**Рис. 7.** Зависимость квадратов матричных элементов оптических переходов от напряжения  $\Delta U$ : 1 —  $|M_{12}|^2$ , 2 —  $|M_{23}|^2$ , 3 —  $|M_{34}|^2$ .



**Рис. 8.** Расчетные спектры ТГ-электролюминесценции, обусловленной переходами  $E_2 \rightarrow E_1$ , при различных напряжениях на одном периоде квантово-каскадной структуры  $\Delta U$ , мВ: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 50.



**Рис. 9.** Сравнение расчетных данных для энергии оптического перехода  $\Delta E_{21}$  с экспериментальным значением положения максимума линии ТГ-электролюминесценции в квантово-каскадной структуре GaAlAs/GaAs при различных значениях напряжения  $U$ , приложенного к исследуемому образцу. Точки — эксперимент, сплошная кривая — результат численного расчета энергии кванта ТГ-излучения при непрямых межподзонных переходах в ККС (см. текст).

имеющих ширину 160 и 150 Å, т.е. с уровня энергии  $E_2$  на уровень энергии  $E_1$  (рис. 5 и 6). Можно предположить, что такой переход является основным и формирует спектр излучения исследуемой структуры и терагерцовом диапазоне. С целью проверки этого предположения были рассчитаны зависимости положений линий люминесценции от поля для наиболее вероятных переходов  $E_4 \rightarrow E_3$ ,  $E_3 \rightarrow E_2$ ,  $E_2 \rightarrow E_1$ . Сравнение полученных данных с экспериментально наблюдаемым сдвигом линии люминесценции в поле однозначно указывает на то, что основной вклад в спектр излучения дают переходы  $E_2 \rightarrow E_1$ . Теоретически рассчитанные линии люминесценции для случая гауссова уширения

при нескольких значениях напряжения  $\Delta U$  показаны на рис. 8. Видно, что рассчитанное нами спектральное положение линий близко к экспериментально наблюдаемому (рис. 2).

На рис. 9 проведено сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей положений максимума линии люминесценции от приложенного к квантово-каскадной структуре напряжения  $U$ . Теоретические данные представлены с учетом того, что истинное поле в пределах одного периода отличается от среднего однородного поля. Для этой цели был введен коэффициент  $f$ , учитывающий различие между средним полем в образце  $E_{av} = U/L$  ( $L$  — полная длина структуры) и модельным полем в пределах одного периода структуры  $E_{mod} = \Delta U/D$ , а именно  $f = E_{av}/E_{mod}$ . Такое различие может быть обусловлено падением напряжения на контактах, буферных слоях а также эффектами экранирования поля в результате инжекции электронов из контактного слоя. Коэффициент  $f$  является подгоночным параметром. Введение такого рода коэффициента пропорциональности („electrostatic leverage factor“ в англоязычной литературе) обычно применяется при анализе характеристик вертикального транспорта в структурах с квантовыми ямами (см., например, [8–10]).

Наилучшее согласие расчета с экспериментом достигается при значении параметра  $f$ , равного 2.32. Как видно из рис. 9, при этом значении параметра  $f$  расчетная зависимость  $\Delta E_{21}(U)$  хорошо описывает сдвиг линии электролюминесценции с ростом напряжения на структуре.

Надо добавить, что использование зонных параметров твердого раствора  $Al_xGa_{1-x}As$ , взятых из других источников (например, [11,12]) и отличающихся от приведенных в таблице, приводит к некоторому изменению энергетического спектра энергии электронов, однако значения энергий межподзонных переходов при этом меняются не более чем на 5–6%.

Таким образом, полученные данные позволили объяснить энергетическое положение линии ТГ-электролюминесценции, идентифицировать оптические переходы в квантово-каскадной структуре как пространственно непрямые переходы электронов между локализованными в соседних квантовых ямах (160 и 150 Å) состояниями, которым соответствуют минимумы подзон размерного квантования. Кроме того, полученные результаты позволили объяснить сдвиг линии ТГ-излучения с ростом напряжения смещения на квантово-каскадной структуре.

Авторы выражают благодарность Р.А. Сурису за обсуждение результатов работы и полезную дискуссию.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17720 и 03-02-17512), программы „Низкоразмерные квантовые структуры“ президиума РАН, гранта президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-2223.2003.02, гранта МНТЦ-2206, гранта CRDF RP-2-2552-MO-03.

## Список литературы

- [1] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (1), 4 (1995).
- [2] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle, M. Ilegems. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3724 (1998).
- [3] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle. *Physica E*, **7**, 44 (2000).
- [4] J. Ulrich, R. Zobl, W. Schrenk, G. Strasser, K. Unterrainer, E. Gornik. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (13), 1928 (2000).
- [5] Н.Н. Зиновьев, А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, В.А. Петровский, Л.В. Беляков, О.М. Сресели, G. Hill, J.M. Chamberlain. *Письма ЖЭТФ*, **74**, 105 (2001).
- [6] S. Adachi. *GaAs and Related Materials* (World Scientific, Singapore–N.Y.–London–Hong Kong, 1994).
- [7] K. Chang. *Phys. Rev. B*, **61**, 4743 (2000).
- [8] J. Endicott, A. Patene, J. Ibanez, L. Eaves, M. Bissiri, M. Hopkins, R. Airey, G. Hill. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (12), 6802 (2003).
- [9] R.J.A. Hill, A. Patene, P.C. Main, L. Eaves, B. Gustafson, M. Henini, S. Tarucha, D.G. Austing. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3275 (2001).
- [10] B.R.A. Neves, T.J. Foster, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, D.J. Fisher, M.L. Lerch, A.D. Martin, C. Zhang. *Phys. Rev. B*, **54**, R11106 (1996).
- [11] F. Vouilloz, D.Y. Oberli, M.-A. Dupertuis, A. Gustafsson, F. Reinhardt, E. Kapon. *Phys. Rev. B*, **57**, 12 378 (1998).
- [12] F. Szmulowicz, G.J. Brown. *Phys. Rev. B*, **51**, 13 203 (1995).

*Редактор Л.В. Беляков*

## Terahertz electroluminescence due to spatially indirect intersubband transitions in GaAs/AlGaAs quantum cascade structure

*G.F. Glinskii\*, A.V. Andrianov, O.M. Sreseli, N.N. Zinov'ev*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,  
197376 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Terahertz electroluminescence in the range of  $\sim 33\text{--}60\text{ cm}^{-1}$  (1–1.8 THz) from a GaAs/GaAlAs quantum-cascade structure has been studied. Theoretical calculations of the energy diagram of the states in such structure are carried out. The most probable transitions in the system are found and their dependence on the applied electric field is considered.

The performed analysis allows us to attribute the observed terahertz emission line to the spatially indirect electron transitions between the states corresponded to minima of subbands of dimensional quantization and located in nearest quantum wells. Results of numerical modeling describe well the spectral position of the electroluminescence line and a shift of the line versus the bias voltage on the quantum-cascade structure.