

07.2

Квантово-каскадные лазеры на основе активной области с малой чувствительностью к флуктуации толщины слоев

© А.В. Бабичев¹, Е.С. Колодезный¹, Д.А. Михайлов², В.В. Дюделев², А.Г. Гладышев¹,
С.О. Слипенченко², А.В. Лютецкий², Л.Я. Карачинский¹, И.И. Новиков¹,
Г.С. Соколовский², Н.А. Пихтин², А.Ю. Егоров¹

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступило в Редакцию 15 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 27 апреля 2024 г.

Принято к публикации 27 апреля 2024 г.

Представлены результаты исследования полосковых квантово-каскадных лазеров спектрального диапазона $8\ \mu\text{m}$ на основе конструкции активной области с опустошением нижнего лазерного уровня через рассеяние на продольном оптическом фоне и последующим выбросом носителей заряда в слои инжектора через минизону. Применение активной области на основе 35 периодов, формирующих каскад, и обкладок волновода на основе InP толщиной $\geq 3.5\ \mu\text{m}$ наряду с использованием дополнительных ограничивающих слоев InGaAs позволило реализовать эффективный теплоотвод от активной области и высокий фактор оптического ограничения ($\sim 68\%$). Повышение уровня легирования слоев инжектора позволило реализовать пиковую выходную оптическую мощность порядка $\sim 3.6\ \text{W}$ при эффективности лазера $\sim 6\%$.

Ключевые слова: сверхрешетки, квантово-каскадный лазер, молекулярно-пучковая эпитаксия, газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений, фосфид индия.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.16.58532.19953

Метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) позволяет массово (в больших объемах) выращивать широкий класс гетероструктур для оптоэлектроники. В то же время при эпитаксии многопериодных (порядка 400–900 слоев в активной области) гетероструктур квантово-каскадных лазеров (ККЛ) наблюдается эффект, связанный с нестабильностью во времени потоков прекурсоров [1]. Использование ультразвуковых систем контроля концентрации прекурсоров в режиме реального времени [1] наряду с применением активных областей ККЛ с малой чувствительностью к флуктуации толщины слоев в различных периодах каскада [2] позволяет компенсировать данный эффект. Эффекты разделения фаз (phase separation [3], шероховатость поверхности и изменение состава InAlAs [4–6]) наблюдаются при росте ККЛ методом МОГФЭ с активной областью на основе механически напряженных гетеропар. В результате выходные характеристики данных ККЛ в ряде случаев значительно уступают характеристикам аналогов, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [4]. Более того, предельная величина механического напряжения слоев активной области, реализуемая методом МПЭ, значительно выше, чем в случае применения МОГФЭ.

Эффект надбарьерного выброса носителей с верхнего лазерного уровня в непрерывный спектр для длинноволновых ККЛ менее выражен в сравнении с коротковолновыми ККЛ. Как результат при эпитаксии ККЛ спектрального диапазона $8\ \mu\text{m}$ на промышленных установках МОГФЭ традиционно используются конструкции актив-

ных областей на основе согласованных по постоянной кристаллической решетки гетеропар.

В настоящей работе представлены результаты исследования ККЛ спектрального диапазона $8\ \mu\text{m}$ на основе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ -гетеропары, эпитаксия гетероструктуры которых проводилась методом МПЭ. Использована конструкция активной области с малой чувствительностью к флуктуации толщин слоев в разных периодах каскада [2,4,7] с целью ее последующего применения для эпитаксии методом МОГФЭ.

Гетероструктура была выращена на подложке фосфида индия (InP) с кристаллографической ориентацией $(001) \pm 0.5^\circ$ и уровнем легирования $(1-3) \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. Нижняя обкладка волновода сформирована на основе слоя InP толщиной $3.5\ \mu\text{m}$ с концентрацией примеси кремния $n = 3.0 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$. В качестве дополнительных ограничивающих активную область слоев использованы слои $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 250 nm ($n = 4.0 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$) с целью дополнительного повышения фактора оптического ограничения (составил 68% для данного типа волновода). Активная область включала 35 периодов, формирующих каскад, и была сформирована на основе гетеропары твердых растворов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Верхняя обкладка волновода включала слои InP толщиной 3500, 500 и 200 nm с уровнем легирования $n = 3.0 \cdot 10^{16}$, $7.0 \cdot 10^{18}$ и $1.0 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ соответственно. В качестве контактного слоя использован слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 200 nm с уровнем легирования $2.5 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. Описанная выше гетероструктура ККЛ была полностью (включая

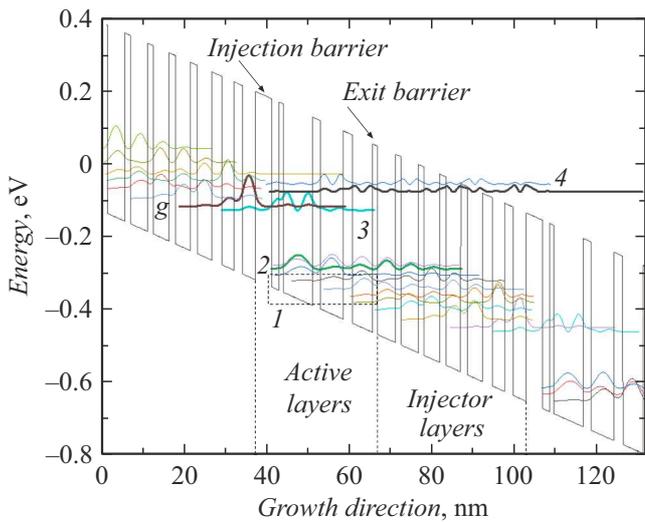


Рис. 1. Зонная диаграмма двух периодов активной области гетероструктуры ККЛ (соответствует напряженности электрического поля 51 кВ/см). Границы слоев активной области и области инжектора отмечены вертикальными пунктирными линиями. Границы минизоны обозначены пунктирной рамкой.

обладки волновода на основе InP) выращена методом МПЭ.

Схематически активная область с опустошением нижнего лазерного уровня через рассеяние на продольном оптическом фоне и последующим быстрым выбросом носителей заряда в область инжектора через минизону (1), сформированную нижними состояниями слоев активной области [4,6,7], представлена на рис. 1. Расчетная энергия кванта составила 156.3 meV. Значительное энергетическое расстояние (порядка 172 meV) между нижним лазерным уровнем (2) и основным уровнем инжектора (g) свидетельствует о минимизации паразитного эффекта обратного теплового заброса носителей на нижний лазерный уровень 2 [7]. Дополнительно увеличено (до 51 meV) энергетическое расстояние между верхним лазерным уровнем (3) и вышележащим „паразитным“ уровнем (4) и уменьшено (до 2.1 nm) пространственное перекрытие данных уровней в сравнении с конструкцией, описанной в работе [6]. Расчетная величина дифференциального усиления несколько выше (~6%) величины для конструкции, обсуждаемой в [6]. В ходе эксперимента нами был дополнительно увеличен уровень легирования слоев инжектора (поверхностная концентрация $n_s = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) по сравнению с ранее представленными результатами ($n_s = (1.1-1.5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [6,8]) с целью увеличения выходной оптической мощности лазера и динамического диапазона лазера, который линейно пропорционален величине n_s [9,10].

Формирование кристалла ККЛ проводилось по методике, аналогичной описанной ранее [8]. Использована конструкция глубокой мезы с двойной канавкой (double trench). Глубина травления меза-структуры составила

7.5 μm . Ширина резонатора Фабри–Перо, измеренная вблизи поверхности, составила 20 μm . Исследованы лазеры длиной 3 mm. Монтаж кристаллов ККЛ проводился эпитаксиальной поверхностью на медный теплоотвод при помощи индиевого припоя.

Кристаллы ККЛ исследовались в импульсном режиме токовой накачки при температуре 294 К. Длительность импульсов накачки фиксирована на уровне 75 ns с частотой повторения 48 kHz. Спектры генерации измерялись с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Для регистрации абсолютной выходной оптической мощности применен измеритель мощности Thorlabs PM100/S401C.

Для исследованных ККЛ продемонстрирована многомодовая генерация в широком спектральном диапазоне (7.8–8.2 μm) (см. вставку на рис. 2). Пороговый ток I_{th} составил 2.7 А (соответствует плотности порогового тока $j_{th} \sim 4.5 \text{ kA/cm}^2$). Пороговое напряжение U_{th} , определенное по вольт-амперной характеристике (рис. 2), не превышало 7.6 В. Максимальная пиковая выходная оптическая мощность, измеренная с выводного зеркала ($P_{perfacet}$), соответствовала току накачки $2.6I_{th}$ и составила 1.8 W ($P_{total} = 2P_{perfacet} = 3.6 \text{ W}$). Крутизна ватт-амперной характеристики, соответствующая мощности, измеренной с выводного зеркала, $SE_{perfacet}$ составила 0.67 W/A. Максимальная величина полной эффективности лазера (приведенная к удвоенной мощности выводного зеркала аналогично [6]) WPE (wall plug efficiency) превысила 5.9%. Проведено сопоставление с результатами для ККЛ спектрального диапазона 8 μm , выращенными методом МОГФЭ, с активной областью на основе аналогичного числа периодов в каскаде. Рекордные выходные характеристики ККЛ с активной областью с опустошением нижнего лазерного уровня через рассеяние на продольном оптическом фоне и последующим быстрым выбросом носителей заряда в область инжектора через минизону, сформированную нижними состояниями слоев активной области, представлены в работе [8]. Показано, что полосковые ККЛ с шириной полоскового контакта 20 μm и длиной резонатора 3 mm, гетероструктура которых была сформирована на основе 35 периодов в каскаде с уровнем легирования инжектора $n_s = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, продемонстрировали в 2 раза меньшую пиковую выходную оптическую мощность ($P_{perfacet} = 0.9 \text{ W}$ [8]). При этом были реализованы большая крутизна ватт-амперной характеристики (0.8 W/A) и величина максимальной полной эффективности WPE (~9.4%) [8]. Как показано ранее [11], величина максимальной полной эффективности лазера возрастает с уменьшением внутренних потерь в волноводе, которые прямо пропорциональны уровню легирования инжектора, что соотносится с тем, что в эксперименте продемонстрирована меньшая эффективность, чем в работе [8]. Уменьшение величины внутренних потерь в волноводе для исследованного лазера в сравнении с результатами, представленными ранее [8], с 20 до 11 cm^{-1} подтвержде-

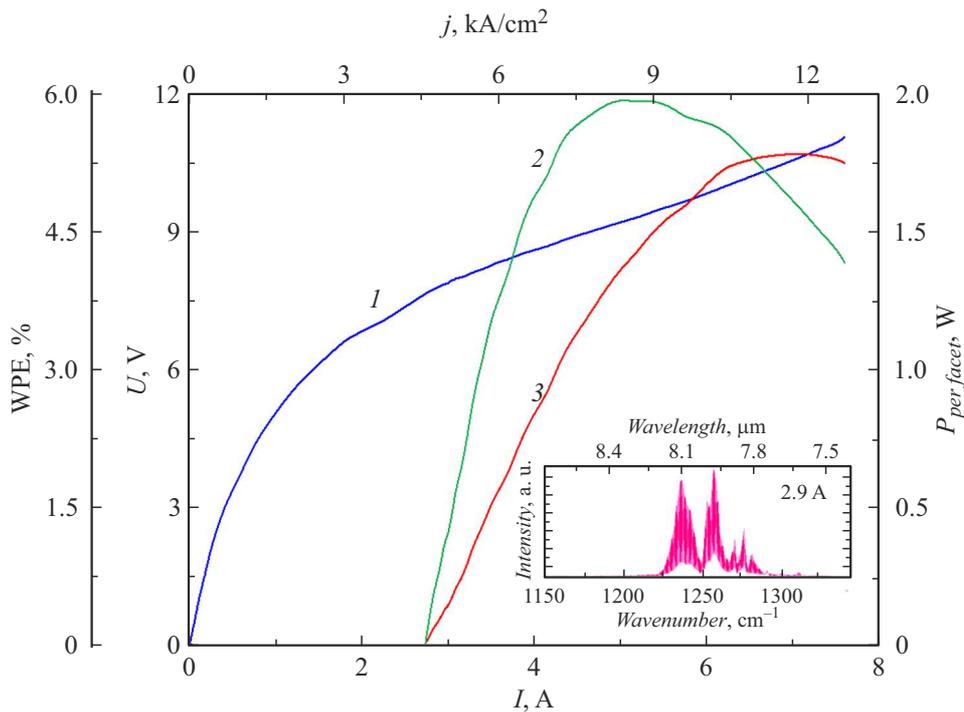


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика (1), зависимость полной эффективности лазера от тока (2), ватт-амперная характеристика (3) ККЛ с резонатором Фабри–Перо. Ширина полоскового контакта $20\ \mu\text{m}$, длина резонатора $3\ \text{mm}$. На вставке — спектр многомодовой генерации при токе накачки $2.9\ \text{A}$.

но на основе анализа крутизны ватт-амперной характеристики.

В работе [12] показано, что увеличение n_s с $1.0 \cdot 10^{11}$ до $2.1 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ приводит к росту выходной оптической мощности в 2 раза (с 0.46 до $0.93\ \text{W}$) для лазера с шириной полоскового контакта $24\ \mu\text{m}$ и длиной $3\ \text{mm}$. Аналогичный рост уровня легирования инжектора для исследованной конструкции в сравнении с ранее обсуждаемым [8] также привел к двукратному увеличению выходной оптической мощности.

Проведено сопоставление с рекордными выходными характеристиками ККЛ, выращенных методом МОГФЭ, с активной областью на основе механически напряженной гетеропары, включающей 35 периодов в каскаде. В работе [10] использована конструкция активной области на основе ступенчатых квантовых ям и барьеров, каскад включал 35 периодов с уровнем легирования слоев инжектора $n_s = 1.65 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$. Лазеры с шириной полоскового контакта $21\ \mu\text{m}$ и длиной $3\ \text{mm}$ демонстрируют близкую выходную оптическую мощность ($P_{total} = 3.3\ \text{W}$) [10]. Большая крутизна ватт-амперной характеристики ($1.15\ \text{W/A}$) обусловлена использованием высокоотражающего покрытия на заднем зеркале [10]. В дальнейшем авторами работы [10] было увеличено число периодов в каскаде до 45 и реализован уровень легирования слоев инжектора $n_s = 1.0 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$. Повышение числа периодов позволило повысить крутизну ватт-амперной характеристики до $2\ \text{W/A}$ за счет снижения величины n_s , что отразилось на пиковой выходной

оптической мощности P_{total} , которая не возросла с увеличением числа каскадов, а упала до $3.0\ \text{W}$ [13]. Данные результаты представлены для лазера с шириной полоскового контакта $25\ \mu\text{m}$ и длиной $3\ \text{mm}$ с высокоотражающим покрытием на заднем зеркале.

Таким образом, в работе продемонстрированы результаты исследований полосковых лазеров с активной областью с опустошением нижнего лазерного уровня через рассеяние на продольном оптическом фоне и последующим выбросом носителей заряда в слои инжектора через минизону, сформированную нижними состояниями слоев активной области. Использование данной конструкции активной области на основе 35 периодов наряду с эффективным волноводом позволило реализовать выходную оптическую мощность порядка $3.6\ \text{W}$. Двукратное повышение выходной мощности за счет незначительного понижения эффективности и крутизны ватт-амперной характеристики лазера в сравнении с данными работы [8] свидетельствует о перспективе использования данной конструкции ККЛ для создания лазеров с распределенной обратной связью, в том числе ККЛ с селективным кольцевым резонатором, что будет являться предметом дальнейших исследований.

Благодарности

Авторы благодарят В. Schwarz за содействие в расчете зонной структуры активной области ККЛ.

Финансирование работы

Исследование авторов из Университета ИТМО выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 20-79-10285–П (<https://rscf.ru/project/20-79-10285/>) в части исследования характеристик лазеров.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Troccoli, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **21** (6), 61 (2015). DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2413954
- [2] K. Fujita, S. Furuta, A. Sugiyama, T. Ochiai, T. Edamura, N. Akikusa, M. Yamanishi, H. Kan, IEEE J. Quantum Electron., **46** (5), 683 (2010). DOI: 10.1109/jqe.2010.2048015
- [3] B. Shin, A. Lin, K. Lappo, R.S. Goldman, M.C. Hanna, S. Francoeur, A.G. Norman, A. Mascarenhas, Appl. Phys. Lett., **80** (18), 3292 (2002). DOI: 10.1063/1.1476386
- [4] C.A. Wang, R.K. Huang, A. Goyal, J.P. Donnelly, D.R. Calawa, S.G. Cann, F. O'Donnell, J.J. Plant, L.J. Missaggia, G.W. Turner, A. Sanchez-Rubio, J. Cryst. Growth, **310** (23), 5191 (2008). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2008.07.100
- [5] R.D. Twisten, D.M. Follstaedt, S.R. Lee, E.D. Jones, J.L. Reno, J.M. Millunchick, A.G. Norman, S.P. Ahrenkiel, A. Mascarenhas, Phys. Rev. B, **60** (19), 13619 (1999). DOI: 10.1103/physrevb.60.13619
- [6] B. Schwarz, C.A. Wang, L. Missaggia, T.S. Mansuripur, P. Chevalier, M.K. Connors, D. McNulty, J. Cederberg, G. Strasser, F. Capasso, ACS Photon., **4** (5), 1225 (2017). DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00133
- [7] K. Fujita, S. Furuta, A. Sugiyama, T. Ochiai, T. Edamura, N. Akikusa, M. Yamanishi, H. Kan, Appl. Phys. Lett., **91** (14), 141121 (2007). DOI: 10.1063/1.2795793
- [8] C.A. Wang, B. Schwarz, D.F. Siriani, M.K. Connors, L.J. Missaggia, D.R. Calawa, D. McNulty, A. Akey, M.C. Zheng, J.P. Donnelly, T.S. Mansuripur, F.J. Capasso, J. Cryst. Growth, **464**, 215 (2017). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2016.11.029
- [9] Y. Chiu, Y. Dikmelik, P.Q. Liu, N.L. Aung, J.B. Khurgin, C.F. Gmachl, Appl. Phys. Lett., **101** (17), 171117 (2012). DOI: 10.1063/1.4764516
- [10] J.D. Kirch, C.-C. Chang, C. Boyle, L.J. Mawst, D. Lindberg, T. Earles, D. Botez, Opt. Express, **24** (21), 24483 (2016). DOI: 10.1364/oe.24.024483
- [11] R. Maulini, A. Lyakh, A. Tsekoun, R. Go, C. Pflügl, L. Diehl, F. Capasso, C.K.N. Patel, Appl. Phys. Lett., **95** (15), 151112 (2009). DOI: 10.1063/1.3246799
- [12] T. Aellen, M. Beck, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, J. Appl. Phys., **100** (4), 043101 (2006). DOI: 10.1063/1.2234804
- [13] D. Botez, J.D. Kirch, C. Boyle, K.M. Oresick, C. Sigler, H. Kim, B.B. Knipfer, J.H. Ryu, D. Lindberg, T. Earles, L.J. Mawst, Y.V. Flores, Opt. Mater. Express, **8** (5), 1378 (2018). DOI: 10.1364/ome.8.001378