

## Энергетический спектр и тепловые свойства терагерцового квантово-каскадного лазера на основе резонансно-фононного дизайна

© Р.А. Хабибуллин<sup>1</sup>, Н.В. Щаврук<sup>1</sup>, А.Н. Клочков<sup>1</sup>, И.А. Глинский<sup>1</sup>, Н.В. Зенченко<sup>1</sup>,  
Д.С. Пономарев<sup>1</sup>, П.П. Мальцев<sup>1</sup>, А.А. Зайцев<sup>2</sup>, Ф.И. Зубов<sup>3</sup>,  
А.Е. Жуков<sup>3,4</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>3,4</sup>, Ж.И. Алфёров<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,  
117105 Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „МИЭТ“,  
124498 Москва, Зеленоград, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет  
Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: khabibullin@isvch.ru

(Получена 26 сентября 2016 г. Принята к печати 3 октября 2016 г.)

Исследованы зависимости положения электронных уровней и силы осциллятора переходов от приложенного электрического поля для терагерцового квантово-каскадного лазера (ТГц ККЛ) с резонансно-фононным дизайном на основе каскада, состоящего из трех квантовых ям. Рассчитаны напряженности электрического поля для двух характерных состояний исследуемого терагерцового квантово-каскадного лазера: 1) протекание „паразитного“ тока по структуре, когда порог генерации еще не достигнут; 2) порог генерации достигнут. Проведено моделирование процессов теплопереноса в исследуемых терагерцовых квантово-каскадных лазерах для определения оптимальных режимов питания и охлаждения. Подобраны режимы термокомпрессионного соединения гребневого полоска лазера с проводящей подложкой  $n^+$ -GaAs на основе Au–Au для создания механически более прочного контакта с большей теплопроводностью.

DOI: 10.21883/FTP.2017.04.44349.8414

### 1. Введение

Современные терагерцовые квантово-каскадные лазеры (ТГц ККЛ) на основе AlGaAs/GaAs-гетероструктур работают в диапазоне 1.2–5.0 ТГц (без использования больших магнитных полей) в непрерывном режиме с выходной мощностью более 100 мВт [1] и в импульсном режиме с пиковой мощностью более 1 Вт [2]. Спектральная ширина генерации ТГц ККЛ с распределенной обратной связью составляет десятки кГц, что позволяет использовать ТГц ККЛ в качестве локального осциллятора для гетеродинного детектирования [3]. На основе микроэлектромеханической системы была достигнута перестройка частоты на 330 ГГц у ТГц ККЛ с центральной частотой 3.85 ТГц [4]. В работах [5,6] продемонстрированы ТГц ККЛ в режиме частотной гребенки со спектральной полосой более 1 ТГц, что позволяет разрабатывать ТГц спектрометры с большим отношением сигнал/шум. Таким образом, продемонстрированные параметры и режимы работы AlGaAs/GaAs ТГц ККЛ показывают перспективность данного компактного твердотельного ТГц источника по сравнению с твердотельными электронными приборами и оптической генерацией ТГц-излучения [7,8].

На сегодняшний день одной из главных проблем AlGaAs/GaAs ТГц ККЛ являются низкие рабочие

температуры [9–11]. С момента первой реализации ТГц ККЛ в 2002 г. до 2012 г. рабочая температура ТГц ККЛ была увеличена с 50 К [12] до 199.5 К [13]. Это было достигнуто за счет разработки новых схем работы ТГц ККЛ, применения двойного металлического (ДМ) волновода, использование диагональных излучательных переходов и оптимизации как технологии роста AlGaAs/GaAs-гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии, так и постростовой обработки данных гетероструктур. При этом стоит отметить, что на протяжении последних трех лет исследователям не удалось повысить рабочую температуру ТГц ККЛ до 220 К, при которой работают компактные термоэлектрические охладители, что сильно ограничивает ТГц ККЛ в качестве источника ТГц для массового использования.

Для AlGaAs/GaAs ТГц ККЛ существует диапазон частот 3–4 ТГц, в котором достигнуты максимальные рабочие температуры у лазеров с резонансно-фононным дизайном (РФД) на основе каскада, состоящего из трех квантовых ям (ЗКЯ). Наличие „оптимального“ диапазона частот связано со следующими факторами: при „высоких“ частотах (4–5 ТГц) „горячие“ электроны на верхнем лазерном уровне испускают продольные оптические фононы, что приводит к уменьшению инверсной населенности рабочих уровней; при „низких“ частотах

(1.2–3.0 ТГц) увеличивается перекрытие между нижним уровнем инжектора и верхним уровнем инжектора следующего каскада, что приводит к большому „паразитному“ току [10].

С целью повышения рабочей температуры ТГц ККЛ проводятся исследования его тепловых свойств с помощью моделирования тепловых процессов методом конечных элементов [14–16]. В работе [14] проведено тепловое моделирование ТГц ККЛ в зависимости от типа волновода и показано, что для улучшения отвода тепла от активной области ТГц ККЛ необходимо использовать ДМ волновод. В работах [15,16] было показано, что тепловые свойства ТГц ККЛ сильно зависят от качества термокомпрессионного соединения, а также от используемых металлов при формировании „нижней“ металлизации ДМ волновода.

В работе [17] были выращены многослойные AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с РФД на основе ЗКЯ, а в работе [18] был разработан способ постростовой обработки данных гетероструктур для изготовления ТГц ККЛ. Цель данной работы заключается в исследовании энергетического спектра и тепловых свойств изготовленных ТГц ККЛ для определения оптимальных режимов питания и охлаждения.

## 2. Энергетический спектр многослойных AlGaAs/GaAs-гетероструктур при приложении электрического поля

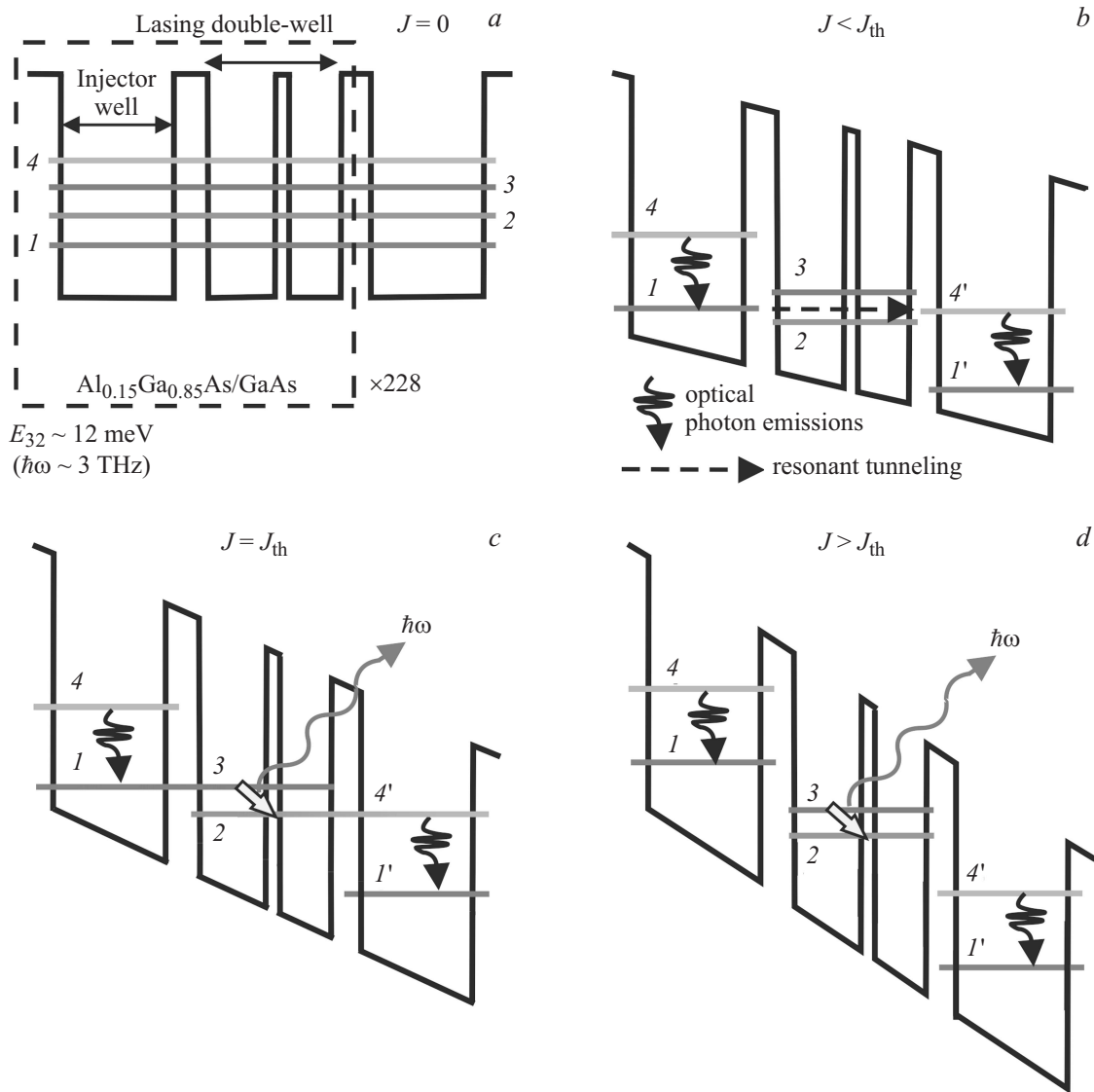
Разработанные в [17] конструкции каскадов ТГц ККЛ представляют собой последовательность трех туннельно-связанных КЯ (широкая КЯ — инжектор/экстрактор электронов и двойная лазерная КЯ — излучатель ТГц фотона). Толщины слоев одного периода структуры ККЛ-1 составляли 41/136/43/75.6/24.6/69.3 Å, а структуры ККЛ-2 — 41/160/43/89/24.6/81.5 Å, где подчеркнутым шрифтом обозначены слои КЯ из GaAs, неподчеркнутым — слои барьеров Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As. Центральная часть КЯ инжектора/экстрактора легировалась донорами с концентрацией  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

При приложении электрического поля в ККЛ-гетероструктурах происходит искривление профиля дна зоны проводимости, что приводит к изменению взаимного положения квантово-размерных уровней, как это схематически представлено на рис. 1. Для ЗКЯ дизайна гетероструктуры ККЛ с диагональным (пространственно непрямым) излучательным переходом один период структуры содержит четыре электронных подзоны. Две подзоны, обозначенные индексами 1 и 4, локализованы в основном в широкой яме инжектора/экстрактора, а подзоны 2 и 3 — в области двойной КЯ. При определенных значениях электрического поля края различных подзон сближаются по энергии, в результате чего формируются гибридные состояния электронов, которые облегчают вертикальный перенос заряда в структуре ККЛ.

Можно выделить три характерных состояния, в которых оказывается исследуемая система при увеличении напряженности электрического поля  $F$ . Во-первых, при увеличении  $F$  возникает выравнивание „нижнего“ уровня инжектора 1 и „верхнего“ уровня инжектора 4' следующего каскада (рис. 1, *b*), что приводит к резонансному туннелированию электронов через двойную лазерную КЯ без излучения ТГц фотона с последующим испусканием LO-фонона на нижний уровень инжектора 1' следующего каскада. При этом образуется параллельный канал проводимости структуры, так называемый „паразитный“ ток  $J_{\text{par}}$ , при котором порог генерации еще не достигнут. Во-вторых, дальнейшее увеличение  $F$  приводит к выравниванию „нижнего“ уровня инжектора 1 и „верхнего“ лазерного уровня 3 и одновременно с этим — к выравниванию „нижнего“ лазерного уровня 2 и „верхнего“ уровня экстрактора 4' следующего каскада (рис. 1, *c*). Это состояние отвечает порогу генерации ТГц ККЛ, при котором по структуре течет пороговый ток  $J_{\text{th}}$ , в который входит  $J_{\text{par}}$ . В-третьих, дальнейшее увеличение  $F$  разрушает выравнивание уровней (рис. 1, *d*), что в конечном итоге приводит к прекращению генерации ТГц ККЛ.

С целью определения условий, при которых происходит выравнивание лазерных состояний  $E_3$  и  $E_2$  с состояниями инжектора  $E_1$  и экстрактора  $E_4'$  следующего каскада, соответственно был выполнен расчет уровней размерного квантования и волновых функций электронов. Численно и самосогласованно решалась система уравнений Шредингера в приближении эффективной массы и Пуассона. Моделируемая система состояла из 15 каскадов, на границах которой использовались бесконечные потенциальные барьеры. При этом для каскадов, удаленных от искусственных границ системы более чем на 3 периода, электронные состояния и энергии не зависели от номера каскада и влияние граничных условий было пренебрежимо малым.

На рис. 2 приведен расчет зависимости положения электронных уровней от приложенного электрического поля для гетероструктуры ККЛ-2. Подчеркнем выбранный способ классификации состояний электронов  $i = 1 \dots 4$  не по порядку их следования на энергетической шкале, а по области локализации соответствующих волновых функций, которая определялась как „центр масс“ заряда электронов  $\int z |\Psi_i(z)|^2 dz$ , где  $z$  — координата в вертикальном направлении,  $\Psi_i$  — волновая функция. Из-за выбранных обозначений уровней на рис. 2 при увеличении электрического поля появляются схематические „пересечения“ уровней электронов. На самом деле различные подзоны электронов при их сближении не пересекаются из-за антикроссинга состояний, но при переходе точки „резонанса“ происходит изменение области локализации электронов для каждой подзоны. Таким образом, каждая кривая на рис. 2 содержит участки из различных ветвей энергетического спектра, а условные пересечения кривых на рис. 2 расположены



**Рис. 1.** Схема выстраивания электронных уровней в каскаде на основе трех квантовых ям: *a* — без электрического поля, *b* — с электрическим полем при возникновении «паразитного» тока, когда порог генерации еще не достигнут, *c* — с электрическим полем при пороге генерации, *d* — с электрическим полем после порога генерации.

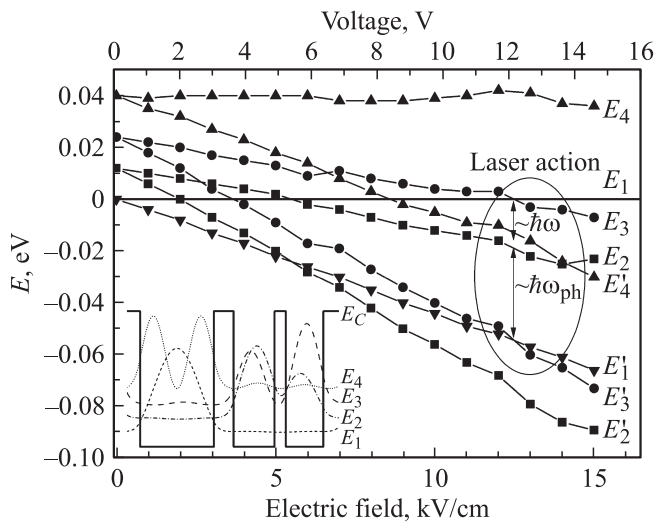
в точках максимального сближения различных подзон электронов.

Из рис. 2 видно, что для структуры ККЛ-2 согласование уровней 1 и 4' возникает при  $F = 8.5$  кВ/см, что соответствует условию возникновения паразитного тока  $J_{\text{par}}$ . При  $F = 12.4$  кВ/см происходит выравнивание уровней 1 и 3, а также 2 и 4, что соответствует порогу генерации ККЛ. При таком поле наибольшая сила осциллятора (см. таблицу) у перехода между лазерными уровнями 3 и 2, энергия которого составляет  $E_{32} \sim 11.4$  мэВ (частота излучения около 3 ТГц). Более высокий по энергии переход  $1 \rightarrow 2$  ( $E_{12} \sim 14.3$  мэВ) при пороговом поле имеет сравнимую силу осциллятора (0.223), но при дальнейшем увеличении электрического поля сила осциллятора этого перехода резко снижается. Для использования механизма резонансно-фононной депопу-

ляции нижнего лазерного уровня 2 расстояние между уровнями инжектора 1 и 4 составляет  $E_{14} \sim 35$  мэВ, что соответствует энергии продольного оптического фонона (LO-фонона) в GaAs.

Соотношение между силой осциллятора  $f$  и энергией излучательного перехода  $\hbar\omega$  для структур ККЛ-1 и ККЛ-2 при пороговом электрическом поле  $E$

Переход	ККЛ-1 ( $F = 17.0$ кВ/см)		ККЛ-2 ( $F = 12.4$ кВ/см)	
	$\hbar\omega$ , мэВ	$f$	$\hbar\omega$ , мэВ	$f$
1 → 2	17.4	0.301	14.3	0.223
3 → 2	13.2	0.415	11.4	0.335
1 → 4'	25.4	0.089	19.6	0.054
3 → 4'	21.2	0.102	16.7	0.119



**Рис. 2.** Зависимость взаимного положения электронных уровней энергии в двух соседних каскадах гетероструктуры ККЛ-2 от приложенного электрического поля ( $E_i$  — энергии в первом,  $E'_i$  — в следующем каскаде, энергии отсчитываются от уровня  $E_1$ ); на вставке — зонная диаграмма и квадраты волновых функций электронов при нулевом поле.

Аналогичные расчеты были проведены для гетероструктуры ККЛ-1, в которой толщины слоев GaAs всех КЯ меньше. Наиболее вероятным излучательным переходом с силой осциллятора 0.415 является переход  $3 \rightarrow 2$ , энергия которого 13.2 мэВ. Из-за уменьшенной длины каскада пороговое электрическое поле, при котором согласуются уровни  $E_1$  и  $E_3$  для ККЛ-1, выше — 17.0 кВ/см. По сравнению с ККЛ-2, структура ККЛ-1 характеризуется тем, что из-за уменьшенной толщины инжектора/экстрактора с 160 Å до 136 Å расстояние между уровнями 1 и 4 в широкой КЯ при  $E = 17.0$  кВ/см составляет 40 мэВ, что превышает энергию оптического фонона и должно снизить темпы экстракции электронов с нижнего лазерного уровня. С другой стороны, паразитный ток в этой структуре должен быть меньше и возникать при более высоком поле:  $F_{par} = 10.7$  кВ/см.

### 3. Моделирование тепловых процессов в ТГц ККЛ

Для оценки тепловых свойств изготовленных ТГц ККЛ в зависимости от различных режимов питания и охлаждения, а также типа термокомпрессионного соединения было проведено моделирование процессов теплопереноса в данном устройстве. Моделирование производилось с помощью метода конечных элементов.

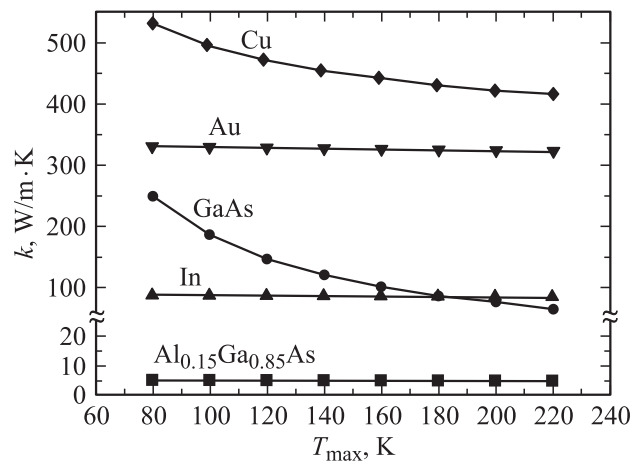
Основными составляющими частями ТГц ККЛ являются токопроводящая подложка и активная область. Подложка ТГц ККЛ выполнена из  $n^+$ -GaAs. Активная область представляет собой многослойную гетероструктуру, основу которой составляет  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ .

Активная область соединяется с токопроводящей подложкой с помощью термокомпрессионного соединения на основе In–Au, Au–Au или Cu–Cu. Моделируемый ТГц ККЛ имеет следующие геометрические размеры. Активная область ККЛ толщиной 10 мкм в виде полоска с шириной 100 мкм и длиной 1.59 мм размещалась на подложке GaAs толщиной 350 мкм.

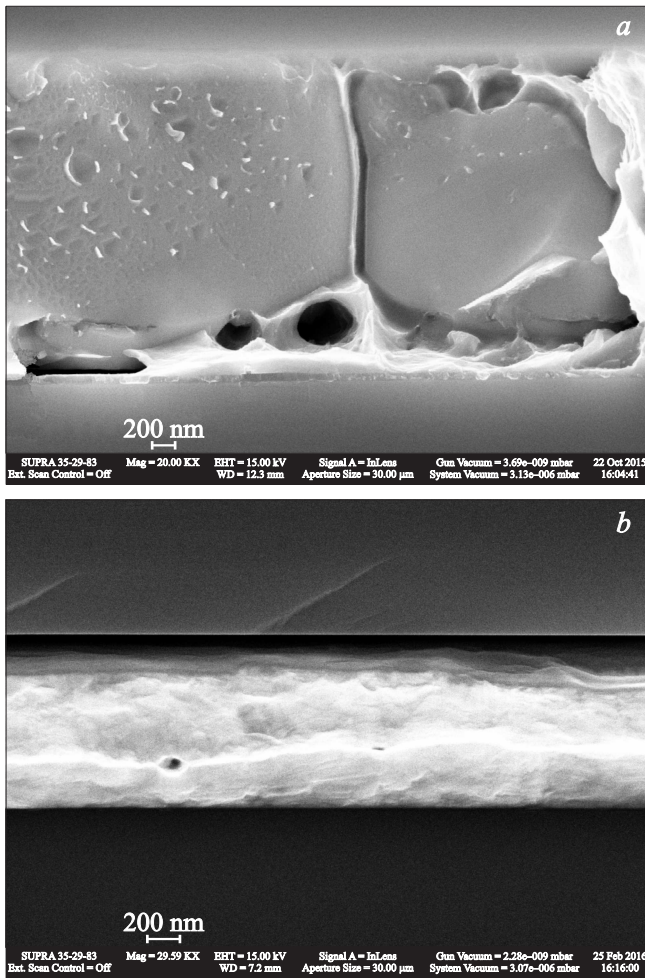
При моделировании тепловых процессов в различных устройствах основное значение имеет теплопроводность материалов. Нами были использованы значения теплопроводности материалов, полученные из формул, которые приведены в работе [12]. На рис. 3 представлены использованные зависимости теплопроводности материалов ТГц ККЛ от температуры.

Охлаждение в моделируемом ТГц ККЛ реализуется с помощью криостата замкнутого цикла, который постоянно поддерживает температуру 100 К на нижней поверхности токопроводящей подложки  $n^+$ -GaAs. Конвекция при расчетах не учитывалась, поскольку площадь поверхности ТГц ККЛ пренебрежимо мала. Источник тепла в ТГц ККЛ равномерно распределен по объему активной области. Величина удельного тепловыделения рассчитана исходя из значения максимальной выделяемой мощности устройства ( $P = 12$  Вт) и составляет  $7.55 \cdot 10^{12}$  Вт/м<sup>3</sup>.

В работе [18] для формирования ДМ волновода мы использовали термокомпрессионное соединение на основе In–Au. В данном случае в области контакта образуются полости и другие дефекты (рис. 4, а), что ухудшает теплопроводность In–Au-слоя. Кроме того, образование полостей с большой площадью может привести к отслоению гребневого полоска от подложки  $n^+$ -GaAs при последующих технологических операциях. Для получения механически более прочного „нижнего“ металла ДМ волновода с большей теплопроводностью была разработана операция термокомпрессионного соединения на основе Au–Au. Данная операция проводилась на установке для монтажа кристаллов Suss FC 150 при температуре



**Рис. 3.** Зависимость теплопроводности материалов от температуры.



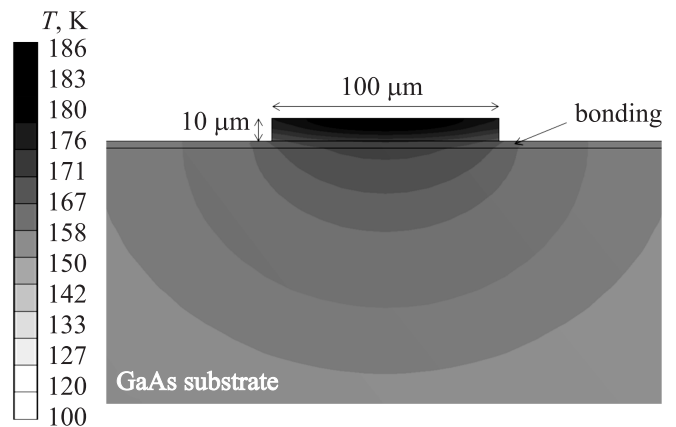
**Рис. 4.** Изображение скола ТГц ККЛ в области термокомпрессионного соединения гетероструктуры с токопроводящей подложкой на основе: *a* — In—Au; *b* — Au—Au.

360°C, давления 8 МПа и продолжительности процесса 15–20 мин. На рис. 4, *b* видно, что при данном термокомпрессионном соединении слой Au—Au получается практически однородным. При моделировании тепловых процессов в ТГц ККЛ для сравнения с термокомпрессионным соединением на основе In—Au и Au—Au также был рассмотрен вариант соединения на основе Cu—Cu, который имеет большую теплопроводность и меньшие волноводные потери.

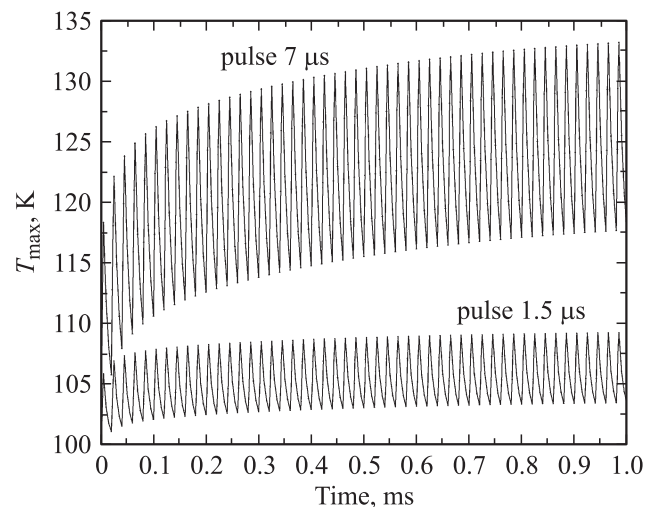
На рис. 5 представлено распределение температуры в ТГц ККЛ с термокомпрессионным соединением на основе In—Au при непрерывном режиме протекания тока. Максимальное значение температуры наблюдалось на поверхности гребневого полоска и составило 185.6 К. В случае применения термокомпрессионного соединения на основе Au—Au максимальная температура равна 177.4 К, а в случае применения Cu—Cu температура достигла значения 176.4 К.

Поскольку в ТГц ККЛ наибольшая мощность излучения достигается при охлаждении до температур

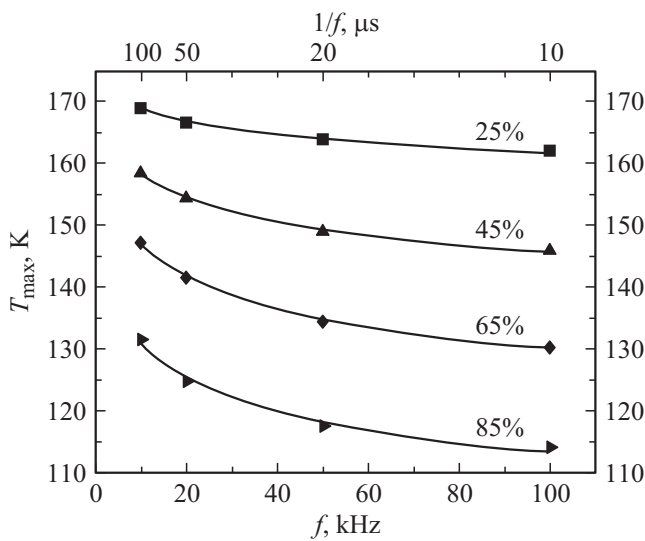
менее 50 К, а мощность охлаждаемых криостатов при данных температурах меньше мгновенной рассеивающей мощности ТГц ККЛ, необходимо определить параметры импульсного режима питания, т.е. длительность и скважность импульсов. Для определения оптимальных режимов питания было проведено моделирование тепловых процессов в ТГц ККЛ при включении его от импульсного источника питания. Расчет производился для частот питания в диапазоне от 10 до 100 кГц. Отметим, что в моделируемом ТГц ККЛ при питании на частотах 10–100 кГц максимальное значение температуры активной области  $T_{\max}$  стабилизируется за время порядка 2 мс и при дальнейшей работе устройства остается неизменным. На рис. 6 приведена зависимость  $T_{\max}$  от времени работы при питании моделируемого ТГц ККЛ на частоте 50 кГц и с разной длительностью импульсов включения (1.5 и 7 мкс). Отметим, что при увеличении



**Рис. 5.** Распределение температуры в ТГц ККЛ при непрерывном режиме протекания тока.



**Рис. 6.** Зависимость максимальной температуры активной области ТГц ККЛ от времени работы при импульсном режиме протекания тока с частотой 50 кГц и длительностью импульса 1.5 и 7.0 мкс.



**Рис. 7.** Зависимость максимальной температуры активной области ТГц ККЛ при импульсном режиме протекания тока от частоты и при разной скважности: 25, 45, 65 и 85%.

длительности импульса с 1.5 до 7 мкс амплитуда  $T_{\max}$  увеличивается в 3 раза.

На рис. 7 приведены результаты расчета  $T_{\max}$  в зависимости от частоты и скважности импульсов. При скважности менее 25% в диапазоне частот 10–100 кГц режим работы ТГц ККЛ близок к непрерывному (изменения  $T_{\max}$  не более 10 К). Таким образом, необходимо использовать импульсный режим питания ТГц ККЛ с высокой скважностью. При скважности 85% и частоте в диапазоне от 40 до 100 кГц увеличение  $T_{\max}$  относительно температуры нижней охлаждаемой поверхности не превышает 20 К. Таким образом, для минимизации разогрева ТГц ККЛ необходимо использовать импульсный режим питания со скважностью более 85% и частотой более 40 кГц. Кроме того, используя рассчитанную монограмму, можно подбирать температурные режимы ТГц ККЛ, что позволит изменять эффективный показатель преломления лазерной структуры и, как следствие, перестраивать частоту ТГц ККЛ.

## Заключение

Для двух конструкций гетероструктур (ККЛ-1 и ККЛ-2) с резонансно-фононным дизайном рассчитаны напряженности приложенного электрического поля для двух характерных состояний: 1) протекание «паразитного» тока по структуре, когда порог генерации еще не достигнут ( $F = 10.7$  и  $8.5$  кВ/см для ККЛ-1 и ККЛ-2 соответственно); 2) порог генерации ( $F = 17.0$  и  $12.4$  кВ/см для ККЛ-1 и ККЛ-2 соответственно). При моделировании тепловых процессов в исследуемых ТГц ККЛ установлено, что при непрерывном режиме питания температура лазера увеличивается на 85.6, 77.4 и 76.4 К при термокомпрессионном соединении на основе In–Au,

Au–Au и Cu–Cu соответственно. Установлено, что для минимизации разогрева ТГц ККЛ необходимо использовать импульсный режим питания со скважностью более 85% и частотой более 40 кГц. Подобраны режимы термокомпрессионного соединения на основе Au–Au с малым количеством дефектов в области контакта.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента РФ № 14.W01.16.6081-МК.

## Список литературы

- [1] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Electron. Lett.*, **42** (2), 89 (2006).
- [2] L.H. Li, L. Chen, J.X. Zhu, J. Freeman, P. Dean, A. Valavanis, A.G. Davies, E.H. Linfield. *Electron. Lett.*, **50** (4), 309 (2014).
- [3] J.R. Gao, J.N. Hovenier, Z.Q. Yang, J.J.A. Baselmans, A. Baryshev, M. Hajenius, T.M. Klapwijk, A.J.L. Adam, T.O. Klaassen, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (24), 244104 (2005).
- [4] Q. Qin, J.L. Reno, Q. Hu. *Optics Lett.*, **36** (5), 692 (2011).
- [5] D. Burghoff, T.Y. Kao, N. Han, C.W.I. Chan, X. Cai, Y. Yang, D.J. Hayton, J.R. Gao, J.L. Reno, Q. Hu. *Nature Photonics*, **8** (6), 462 (2014).
- [6] H. Li, P. Laffaille, D. Gacemi, M. Apfel, C. Sirtori, J. Leonardon, G. Santarelli, M. Rösch, G. Scalari, M. Beck, J. Faist, W. Hänsel, R. Holzwarth, S. Barbieri. *Optics Express*, **23** (26), 33270 (2015).
- [7] P.P. Галиев, Д.В. Лаврухин, А.Э. Ячменев, А.С. Бугаев, Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев, П.П. Мальцев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **80** (4), 523 (2016).
- [8] D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, R.R. Galiev, A.S. Bugaev, Y.V. Fedorov, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev, P.P. Maltsev. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **24**, 1520001 (2015).
- [9] M.A. Belkin, Q.J. Wang, C. Pflugl, A. Belyanin, S.P. Khanna, A.G. Davies, E.H. Linfield, F. Capasso. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **15** (3), 952 (2009).
- [10] Y. Chassagneux, Q.J. Wang, S.P. Khanna, E. Strupiechonski, J.R. Coudeville, E.H. Linfield, A.G. Davies, F. Capasso, M.A. Belkin, R. Colombelli. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **2** (1), 83 (2012).
- [11] M.A. Belkin, F. Capasso. *Phys. Scripta*, **90** (11), 118002 (2015).
- [12] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. *Nature*, **417**, 156 (2002).
- [13] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Matyas, C. Jiruschek, Q. Hu, H.C. Liu. *Optics Express*, **20** (4), 3866 (2012).
- [14] C.A. Evans, D. Indjin, Z. Ikonik, P. Harrison, M.S. Vitiello, V. Spagnolo, G. Scamarcio. *IEEE J. Quant. Electron.*, **44** (7), 680 (2008).
- [15] S. Kumar, B.S. Williams, S. Kohen, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (14), 2494 (2004).
- [16] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Optics Express*, **13** (9), 3331 (2005).
- [17] А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Р.Р. Резник, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, М.А. Калигеевский, К.А. Иванов, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **50** (5), 674 (2016).

- [18] Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов, Д.С. Пономарев, К.Н. Томош, Р.Р. Галиев, П.П. Мальцев, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Ф.И. Zubov, Ж.И. Алфёров. ФТП, **50** (10), 1395 (2016).

Редактор Г.А. Оганесян

## Energy spectrum and thermal properties of terahertz quantum-cascade laser based on the resonant-phonon depopulation scheme

R.A. Khabibullin<sup>1</sup>, N.V. Shchavruk<sup>1</sup>, A.N. Klochkov<sup>1</sup>,  
I.A. Glinskiy<sup>1</sup>, N.V. Zenchenko<sup>1</sup>, D.S. Ponomarev<sup>1</sup>,  
P.P. Maltsev<sup>1</sup>, A.A. Zaycev<sup>2</sup>, F.I. Zubov<sup>3</sup>,  
A.E. Zhukov<sup>3,4</sup>, G.E. Cirilin<sup>3,4</sup>, Zh.I. Alferov<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Institute of Ultrahigh Frequency  
Semiconductor Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
117105 Moscow, Russia

<sup>2</sup> National Research University  
of Electronic Technology,  
124498 Moscow, Zelenograd, Russia

<sup>3</sup> St. Petersburg National Research Academic University  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>4</sup> St. Petersburg Scientific Center,  
Russian Academy of Sciences,  
199034 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We have investigated the dependence of the energy level positions and oscillator strength on the applied electric field for terahertz quantum-cascade laser (THz QCL) based on the three quantum well active region with resonant-phonon depopulation scheme. The electric field strength for the two characteristic states of THz QCL is calculated for 1) „parasitic“ current flows through the active region when the laser threshold has not been reached; 2) laser threshold. The modelling of heat flow process in THz QCL was carried out to determine the optimum operation conditions (power and cooling modes). Thermocompression bonding process based on Au–Au for bonding ridge structure with  $n^+$ -GaAs receptor substrate has been optimized for creation mechanically robust contact with a higher thermal conductivity.