

## Спектральные характеристики полукольцевых квантово-каскадных лазеров

© А.В. Бабичев<sup>1</sup>, Д.А. Пашнев<sup>2,3</sup>, А.Г. Гладышев<sup>1</sup>, А.С. Курочкин<sup>1</sup>, Е.С. Колодезный<sup>1</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>1,4,5</sup>, И.И. Новиков<sup>1,4,5</sup>, Д.В. Денисов<sup>6</sup>, В.В. Дюделев<sup>5</sup>, Г.С. Соколовский<sup>5</sup>, Д.А. Фирсов<sup>2</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>2</sup>, С.О. Слипченко<sup>5</sup>, А.В. Лютецкий<sup>5</sup>, Н.А. Пихтин<sup>5</sup>, А.Ю. Егоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Center for Physical Sciences and Technology,  
LT-10257 Vilnius, Lithuania

<sup>4</sup> ООО „Коннектор Оптик“,  
194292 Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>6</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),  
197022 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: a.babichev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 09.01.2020 г.

В окончательной редакции 16.03.2020 г.

Принята к публикации 15.04.2020 г.

Предложена и реализована конструкция резонатора квантово-каскадного лазера спектрального диапазона 7–8  $\mu\text{m}$  на основе полукольца с различными значениями радиуса. Для квантово-каскадного лазера с радиусом полукольцевого резонатора 191  $\mu\text{m}$  была продемонстрирована генерация с шириной спектра излучения 474 nm ( $82 \text{ cm}^{-1}$ ) при низких температурах. Межмодовое расстояние в таких лазерах определялось модами шепчущей галереи, типичными для кольцевых резонаторов. При комнатной температуре ширина спектра генерации составила 190 nm ( $31 \text{ cm}^{-1}$ ), что может быть связано с увеличением внутренних потерь с ростом температуры. Увеличение радиуса резонатора до 291  $\mu\text{m}$  позволило реализовать комнатную генерацию с модами шепчущей галереи с шириной спектра излучения 249 nm ( $40 \text{ cm}^{-1}$ ) за счет уменьшения потерь на зеркалах.

**Ключевые слова:** сверхрешетки, квантово-каскадные лазеры, эпитаксия, фосфид индия, полукольцевой резонатор.

DOI: 10.21883/OS.2020.08.49715.2-20

### Введение

К настоящему моменту в литературе представлены результаты по формированию микродисковых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [1–6], резонаторов ККЛ в форме вытянутых овалов [7–9], на основе „улиток Паскаля“ [10], кольцевых резонаторов [11]. Более того, представлены результаты по формированию кольцевых ККЛ с поверхностным выводом излучения за счет формирования распределенной обратной связи на поверхности полупроводника [12–25]. Как сообщается в работе [1], преимуществом использования кольцевой геометрии резонатора в ККЛ является отсутствие вклада поверхностной рекомбинации в транспорт носителей заряда (в силу униполярности КЛЛ, принцип работы которого состоит в транспорте электронов).

В настоящей работе представлены результаты исследования полукольцевых ККЛ спектрального диапазона 7–8  $\mu\text{m}$  с широким спектром излучения.

### Детали эксперимента

Гетероструктура ККЛ была выращена компанией „Коннектор Оптик“ на промышленной установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber 49 [26,27]. В качестве подложки использовались пластины InP с ориентацией (001), легированные серой до уровня  $n = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Активная область включала 50 каскадов на основе конструкции с двухфононной схемой опустошения нижнего уровня [28–30]. При формировании каскадов была использована гетеропара  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Толщина верхней обкладки волновода (слоя InP) составила 3.9  $\mu\text{m}$  ( $n = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). В качестве контактных слоев использованы слои  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной 100 и 20 nm с уровнями легирования  $1.0 \cdot 10^{17}$  и  $1.0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  соответственно.

При формировании кристалла ККЛ была использована конструкция мезы с затравом в подложку, с двойной канавкой [31]. Ширина резонатора вблизи поверхности

составила  $20\ \mu\text{m}$ . Было исследовано два типа лазеров со средним радиусом полукольцевого резонатора  $191$  и  $291\ \mu\text{m}$ . Скалывание зеркал проводилось вручную. Отражающее и антиотражающее покрытия на сколотые грани лазера не наносились. Монтаж кристалла проводился эпитаксиальной поверхностью гетероструктуры на медный теплоотвод при помощи индиевого припоя. Для оценки усиления также были изготовлены полосковые ККЛ с длиной резонатора  $3$  и  $5\ \text{mm}$ .

Детектирование оптического сигнала производилось с помощью фотоприемника  $\text{HgCdTe}$ , охлаждаемого жидким азотом. Быстродействие фотодетектора составляло порядка  $100\ \text{ns}$ . Сигнал с фотодетектора измерялся внешним аналогово-цифровым преобразователем каждые  $10\ \text{ns}$  в течение всего импульса генерации излучения и усреднялся. В результате были получены время-разрешенные спектры излучения ККЛ. Это позволило исследовать спектры генерации ККЛ без усреднения по времени. В работе приведены спектры генерации, соответствующие максимальной интенсивности выходящего излучения. Спектры стимулированного излучения измерялись в режиме пошагового сканирования с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Спектральное разрешение составляло  $0.2\ \text{cm}^{-1}$ . Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись при пропускании импульсов тока с длительностью  $100\ \text{ns}$  на частоте  $15\ \text{kHz}$ . Измерения проведены в диапазоне температур  $78\text{--}300\ \text{K}$ .

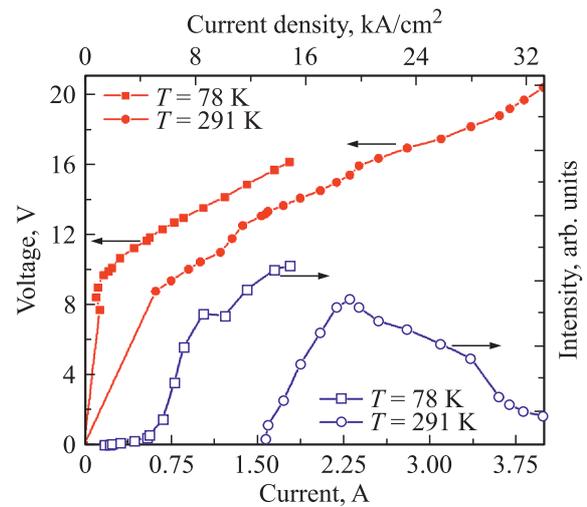
## Результаты и их обсуждение

Вольт-амперные и ватт-амперные характеристики полукольцевого ККЛ с радиусом  $191\ \mu\text{m}$  представлены на рис. 1. Пороговый ток  $I_{\text{th}}$  при температуре  $78\ \text{K}$  составлял  $0.17\ \text{A}$ , что соответствует пороговой плотности тока  $j_{\text{th}} = 1.4\ \text{kA/cm}^2$ . Пороговое напряжение  $U_{\text{th}}$  составило  $10\ \text{V}$ . Повышение температуры до  $291\ \text{K}$  приводило к увеличению  $I_{\text{th}}$  до  $1.57\ \text{A}$  ( $j_{\text{th}} = 13\ \text{kA/cm}^2$ ), что соответствует пороговому напряжению  $U_{\text{th}} = 13\ \text{V}$ .

Спектры лазерной генерации полукольцевого ККЛ с радиусом  $191\ \mu\text{m}$ , измеренные при различных уровнях накачки, представлены на рис. 2. При температуре  $78\ \text{K}$  (рис. 2, а) при токе накачки  $0.17\ \text{A}$  наблюдается генерация вблизи  $7.5\ \mu\text{m}$ . Спектр представлен 10 оптическими модами с межмодовым расстоянием  $\Delta\nu = 2.2\ \text{cm}^{-1}$  ( $\Delta\lambda = 12.3\ \text{nm}$ ). Ширина линии на полувысоте (FWHM) составляет  $1.8\ \text{nm}$ . Значение  $\Delta\nu$  соотносится с межмодовым расстоянием мод шепчущей галереи, определяемым на основе выражения

$$\Delta\nu = \lambda^2/2(2\pi R_{\text{out}})n_{\text{ef}},$$

$n_{\text{ef}} = 3.28$ , где  $n_{\text{ef}}$  — эффективный показатель преломления,  $R_{\text{out}}$  — внешний радиус [32]. Радиальные моды, типичные для микродисковых лазеров [33] и определяемые на основе функций Бесселя первого порядка [34],



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики (левая ось ординат, сплошные символы), а также зависимости интегральной интенсивности излучения от токовой накачки (правая ось ординат, полые символы) полукольцевого ККЛ с радиусом  $191\ \mu\text{m}$ . Обозначение „квадрат“ соответствует температуре измерения  $78\ \text{K}$ , обозначение „круг“ — температуре  $291\ \text{K}$ .

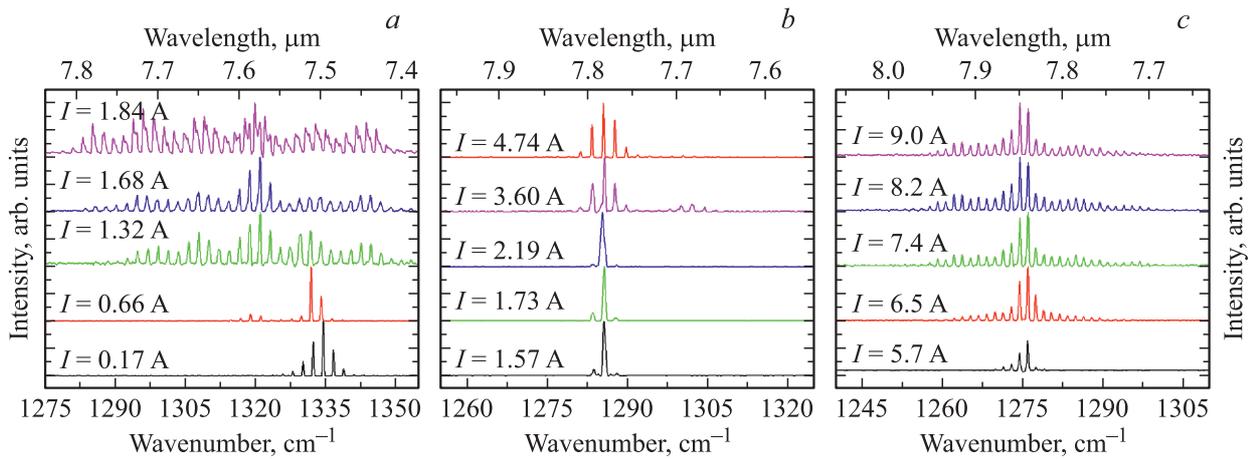
в спектрах генерации не наблюдаются. Увеличение тока накачки до  $1.32\ \text{A}$  приводит к существенному расширению спектра генерации (полная ширина спектра составляет  $71\ \text{cm}^{-1}$ ). Межмодовое расстояние также составило  $2.2\ \text{cm}^{-1}$ . Дальнейшее увеличение тока до  $1.84\ \text{A}$  приводит к слабому увеличению ширины спектра до  $474\ \text{nm}$  ( $82\ \text{cm}^{-1}$ ). Данная ширина спектра генерации на  $53\ \text{nm}$  ( $10\ \text{cm}^{-1}$ ) меньше полной ширины спектра спонтанного излучения на полувысоте, определенной как  $527\ \text{nm}$  ( $92\ \text{cm}^{-1}$ ) [26,35].

Также проведен анализ спектров генерации при более высокой температуре, равной  $291\ \text{K}$  (рис. 2, б). Вблизи порогового значения тока в спектре генерации  $7.78\ \mu\text{m}$  наблюдается три оптические моды. Увеличение тока до  $2.19\ \text{A}$  приводит к понижению интенсивности боковых мод, при этом коэффициент подавления мод высшего порядка составляет порядка  $14\ \text{dB}$ . Дальнейшее повышение уровня токовой накачки до  $3.6\ \text{A}$  приводит к расширению спектра генерации за счет увеличения числа мод (16 мод шепчущей галереи). Стоит отметить, что ширина спектра генерации ( $31\ \text{cm}^{-1}$ ) при температуре  $291\ \text{K}$  существенно меньше в сравнении с результатами, полученными при температуре  $78\ \text{K}$ , что может быть обусловлено ростом внутренних оптических потерь лазера с увеличением температуры.

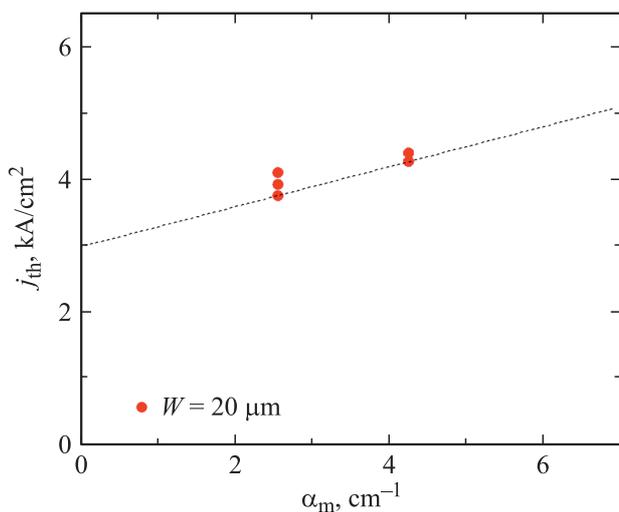
Полученные данные позволили провести оценку полных оптических потерь в исследуемых полукольцевых резонаторах

$$\alpha_{\text{HalfRing}} = (\alpha_i + \alpha_m) = j_{\text{th}}g\Gamma,$$

где  $\alpha_i$  — полные внутренние потери в лазере,  $\alpha_m$  — потери на зеркалах,  $g$  — дифференциальное усиление,  $\Gamma$  — фактор оптического ограничения [36].



**Рис. 2.** Спектры лазерной генерации (нормированные по интенсивности) при различных уровнях накачки: (а) результаты измерений полукольцевого ККЛ с радиусом  $191 \mu\text{m}$  при температуре  $78 \text{ K}$ ; (б) результаты измерений полукольцевого ККЛ с радиусом  $191 \mu\text{m}$  при температуре  $291 \text{ K}$ ; (с) результаты измерений полукольцевого ККЛ с радиусом  $291 \mu\text{m}$  при температуре  $284 \text{ K}$ .



**Рис. 3.** Зависимость плотности порогового тока от уровня потерь на зеркалах полосковых лазеров. Ширина полоска составила  $20 \mu\text{m}$ , длина лазеров —  $3$  и  $5 \text{ mm}$ .

Для оценки усиления  $g\Gamma$  были изготовлены полосковые ККЛ с длиной резонатора  $3$  и  $5 \text{ mm}$ . На основе выражения [37]

$$j_{\text{th}} = (\alpha_i + \alpha_m)/(g\Gamma) = j_{\text{tr}} + (\alpha_{wg} + \alpha_m)/(g\Gamma),$$

где  $j_{\text{tr}}$  — плотность тока прозрачности,  $\alpha_{wg}$  — потери в волноводе, определено значение усиления активной области. Зависимость плотности порогового тока от уровня потерь на зеркалах полосковых ККЛ различной длины представлена на рис. 3 (соответствует комнатной температуре). Наклон зависимости дает значение, обратное величине усиления, и это позволяет определить  $g\Gamma \sim 3.3 \text{ cm/kA}$ . Как следствие, полные потери в полукольцевом резонаторе

$$\alpha_{\text{HalfRing}}(T = 291 \text{ K}) = j_{\text{th}}g\Gamma = 13 \cdot 3.3 \text{ cm}^{-1} = 43 \text{ cm}^{-1}.$$

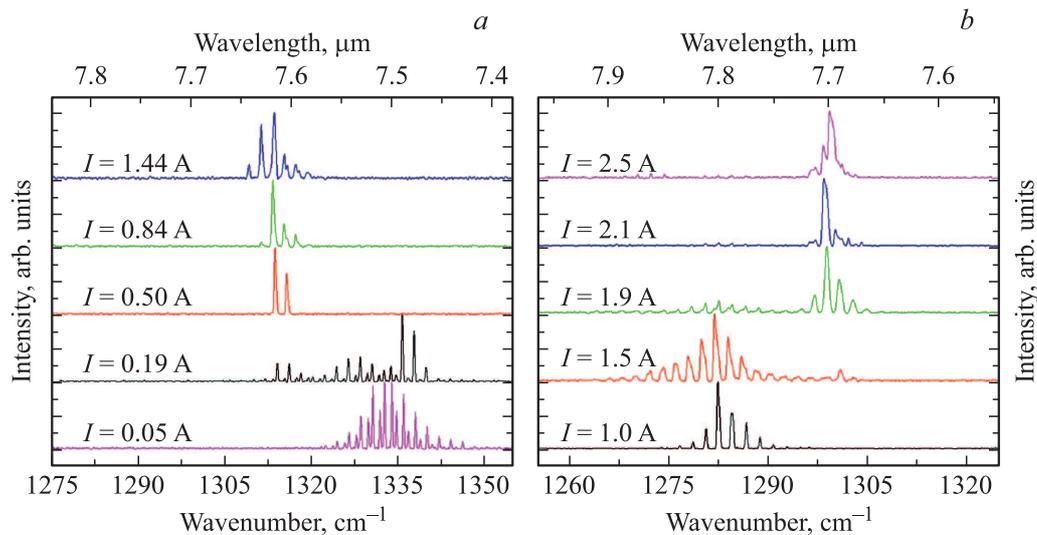
В исследуемом полукольцевом резонаторе расчетное значение коэффициента отражения на зеркалах  $R_{\text{ef}} = (n_{\text{ef}} - 1)^2/(n_{\text{ef}} + 1)^2 = 0.28$  [30], что соответствует коэффициенту потерь на зеркалах  $\alpha_m(T = 291 \text{ K}) = \ln(R_{\text{ef}})/L = \ln(0.28)/(\pi \cdot 191 \cdot 10^{-4}) = 21 \text{ cm}^{-1}$ , где  $L$  — длина в полукольцевого резонатора. Как следствие, потери  $\alpha_{\text{HalfRing}} - \alpha_m = j_{\text{tr}}g\Gamma + \alpha_{wg} = (43 - 21) \text{ cm}^{-1} = 22 \text{ cm}^{-1}$ . Таким образом, для кольцевого резонатора, в котором отсутствуют потери на зеркалах, величина полных оптических потерь,  $\alpha_{\text{Ring}}$ , определяется только полными внутренними потерями  $\alpha_i$ , равными  $22 \text{ cm}^{-1}$  ( $T = 291 \text{ K}$ ). На основе данной информации можно оценить плотность порогового тока в кольцевом резонаторе  $j_{\text{thRing}}(T = 291 \text{ K}) = \alpha_{\text{Ring}}/(g\Gamma) = 22/3.3 \text{ kA/cm}^2 = 6.7 \text{ kA/cm}^2$ .

На основе выражения

$$Q = 2\pi n_{\text{ef}}/\lambda\alpha_{\text{Ring}},$$

предложенного в [6], можно произвести оценку добротности кольцевого резонатора,  $Q$ -фактора. Значение  $Q(T = 291 \text{ K}) = 2\pi \cdot 3.28/(7.75 \cdot 10^{-4} \cdot 22) = 1204$ .

В ходе работы также проведено исследование полукольцевых ККЛ с радиусом полукольцевого резонатора  $291 \mu\text{m}$ . Пороговый ток, измеренный при температуре  $284 \text{ K}$ , составил  $5.7 \text{ A}$ . Спектры генерации при температуре  $284 \text{ K}$  представлены на рис. 2, с. Вблизи порогового значения тока в спектре вблизи  $7.85 \mu\text{m}$  наблюдается 7 мод шепчущей галереи, отстоящих друг от друга на  $1.5 \text{ cm}^{-1}$  ( $9.2 \text{ nm}$ ). При уровне накачки  $6.3 \text{ A}$  в спектре присутствуют 10 мод шепчущей галереи. Существенного расширения спектра генерации с ростом тока накачки не наблюдается (ширина спектра составила порядка  $13 \text{ cm}^{-1}$ ). Увеличение тока до  $6.5 \text{ A}$  приводит к расширению спектра генерации до  $36 \text{ cm}^{-1}$  (соответствует 22 оптическим модам). Дальнейшее повышение



**Рис. 4.** Спектры лазерной генерации (нормированные по интенсивности) ККЛ в конструкции резонатора Фабри–Перо с длиной  $750\ \mu\text{m}$  при различных уровнях накачки: *a* — результаты измерений при температуре  $78\ \text{K}$ ; *b* — результаты измерений при температуре  $284\ \text{K}$ .

уровня накачки приводит к незначительному перераспределению интенсивностей отдельных мод. Ширина спектра генерации при уровне накачки  $9\ \text{A}$  составляет  $249\ \text{nm}$  ( $40\ \text{cm}^{-1}$ ), что соответствует 28 оптическим модам. В случае полукольцевого резонатора радиуса  $291\ \mu\text{m}$   $\alpha_m = \ln(R_{\text{ef}})/L = 14\ \text{cm}^{-1}$ . Как следствие, потери на зеркалах меньше в сравнении со случаем полукольцевого резонатора с радиусом  $191\ \mu\text{m}$  ( $\alpha_m = 21\ \text{cm}^{-1}$ ), что приводит к более широкому спектру генерации в полукольцевых лазерах большего радиуса.

Наряду с исследованием полукольцевых ККЛ также проведено сравнение/исследование полосковых лазеров с длиной резонатора  $750\ \mu\text{m}$ . Ширина полоска вблизи поверхности составляла  $10\ \mu\text{m}$ . Длина резонатора близка к длине полукольцевого резонатора с радиусом  $191\ \mu\text{m}$  ( $600\ \mu\text{m}$ ). Спектры генерации резонаторов Фабри–Перо, измеренные при температуре  $78\ \text{K}$ , представлены на рис. 4, *a*. Пороговый ток составил  $0.05\ \text{A}$  ( $j_{\text{th}} = 0.7\ \text{kA/cm}^2$ ). При токе накачки  $0.05\ \text{A}$  наблюдается генерация вблизи  $7.5\ \mu\text{m}$ . Ширина спектра генерации составила  $27\ \text{cm}^{-1}$ . Наблюдается две группы оптических мод с межмодовым расстоянием  $2.0\ \text{cm}^{-1}$  ( $11.4\ \text{nm}$ ), что соответствует межмодовому расстоянию резонатора Фабри–Перо длиной  $0.75\ \text{mm}$  ( $L = 2l = \lambda^2/\Delta\lambda n_{\text{ef}} = 7500^2/11.4 \cdot 3.28\ \text{nm} = 2 \cdot 0.75\ \text{mm}$ ). Смещение между группами мод составило  $0.78\ \text{cm}^{-1}$  ( $4.45\ \text{nm}$ ). Увеличение уровня токовой накачки приводит к уширению спектра до  $194\ \text{nm}$  (при токе  $0.19\ \text{A}$ ). При уровне накачки  $0.5\ \text{A}$  в спектре генерации наблюдаются только две продольные оптические моды. Дальнейшее увеличение тока до  $1.44\ \text{A}$  приводит к возникновению 4 дополнительных мод. Спектры генерации резонатора Фабри–Перо, измеренные при температуре  $285\ \text{K}$ , представлены на рис. 4, *b*. Пороговый ток составил  $1\ \text{A}$  ( $j_{\text{th}} = 13\ \text{kA/cm}^2$ ).

Вблизи порогового значения тока наблюдается многомодовая генерация вблизи  $7.8\ \mu\text{m}$  с межмодовым расстоянием порядка  $2.0\ \text{cm}^{-1}$ , что соответствует длине резонатора Фабри–Перо. При токе  $1.5\ \text{A}$  ширина спектра генерации составила  $344\ \text{nm}$ . Увеличение тока до  $1.9\ \text{A}$  приводит к возникновению дополнительной группы мод вблизи  $7.7\ \mu\text{m}$  и подавлению вклада группы мод вблизи  $7.8\ \mu\text{m}$ . Таким образом, в коротком резонаторе Фабри–Перо уширения спектра, продемонстрированного для полукольцевых резонаторов, не выявлено.

## Заключение

В работе представлены результаты по изучению полукольцевых ККЛ спектрального диапазона  $7\text{--}8\ \mu\text{m}$  с конструкцией активной области на основе двухфоновной схемы опустошения нижнего уровня.

В области низких температур ( $78\ \text{K}$ ) продемонстрирована генерация полукольцевого ККЛ с радиусом  $191\ \mu\text{m}$  и шириной спектра лазерного излучения, сопоставимой с шириной на полувысоте спектра спонтанного излучения. Повышение температуры до  $291\ \text{K}$  приводит к сужению спектра генерации, что может быть связано с увеличением внутренних потерь с ростом температуры. В свою очередь, увеличение радиуса полукольцевого ККЛ до  $291\ \mu\text{m}$  и, как следствие, уменьшение уровня полных оптических потерь за счет уменьшения оптических потерь на зеркалах приводят к расширению спектра генерации до  $249\ \text{nm}$  ( $40\ \text{cm}^{-1}$ ) при комнатной температуре ( $284\ \text{K}$ ).

Произведена оценка уровня полных оптических потерь в кольцевых резонаторах, что позволило оценить пороговую плотность тока. Для кольцевого резонатора радиусом  $191\ \mu\text{m}$   $j_{\text{thRing}}(T = 291\ \text{K}) = 6.7\ \text{kA/cm}^2$ . Дан-

ное значение свидетельствуют о достаточном уровне усиления в исследуемом типе гетероструктур для реализации поверхностно-излучающего ККЛ. Более того, в силу значительной ширины спектра генерации при формировании решетки РОС второго порядка [38], соответствующей разностной частоте в пределах спектра генерации, возможно получение терагерцового излучения на частоте 1.3 THz в кольцевой геометрии резонатора.

### Благодарности

Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев благодарят за частичную поддержку исследований Минобрнауки РФ (государственное задание № 3.933.2017/4.6).

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 16-29-09580.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Tredicucci A., Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Chu S.-N. G., Hutchinson A.L., Cho A.Y. // *Electron. Lett.* 2000. V. 36. N 4. P. 328. doi 10.1049/el:20000334
- [2] Colombelli R., Gmachl C., Sergent A.M., Sivco D.L., Narimanov E.E., Podolskiy V.A., Cho A.Y., Capasso F. // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2006. V. 12. N 1. P. 66–70. doi 10.1109/jstqe.2005.863000
- [3] Anders S., Schrenk W., Lugstein A., Strasser G. // *Phys. E.* 2003. V. 17. P. 626–628. doi 10.1016/s1386-9477(02)00910-4
- [4] Gmachl C., Faist J., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., Cho A.Y. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. V. 33. N 9. P. 1567–1573. doi 10.1109/3.622638
- [5] Fasching G., Tamosiunas V., Benz A., Andrews A.M., Unterrainer K., Zobl R., Roch T., Schrenk W., Strasser G. // *IEEE J. Quantum Electron.* 2007. V. 43. N 8. P. 687–697. doi 10.1109/jqe.2007.900254
- [6] Faist J., Gmachl C., Striccoli M., Sirtori C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69. N 17. P. 2456–2458. doi 10.1063/1.117496
- [7] Gmachl C., Capasso F., Narimanov E.E., Nöckel J.U., Stone A.D., Faist J., Sivco D.L., Cho A.Y. // *Science.* 1998. V. 280. N 5369. P. 1556–1564. doi 10.1126/science.280.5369.1556
- [8] Fang W., Cao H., Solomon G.S. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. N 8. P. 081108. doi 10.1063/1.2535692
- [9] Gianordoli S., Hvozdar L., Strasser G., Schrenk W., Faist J., Gornik E. // *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. V. 36. N 4. P. 458–464. doi 10.1109/3.831022
- [10] Yan C., Wang Q.J., Diehl L., Hentschel M., Wiersig J., Yu N., Pflügl C., Capasso F., Belkin M.A., Edamura T., Yamanishi M., Kan H. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. N 25. P. 251101. doi 10.1063/1.3153276
- [11] Anders S., Tamosiunas V., Schrenk W., Strasser G. // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. N 7. P. 073309. doi 10.1103/physrevb.69.073309
- [12] Mujagić E., Schartner S., Hoffmann L.K., Schrenk W., Semtsiv M.P., Wienold M., Masselink W.T., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. N 1. P. 011108. doi 10.1063/1.2958910
- [13] Mujagić E., Hoffmann L.K., Schartner S., Nobile M., Schrenk W., Semtsiv M.P., Masselink W.T., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. N 16. P. 161101. doi 10.1063/1.3000630
- [14] Mujagić E., Schwarzer C., Schrenk W., Yao Y., Chen J., Gmachl C.F., Strasser G. // *Opt. Eng.* 2010. V. 49. N 11. P. 111113. doi 10.1117/1.3505830
- [15] Schwarzer C., Mujagić E., Yao Y., Schrenk W., Chen J., Gmachl C., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. N 7. P. 071103. doi 10.1063/1.3479913
- [16] Mujagić E., Schwarzer C., Yao Y., Chen J., Gmachl C., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. N 14. P. 141101. doi 10.1063/1.3574555
- [17] Schwarzer C., Mujagić E., Ahn S.I., Andrews A.M., Schrenk W., Charles W., Gmachl C., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. N 19. P. 191103. doi 10.1063/1.4712127
- [18] Harrer A., Szedlak R., Schwarz B., Moser H., Zederbauer T., MacFarland D., Detz H., Andrews A.M., Schrenk W., Lendl B., Strasser G. // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. N 1. doi 10.1038/srep21795
- [19] Schwarzer C., Szedlak R., Ahn S.I., Zederbauer T., Detz H., Andrews A.M., Schrenk W., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. N 8. P. 081101. doi 10.1063/1.4819034
- [20] Szedlak R., Schwarzer C., Zederbauer T., Detz H., Maxwell Andrews A., Schrenk W., Strasser G. // *Opt. Express.* 2014. V. 22. N 13. P. 15829–15836. doi 10.1364/oe.22.015829
- [21] Szedlak R., Schwarzer C., Zederbauer T., Detz H., Maxwell Andrews A., Schrenk W., Strasser G. // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. N 15. P. 151105. doi 10.1063/1.4871520
- [22] Harrer A., Szedlak R., Schwarz B., Moser H., Zederbauer T., MacFarland D., Detz H., Maxwell Andrews A., Schrenk W., Lendl B., Strasser G. // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. N 1. P. 21795. doi 10.1038/srep21795
- [23] Szedlak R., Holzbauer M., Reiningger P., MacFarland D., Zederbauer T., Detz H., Maxwell Andrews A., Schrenk W., Strasser G. // *Vib. Spectrosc.* 2016. V. 84. P. 101–105. doi 10.1016/j.vibspec.2016.03.009
- [24] Szedlak R., Holzbauer M., MacFarland D., Zederbauer T., Detz H., Andrews A.M., Schrenk W., Rotter S., Strasser G. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 16668. doi 10.1038/s41598-018-26267-x
- [25] Szedlak R., Harrer A., Holzbauer M., Schwarz B., Waclawek J.P., MacFarland D., Zederbauer T., Detz H., Maxwell Andrews A., Schrenk W., Lendl B., Strasser G. // *ACS Photonics.* 2016. V. 3. N 10. P. 1794–1798. doi 10.1021/acsp Photonics.6b00603
- [26] Babichev A.V., Gusev G.A., Sofronov A.N., Firsov D.A., Vorob'ev L.E., Usikova A.A., Zadiranov Yu.M., Il'inskaya N.D., Nevedomskii V.N., Dyudelev V.V., Sokolovskii G.S., Gladyshev A.G., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Egorov A.Y. // *Tech. Phys.* 2018. V. 63. N 10. P. 1511–1515. doi 10.1134/s1063784218100043

- [27] Babichev A.V., Kurochkin A.S., Kolodeznyi E.S., Filimonov A.V., Usikova A.A., Nevedomsky V.N., Gladyshev A.G., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Egorov A.Y. // *Semiconductors*. 2018. V. 52. N 6. P. 745–749. doi 10.1134/s1063782618060039
- [28] Babichev A.V., Gladyshev A.G., Kurochkin A.S., Kolodeznyi E.S., Sokolovskii G.S., Bougrov V.E., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Bousseksou A., Egorov A.Y. // *Semiconductors*. 2018. V. 52. N 8. P. 1082–1085. doi 10.1134/S1063782618080031
- [29] Babichev A.V., Gladyshev A.G., Filimonov A.V., Nevedomskii V.N., Kurochin A.S., Kolodeznyi E.S., Sokolovskii G.S., Bugrov V.E., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Bousseksou A., Egorov A.Y. // *Tech. Phys. Lett.* 2017. V. 43. N 7. P. 666–669. doi 10.1134/S1063785017070173
- [30] Babichev A.V., Dudelev V.V., Gladyshev A.G., Mikhailov D.A., Kurochkin A.S., Kolodeznyi E.S., Bugrov V.E., Nevedomskii V.N., Sokolovskii G.S., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Denisov D.V., Ionov A.S., Slipchenko S.O., Lyutetskii A.V., Pikhtin N.A., Sokolovskii G.S., Egorov A.Yu. // *Tech. Phys. Lett.* 2019. V. 45. N 7. P. 735–738. doi 10.1134/S1063785019070174
- [31] Babichev A.V., Gladyshev A.G., Kurochkin A.S., Dudelev V.V., Kolodeznyi E.S., Sokolovskii G.S., Bugrov V.E., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Denisov D.V., Ionov A.S., Slipchenko S.O., Lyutetskii A.V., Pikhtin N.A., Egorov A.Y. // *Tech. Phys. Lett.* 2019. V. 45. N 4. P. 398–400. doi 10.1134/s1063785019040205
- [32] Botez D., Figueroa L., Wang S. // *Appl. Phys. Lett.* 1976. V. 29. N 8. P. 502–504. doi 10.1063/1.89138
- [33] Mair R.A., Zeng K.C., Lin J.Y., Jiang H.X., Zhang B., Dai L., Botchkarev A., Kim W., Morkoç H., Khan M.A. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. N 13. P. 1530–1532. doi 10.1063/1.120573
- [34] Zeng K.C., Dai L., Lin J.Y., Jiang H.X. // *Appl. Phys. Lett.* V. 75 (17). P. 2563–2565. doi 10.1063/1.125078
- [35] Babichev A.V., Pashnev D.A., Gladyshev A.G., Kurochkin A.S., Kolodeznyi E.S., Karachinsky L.Ya., Novikov I.I., Denisov D.V., Bouley L., Firsov D.A., Vorobjev L.E., Pikhtin N.A., Bousseksou A., Egorov A.Yu. // *Tech. Phys. Lett.* 2019. V. 45. N 11. P. 1136–1139. doi 10.1134/S106378501911018X
- [36] Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. // *Science*. 1994. V. 264. N 5158. P. 553–556. doi 10.1126/science.264.5158.553
- [37] Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A., Go R., Patel C.K.N. // *Opt. Express*. 2012. V. 20. N 22. P. 24272. doi 10.1364/oe.20.024272
- [38] Mahler L., Tredicucci A., Beltram F., Walther C., Faist J., Witzigmann B., Beere H.E., Ritchie D.A. // *Nat. Photonics*. 2008. V. 3. N 1. P. 46–49. doi 10.1038/nphoton.2008.248