

# Лазерное излучение в мезоструктуре с квантовыми ямами на основе HgCdTe с периодической системой гребней

© Е.Н. Кирьянова<sup>1,2</sup>, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, А.А. Разова<sup>1,2,¶</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, Н.С. Гусев<sup>1</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1</sup>,  
В.В. Уточкин<sup>1</sup>, В.Р. Барышев<sup>3</sup>, А.А. Янцер<sup>1</sup>, К.А. Мажукина<sup>1</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, Н.С. Гинзбург<sup>3</sup>,  
А.М. Малкин<sup>3</sup>, Е.Д. Егорова<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова  
Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: annara@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 октября 2025 г.

В окончательной редакции 3 декабря 2025 г.

Принята к публикации 5 декабря 2025 г.

В волноводной структуре с квантовыми ямами на основе HgCdTe продемонстрирована одночастотная лазерная генерация на длине волны 13.5 мкм за счет формирования на поверхности структуры периодической системы гребней, реализующих распределенную обратную связь. Показано, что используемая технология ионного травления не приводит к увеличению пороговой мощности оптической накачки, которая не превышает 100 Вт/см<sup>2</sup> при  $T < 20$  К.

**Ключевые слова:** HgCdTe, мезоструктуры, распределенная обратная связь, одночастотный лазер.

DOI: 10.61011/FTP.2025.10.62342.8664

## 1. Введение

Развитие методик абсорбционной спектроскопии различных газов и органических соединений в среднем и дальнем инфракрасном (ИК) диапазонах важно как для фундаментальных исследований, так и в актуальных прикладных задачах [1]. Решение таких задач требует, в частности, создания компактных полупроводниковых источников когерентного излучения, обладающих высокой температурной и частотной стабильностью, хорошей выходной мощностью и низкими порогами генерации. Безусловными лидерами здесь являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  [2,3], однако область 25–60 мкм остается для них недоступной из-за сильного фононного поглощения в этих материалах [3]. Именно в этом диапазоне конкуренцию ККЛ могли бы составить межзонные лазеры на основе узкозонных материалов, в которых полоса остаточных лучей расположена в более низкочастотной области в сравнении с  $A^{III}B^V$  — прежде всего это соединения халькогенидов свинца–олова PbSnSe(Te) и кадмия–ртуть–теллура HgCdTe [4]. Критически важной особенностью зонного спектра в этих материалах является гиперболический закон дисперсии носителей [5,6], способствующий подавлению безызлучательных оже-процессов. Применительно к PbSnTe и PbSnSe такая дисперсия электронов и дырок реализуется в объемных пленках, и в них на сегодняшний день продемонстрирована при криогенных температурах лазерная генерация

на длинах волн 20–50 мкм при токовой накачке [7]. В то же время развитие PbSnSe(Te)-лазеров сдерживается значительным рассогласованием решеток в этой гетеросистеме и, соответственно, высокой дефектностью получаемых структур. Что касается HgCdTe, то это хорошо согласованная гетеросистема с высочайшим кристаллическим совершенством формируемых слоев, незаменимая в фотоприемных приложениях [5]. Гиперболический закон дисперсии, необходимый для подавления оже-рекомбинации, не реализуется в объемном HgCdTe, однако может быть получен в квантовых ямах (КЯ) HgCdTe/CdHgTe (в окрестности  $\Gamma$ -точки  $k_{||} = 0$ ) [8], и такие КЯ уже достаточно давно предлагались в теоретических работах (например, [9,10]) в качестве активной среды для длинноволновых лазеров.

Экспериментальную составляющую работы по сверхдлинноволновым HgCdTe-лазерам обрели совсем недавно [8]: в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe было продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) на длинах волн от 25 до 31 мкм (что выходит за пределы возможностей существующих ККЛ) в температурном диапазоне 8–90 К при оптической накачке. Одним из важных направлений развития этих работ является поиск оптимальных реализаций приборных (лазерных) структур, удобных с точки зрения как технологии их формирования, так и выходных характеристик — по мощности, порогам генерации, направленности излучения. Здесь были, в частности, реализованы микро-дисковые резонаторы и получено лазерное излучение

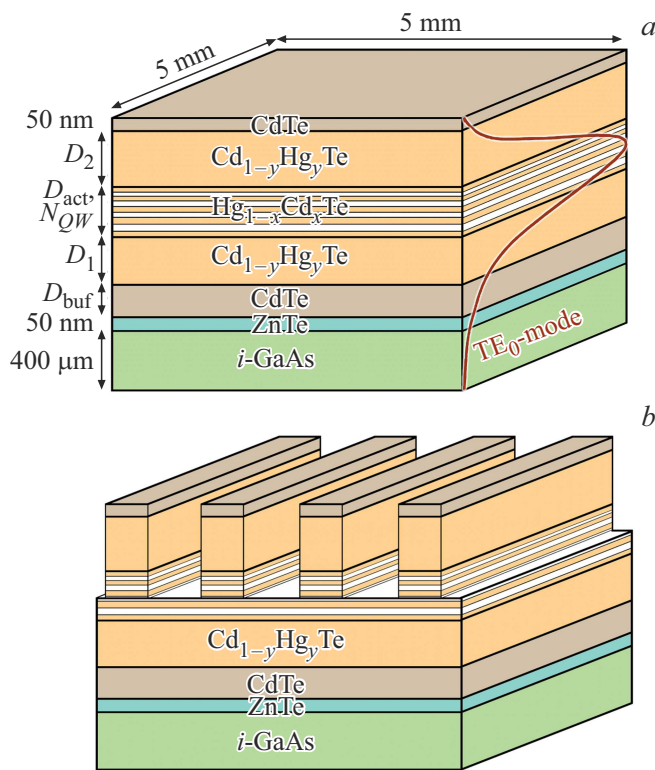


Рис. 1. Схемы исходной структуры (а) и мезаструктуры с гребнями (b).

(ЛИ) на длинах волн вблизи 25 мкм [11]. Однако генерация в микродисках достигалась при температурах заметно ниже максимальной температуры наблюдения СИ в непроцессированных структурах, а порог генерации заметно превышал пороги возникновения СИ. Это связывалось в работе [11] с дефектообразованием (и появлением большого числа центров безызлучательной рекомбинации) в ходе процессирования микродисковых резонаторов, включающего в себя магнетронное напыление металлической маски и ионное травление (ИТ) на глубину  $> 4$  мкм. Помимо этого, проблемой является направленный вывод излучения из микродисковых лазеров, и остается открытым вопрос оптимальных конструкций резонаторов, позволивших бы получить в гетероструктурах с HgCdTe КЯ длинноволновую лазерную генерацию с низкими порогами при оптической накачке в широком температурном диапазоне.

Цель настоящей работы — на основе модельной гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe, излучающей на длине волны  $\sim 14$  мкм, разработать данный подход для создания лазера с распределенной обратной связью (РОС) на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe в длинноволновой ( $> 29$  мкм) части среднего ИК диапазона, недоступной современным ККЛ.

В данной работе на основе волноводной гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe сформирована лазерная структура с РОС — периодической системой гребней,

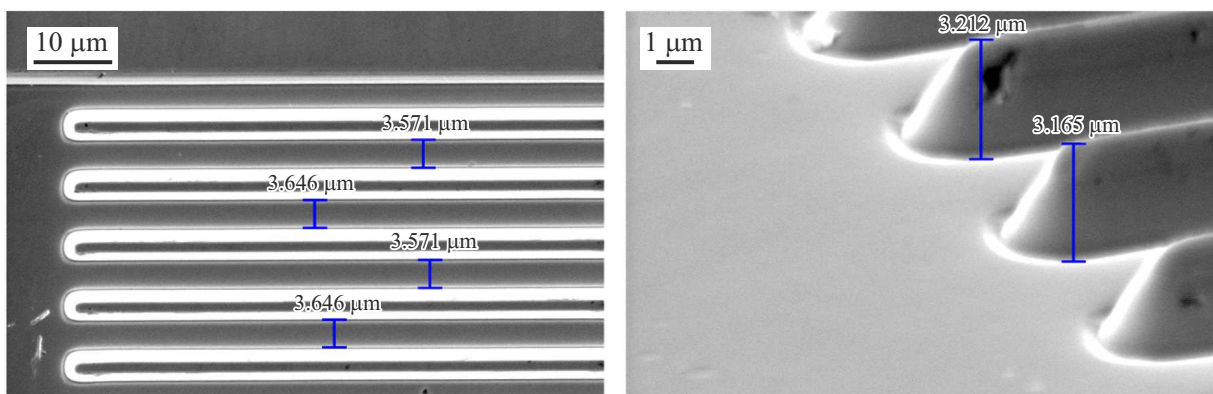
и показана одночастотная лазерная генерация в ней. Подобный „РОС-лазер“ фактически представляет собой одномерный фотонный кристалл макроскопического размера, более устойчивый (по сравнению, например, с относительно узкими полосковыми резонаторами) к случайным дефектам на поверхности структуры, а также позволяющий получить высокую добротность при относительно неглубоком травлении структуры. В качестве исходной была выбрана заведомо удачная модельная HgCdTe-гетероструктура, излучающая на длине волны  $\sim 14$  мкм и демонстрирующая стимулированную эмиссию как при импульсной, так и при непрерывной накачке. В то же время развитые в работе подходы могут быть спроецированы и на создание на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe РОС-лазеров в длинноволновой ( $> 29$  мкм) части среднего ИК диапазона, недоступной современным ККЛ.

## 2. Материалы и методы исследования

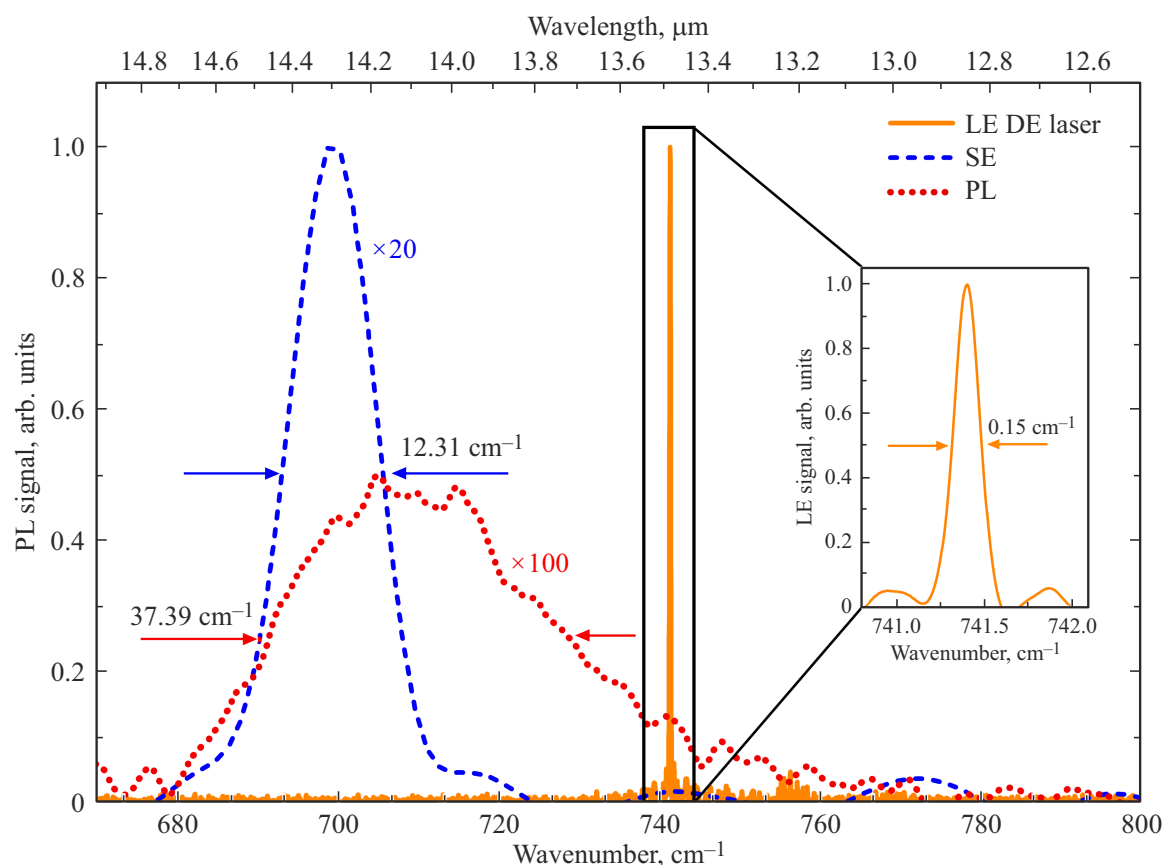
В данной работе исследовалась волноводная гетероструктура Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te с КЯ, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке *i*-GaAs (013). Толщина буферного слоя ( $D_{\text{buf}}$ ) CdTe составляет 10 мкм. Волноводный слой CdHgTe, расположенный поверх буфера, обеспечивает локализацию TE<sub>0</sub>-моды межзонного излучения в области КЯ благодаря более высокому показателю преломления по сравнению с буферным слоем. Толщина нижнего волноводного слоя (прилегающего к буферу CdTe) составляет  $D_1 = 1.9$  мкм, толщина активной области  $D_{\text{act}} = 0.3$  мкм, а толщина верхнего волноводного слоя  $D_2 = 3$  мкм. Структура была закрыта защитным слоем CdTe толщиной 50 нм. Активная область содержала  $N_{\text{QW}} = 5$  КЯ с толщиной  $d_{\text{QW}} = 7.4$  нм и содержанием Cd в КЯ  $x = 9.8\%$ , а в барьерных/волноводных слоях  $y = 69\%$  [12] (рис. 1, а).

Формирование мезаструктуры с одномерным фотонным кристаллом выполнялось посредством ИТ с использованием лазерной литографии. Травление осуществлялось ионами аргона с энергией  $\sim 1.4$  кэВ в ранее отработанных режимах изготовления мезаструктур на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe [11]. Дизайн гребня рассчитывался исходя из того, чтобы глубина травления не превышала глубины залегания КЯ и составляла 2 мкм, однако результирующая высота гребней составила 3.2 мкм, что приводит к частичному протравливанию активной области между гребнями (рис. 1, б). Согласно снимкам растрового электронного микроскопа (РЭМ), расстояние между гребнями варьируется от 3.55 до 3.65 мкм, а ширина гребня — от 2.79 до 3.94 мкм. Длина решетки вдоль гребней — 2 мм, в ортогональном направлении — 1 см (рис. 2).

Микроскопическая характеристика структур проводилась методами РЭМ. Регистрация спектров фотолюминесценции (ФЛ) и СИ проводилась с использованием фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Для регистрации сигнала использовался фотоприемник на основе HgCdTe



**Рис. 2.** Снимки РЭМ мезоструктуры с РОС на периодической системе вытравленных гребней (слева — вид сверху, справа — вид сбоку).



**Рис. 3.** Спектры: синяя пунктирная кривая — стимулированного излучения (SE) непроцессированного образца, красные точки — фотолюминесценции (PL) непроцессированного образца [13], оранжевая кривая — лазерного излучения „РОС-лазера“ (LE DF laser). Рядом со спектрами указаны значения, на которые были умножены интенсивности сигнала.

с красной границей 16 мкм. Для измерений спектров ФЛ в качестве накачки использовался диодный лазер с длиной волны 808 нм. При исследованиях СИ для оптического возбуждения использовался CO<sub>2</sub>-лазер с длиной волны  $\lambda = 10.6$  мкм и интенсивностью излучения до  $\sim 200$  кВт/см<sup>2</sup>. Длительность импульсов CO<sub>2</sub>-лазера составляет 100 нс при частоте повторения 33 Гц.

### 3. Результаты

На рис. 3 приведены спектры ФЛ и СИ для исходной структуры, а также спектр излучения сформированной лазерной мезоструктуры. Идентификация спектров СИ и ЛИ производилась по уменьшению спектральной ширины линии и „пороговому“ (сверхлинейному) росту

интегральной мощности эмиссии образца от мощности накачки. Отметим, что ширина спектра излучения на полувысоте для непроцессированного образца при импульсном возбуждении составляет  $\sim 12 \text{ см}^{-1}$ , т.е. в 3 раза больше, чем  $0.7k_B T = 3.89 \text{ см}^{-1}$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Однако обужение линии излучения по сравнению с линией ФЛ (рис. 3) и зависимость мощности эмиссии образца от мощности накачки в импульсном режиме позволяют сделать вывод о стимулированном характере излучения.

Для „РОС-лазера“ ширина линии на полувысоте составляет  $0.15 \text{ см}^{-1}$ , т.е. в 26 раз меньше значения  $0.7k_B T = 3.89 \text{ см}^{-1}$ , что однозначно говорит о том, что линия излучения не может быть связана со спонтанными оптическими переходами. Кроме того, обужение спектра более чем на порядок по сравнению с линией СИ указывает на резкое увеличение добротности излучающей системы за счет наличия сильной положительной обратной связи на наблюдаемой длине волны генерации.

Видно, что пик СИ, характерный для непроцессированной структуры, соответствует волновому числу  $700 \text{ см}^{-1}$  (или длине волны  $14.3 \text{ мкм}$ ), в то время как пик излучения „РОС-лазера“ соответствует волновому числу  $741.3 \text{ см}^{-1}$  ( $13.5 \text{ мкм}$ ). В нашем типе „РОС-лазера“ необходимо выполнение условия брэгговского резонанса, которое, как известно, задается равенством [14,15]

$$\lambda_{Br} = 2n_{\text{eff}}d/s,$$

где  $n_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления,  $d$  — период решетки (гофрировки),  $s$  — номер гармоники. Как видно из спектра межзонной ФЛ (рис. 3, красные точки) от КЯ, находящихся в активной области волноводной структуры, спектр усиления соответствует волновым числам от  $680$  до  $760 \text{ см}^{-1}$ , в который попадает частота брэгговского резонанса для данной решетки на третьей гармонике. Поскольку в исследуемой структуре  $d = 7 \pm 0.2 \text{ мкм}$ , а положение линии излучения на третьей гармонике соответствует  $13.5 \text{ мкм}$ , то  $n_{\text{eff}} = 2.89 \pm 0.05$ , что совпадает с характерным значением эффективного показателя преломления для КРТ. Таким образом, пик излучения „РОС-лазера“ „фиксируется“ электродинамическими свойствами выбранного дизайна РОС, а не определяется максимумом в спектре усиления, как в случае СИ. Фиксирование длины волны излучения также наглядно видно на зависимости спектров излучения от температуры (рис. 4). С увеличением температуры линия СИ сдвигается в сторону больших энергий кванта за счет увеличения ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ), в то время как в структуре с РОС положение линии практически не изменяется. Однако увеличением  $E_g$  определяется максимальная температура генерации „РОС-лазера“, так как при повышении температуры  $E_g$  становится больше энергии кванта, на которой возможна генерация в данном типе РОС.

На рис. 5 представлены зависимости мощности излучения непроцессированной структуры и сформированной мезоструктуры с РОС. Видно, что зависимости

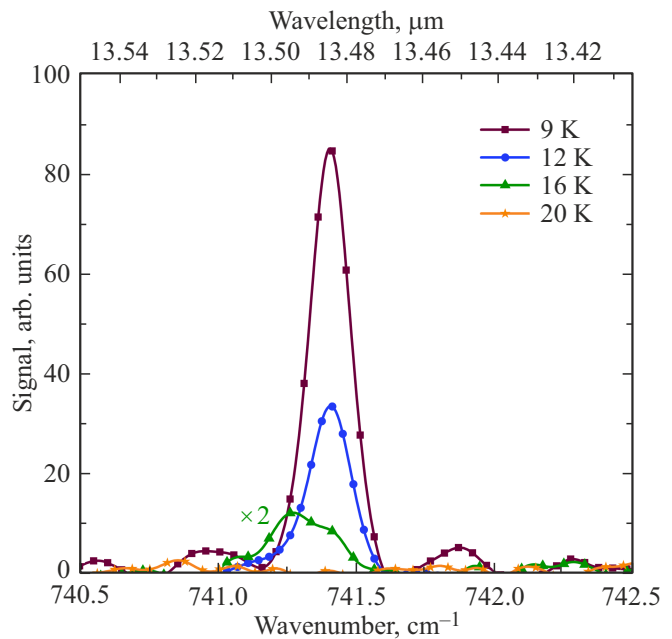


Рис. 4. Температурная зависимость ЛИ, полученного для „РОС-лазера“ при накачке  $\text{CO}_2$ -лазером с интенсивностью  $154 \text{ Вт/см}^2$ .

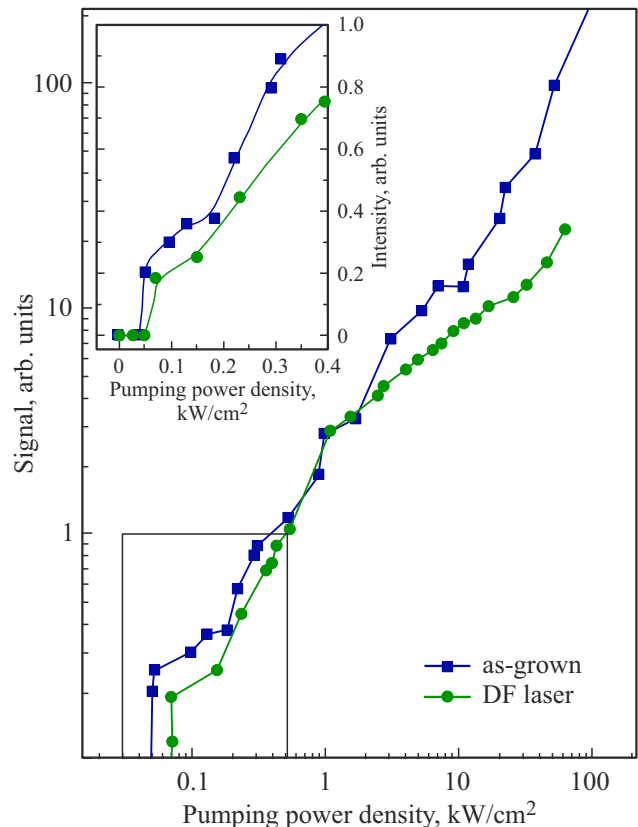


Рис. 5. Зависимость интенсивности эмиссии от плотности мощности лазера накачки при  $T = 8 \text{ К}$  в логарифмическом масштабе: синие квадраты — непроцессированной структуры (as-grown), зеленые кружки — мезоструктуры с РОС (DF laser). Прямоугольник указывает область, изображенную на вставке в линейном масштабе.

с хорошей точностью совпадают при интенсивности накачки  $I_p < 2 \text{ кВт/см}^2$ , убывая по линейному закону. В области  $I_p < 100 \text{ Вт/см}^2$  для обеих структур наблюдается резкое падение (на порядок величины) сигнала на детекторе до уровня шума, отождествляемое с порогом генерации. Для непроцессированной структуры пороговая интенсивность накачки составила  $50 \pm 10 \text{ Вт/см}^2$ , а для мезаструктуры с РОС  $\sim 70 \pm 15 \text{ Вт/см}^2$ , в то время как для других типов резонаторов увеличение порога генерации для процессированных структур составляло не менее одного порядка [11].

## 4. Заключение

Таким образом, в данной работе продемонстрировано одночастотное лазерное излучение в лазерных структурах на основе HgCdTe с РОС. В пределах погрешности измерений порог генерации для мезаструктуры с РОС не изменился по сравнению с исходной структурой, что позволяет сделать вывод об отсутствии дополнительных рекомбинационных дефектов в КЯ, привнесенных технологией постростовой обработки. Последнее обуславливает перспективность использованного подхода для создания лазеров на основе HgCdTe в более длинноволновой области, где рекомбинация через дефекты играет особенно важную роль [12].

## Финансирование работы

Рост структур, формирование РОС-лазера и исследование оптических свойств мезаструктур с помощью спектров ФЛ и СИ выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00310-П). Характеризация структур, выполненная при помощи РЭМ, проведена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № FFUF-2024-0019).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti, M.K. Shakfa, E. Can, F. Tamassia, P. Schunemann, P. Laporta, A. Farooq, M. Marangoni. *Commun. Phys.*, **3** (1), 175 (2020). DOI: <https://doi.org/10.1038/s42005-020-00441-y>
- [2] M. Razeghi, N. Bandyopadhyay, Y. Bai, Q. Lu, S. Slivken. *Opt. Mater. Express*, **3** (11), 1872 (2013). DOI: <https://doi.org/10.1364/OME.3.001872>
- [3] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23** (4), 5167 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.23.005167>
- [4] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56** (6), 1601 (1984). DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.334144>
- [5] A. Rogalski, M. Kopytko, W. Hu, P. Martyniuk. *Sensors*, **23**, 7564 (2023). DOI: <https://doi.org/10.3390/s23177564>
- [6] J.O. Dimmock, I. Melngailis, A.J. Strauss. *Phys. Rev. Lett.*, **16** (26), 1193 (1966). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.1193>
- [7] К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, Л.С. Бовкун, В.В. Румянцев, Е.Г. Чижевский, И.И. Засавицкий, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **52** (12), 1486 (2018). DOI: <https://doi.org/10.21883/FTP.2018.12.46762.42>
- [8] S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzskii, V.I. Gavrilenko, F. Teppa. *ACS Photonics*, **8** (12), 3526 (2021). DOI: <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.1c01111>
- [9] V.M. Menon, L.R. Ram-Mohan, I. Vurgaftman, J.R. Meyer. *J. Electron. Mater.*, **29** (6), 865 (2000). DOI: <https://doi.org/10.1007/s11664-000-0239-5>
- [10] A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V.V. Rummyantsev, S.V. Morozov. *Optical Quant. Electron.*, **57** (6), 369 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1007/s11082-025-08291-0>
- [11] A.A. Razova, V.V. Rummyantsev, K.A. Mazhukina, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D.V. Shengurov, N.S. Gusev, E.E. Morozova, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.*, **126** (12), 121102 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0253661>
- [12] V.V. Rummyantsev, K.A. Mazhukina, V.V. Utochkin, K.E. Kudryavtsev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, A.A. Razova, D.I. Kuritsin, M.A. Fadeev, A.V. Antonov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, F. Teppa, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.*, **124** (16), 161111 (2024). DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0186292>
- [13] V. Rummyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin, N. Kulikov, V. Utochkin, N. Mikhailov, S. Dvoretzskii, S. Pavlov, H.-W. Hübers, V. Gavrilenko, C. Sirtori, Z.F. Krasilnik, S. Morozov. *Phys. Status Solidi B*, **256** (6), 1800546 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.201800546>
- [14] H. Kogelnik. *Integrated optics* (Berlin–Heidelberg, Springer, 1975). 2. *Theory of dielectric waveguides*, pp. 13–81. DOI: <https://doi.org/10.1007/BFb0103618>
- [15] В.Р. Барышев, Е.Д. Егорова, Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.М. Малкин, В.Ю. Заславский, С.В. Морозов, А.С. Сергеев. *ФТП*, **57** (5), 362 (2023). DOI: <https://doi.org/10.21883/FTP.2023.05.56204.41k>

Редактор Г.А. Оганесян

## Laser emission in a mesastructure with HgCdTe-based quantum wells with a periodic ridge system

*E.N. Kiryanova<sup>1,2</sup>, V.V. Rumyantsev<sup>1,2</sup>, A.A. Razova<sup>1,2</sup>,  
D.V. Shengurov<sup>1</sup>, N.S. Gusev<sup>1</sup>, E.E. Morozova<sup>1</sup>,  
V.V. Utochkin<sup>1</sup>, V.R. Baryshev<sup>3</sup>, A.A. Yantser<sup>1</sup>,  
K.A. Mazhukina<sup>1</sup>, M.A. Fadeev<sup>1</sup>, N.S. Ginzburg<sup>3</sup>,  
A.M. Malkin<sup>3</sup>, E.D. Egorova<sup>3</sup>, N.N. Mikhailov<sup>4</sup>,  
S.A. Dvoretzky<sup>4</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>1,2</sup>, S.V. Morozov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures  
of Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>3</sup> Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics  
of the Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>4</sup> Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** In a waveguide structure with HgCdTe quantum wells single-frequency laser emission at a wavelength of  $13.5\mu\text{m}$  is demonstrate due to the formation of a periodic system of ridges on the surface of the structure, implementing distributed feedback. It is shown that the ion etching technology used does not lead to an increase in the threshold intensity of optical pumping, which does not exceed  $100\text{ W/cm}^2$  at  $T < 20\text{ K}$ .