

Исследование характеристик сверхрешетки InGaAs/InAlGaAs для вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 1300 nm

© С.А. Блохин,¹ А.В. Бабичев,² А.Г. Гладышев,² Л.Я. Карачинский,^{1,2,3} И.И. Новиков,^{1,2,3} А.А. Блохин,¹ М.А. Бобров,¹ Н.А. Малеев,¹ А.Г. Кузьменков,⁴ А.М. Надточий,⁵ В.Н. Неведомский,⁶ В.В. Андрюшкин,² С.С. Рочас,² Д.В. Денисов,⁷ К.О. Воропаев,⁸ И.О. Жумаева,⁸ В.М. Устинов,⁴ А.Ю. Егоров,³ В.Е. Бугров²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Национальный исследовательский университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ ООО „Коннектор Оптик“,
194292 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,
190121 Санкт-Петербург, Россия

⁶ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁷ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197022 Санкт-Петербург, Россия

⁸ АО „ОКБ-Планета“,
173004 Великий Новгород, Россия
e-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 августа 2021 г.

В окончательной редакции 2 сентября 2021 г.

Принято к публикации 3 сентября 2021 г.

Методами рентгеноструктурного анализа и спектроскопии фотолюминесценции проведены исследования выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур на основе сверхрешетки InGaAs/InAlGaAs для активных областей лазеров спектрального диапазона 1300 nm. Показано, что созданные гетероструктуры обладают высоким кристаллическим совершенством. Величина рассогласования средней постоянной кристаллической решетки сверхрешетки InGaAs/InAlGaAs относительно постоянной кристаллической решетки подложки InP оценена на уровне $\sim +0.01\%$. Анализ спектров фотолюминесценции позволил сделать вывод о том, что в исследованном диапазоне уровней накачки вклад оже-рекомбинации незначителен. Исследования вертикально-излучающих лазеров с активной областью на основе сверхрешетки InGaAs/InAlGaAs позволили для стандартной логарифмической аппроксимации зависимости усиления от плотности тока накачки оценить параметр усиления на уровне 650 cm^{-1} . При умеренных температурах ($20\text{--}60^\circ\text{C}$) плотность тока прозрачности лазеров лежит в диапазоне $400\text{--}630 \text{ A/cm}^2$, что сопоставимо с опубликованными результатами для активных областей на основе InAlGaAs–InP КЯ и сильнонапряженных квантовых ям InGaAsN–GaAs спектрального диапазона 1300 nm.

Ключевые слова: сверхрешетка, вертикально-излучающий лазер, оптическое усиление.

DOI: 10.21883/JTF.2021.12.51767.240-21

Введение

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) спектрального диапазона 1300 nm перспективны для создания активных оптических кабелей (оптических интерконнектов), требуемых для передачи информации на относительно дальние расстояния (свыше 1 km). Данный тип лазеров также представляет интерес с точки зрения гибридной интеграции с кремниевой фотоникой [1], создания кремниевых фотонных [2] и электронных микросхем, модуляторов. Отдельной областью применения ВИЛ

спектрального диапазона 1300 nm является создание сенсорных систем и источников излучения для оптической беспроводной передачи данных [3].

Несмотря на наличие ряда важных областей практических применений ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm, существуют фундаментальные ограничения, обусловленные спецификой используемых систем материалов InAlGaAsP/InP и InAlGaAs/GaAs [4]. Проблемы монолитных (выращенных в одном эпитаксиальном процессе) ВИЛ на подложках InP связаны с низким контрастом показателей преломления и плохой тепло-

проводностью слоев распределенных брэгговских отражателей (РБО) в системе материалов $\text{InAlGaAsP}/\text{InP}$, а также сложностью реализации эффективного токового оптического ограничения. В свою очередь, проблема монолитных ВИЛ на подложках GaAs состоит в отсутствии эффективно-излучающих в диапазоне длин волн 1250–1300 nm активных областей, несмотря на отчасти успешные попытки использования в качестве активных областей массива InAs квантовых точек или напряженных квантовых ям (КЯ) InGaAs , InGaAsSb , GaInAsP , GaInNAs и GaInNAsSb .

Перспективным решением для длинноволновых ВИЛ является сочетание концепции зарощенного туннельного перехода (ЗТП) и гибридной интеграции брэгговских зеркал, обладающих высокой теплопроводностью и отражательной способностью, с оптическим резонатором на основе материалов $\text{InAlGaAsP}/\text{InP}$. В качестве активной области широко применяются InAlGaAs КЯ, которые за счет относительно большой толщины позволяют обеспечить высокий фактор продольного оптического ограничения Γ_z (определяется перекрытием фундаментальной моды с активной областью в продольном направлении), а также демонстрируют более высокую температурную стабильность по сравнению с InGaAsP КЯ, для которых характерна сильная оже-рекомбинация [5–7]. При этом для ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm приходится значительно увеличивать содержание алюминия в КЯ (вплоть до 20%) в сравнении со случаем ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm [8]. С одной стороны, это позволяет повысить степень локализации носителей заряда в активной области [9], однако с другой стороны, наблюдается рост безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла (ШРХ) и, как следствие, происходит увеличение пороговых токов [8,10].

Применение InGaAs КЯ вместо InAlGaAs КЯ потенциально позволяет избежать проблемы безызлучательной рекомбинации носителей заряда, обусловленной рекомбинацией Шокли–Рида–Холла, при этом уменьшение толщины барьеров в сочетании с увеличением количества InGaAs КЯ [11] позволяет сохранить относительно высокие значения фактора Γ_z по сравнению со случаем использования InAlGaAs КЯ в [8,12]. В то же время стоит отметить, что применение тройных растворов InGaAs приводит к необходимости уменьшения толщины КЯ по сравнению со случаем использования четверных твердых растворов InAlGaAs . В результате для формирования активных областей спектрального диапазона 1300 nm характерная толщина напряженных InGaAs КЯ не превышает 1 nm, что ведет не только к падению модального усиления из-за снижения величины Γ_z , но и к крайне слабой локализации носителей заряда в тонких КЯ и, как следствие, к низкой температурной стабильности характеристик ВИЛ.

Альтернативным решением является применение системы туннельно-связанных КЯ, так называемой короткопериодной сверхрешетки (СР, англ. — superlattice), в которой расщепление уровней размерного квантования

в туннельно-связанных ямах ведет к образованию энергетических минизон [13], что потенциально позволяет улучшить локализацию носителей заряда и заметно увеличить фактор Γ_z по сравнению со случаем использования тонких InGaAs КЯ [14]. Следует отметить, что шириной минизоны можно эффективно управлять, варьируя толщину КЯ и барьерных слоев. Инерционность метода газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС, англ. — metalorganic chemical vapour deposition) затрудняет создание резких профилей гетерограниц [15,16], тогда как технология молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ, англ. — molecular beam epitaxy) открывает широкие перспективы по созданию активных областей на основе короткопериодных СР благодаря возможности контроля роста эпитаксиальных слоев на атомарном уровне.

В настоящей работе представлены результаты исследования структурного качества и проведен анализ оптического усиления короткопериодных $\text{InGaAs}/\text{InAlGaAs}$ СР, реализованных методом МПЭ, предложенных для применения в качестве активных областей ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm.

1. Эксперимент

Для исследования структурных и оптических характеристик короткопериодных $\text{InGaAs}/\text{InAlGaAs}$ СР методом МПЭ на установке Riber 49 были синтезированы тестовые структуры на подложках InP. Структуры состояли из слоя сбора носителей $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ толщиной ~ 90 nm, ограниченного со стороны подложки и поверхности барьерными слоями $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 200 и 30 nm соответственно. Для предотвращения окисления поверхности структура завершалась слоем $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ толщиной 5 nm. В центр слоя сбора носителей $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ была помещена короткопериодная СР на основе 24 пар чередующихся слоев $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ КЯ и барьерных слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ суммарной толщиной ~ 70 nm. Толщины слоев КЯ/барьер тестовой структуры были выбраны так, чтобы обеспечить интенсивную фотолюминесценцию вблизи 1300 nm [17].

Измерения рентгенодифракционных кривых были проведены на дифрактометре Bruker D8 Discover методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. В качестве источника излучения использована высокояркостная трубка с вращающимся медным анодом. Полуширина первичного пучка не превышала $12''$, что обеспечивалось использованием четырехкратного Ge (220) прорезного кристалла-монокроматора. Картирование обратного пространства осуществлялось измерением наборов рентгенодифракционных кривых в окрестности симметричного рефлекса (004) и антисимметричного рефлексов (224) InP соответственно.

Оптические свойства тестовой структуры $\text{InGaAs}/\text{InAlGaAs}$ СР были исследованы методом

фотолюминесценции (ФЛ). Для возбуждения ФЛ использовался твердотельный Yag:Nd-лазер с рабочей длиной волны 532 nm с выходной оптической мощностью до 350 mW. Мощность оптической накачки управляемо изменялась с помощью нейтральных светофильтров, а диаметр сфокусированного лазерного пятна составлял порядка 65 μm . С помощью оптической системы излучение образца фокусировалось на входных щелях монохроматора МДР-23. Регистрация сигнала ФЛ выполнялась с помощью одноканального охлаждаемого Ge-фотодиода в режиме синхронного детектирования (SRS 510 Stanford Research Systems).

Исследование усилительных свойств активной области на основе InGaAs/InAlGaAs СП проводилось по методике, предполагающей исследование статических характеристик ВИЛ в зависимости от уровня оптических потерь [18]. В качестве базовой приборной конструкции ВИЛ использована геометрия вертикального микрорезонатора с внутрирезонаторными контактами и токовым ограничением на основе концепции ЗТП. Гетероструктура ВИЛ сформирована последовательным двойным спеканием гетероструктуры InAlGaAs/InP оптического резонатора с гетероструктурой верхнего РБО на основе 21.5 пар Al_{0.91}Ga_{0.09}As/GaAs и гетероструктурой нижнего РБО на основе 35.5 пар Al_{0.91}Ga_{0.09}As/GaAs (далее СП–ВИЛ). Детальное описание гетероструктуры и приборной конструкции СП–ВИЛ, а также нюансы формирования гетероструктуры СП–ВИЛ методом спекания пластин приведены в работах [19,20].

2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1,а представлены экспериментальная и расчетная рентгенодифракционные кривые для симметричного (004) рефлекса для тестовой структуры InGaAs/InAlGaAs СП. На кривой качания наблюдаются нулевой пик F_0 от периодической структуры, отвечающий за средний состав СП, и пики-сателлиты первого порядка S_{-1} , S_{+1} , содержащие информацию о периоде СП. Пик среднего состава F_0 располагается слева относительно пика подложки S . Согласно результатам численного моделирования дифракционных кривых в рамках динамической теории дифракции рентгеновских лучей, InGaAs/InAlGaAs СП состоит из чередующихся слоев InGaAs КЯ толщиной 0.6 nm и барьерного слоя InAlGaAs толщиной 2.2 nm, а среднюю мольную долю индия в слоях СП можно оценить на уровне 0.55. Следует отметить, что состав по алюминию и галлию решеточно-согласованных слоев InAlGaAs был уточнен с помощью спектроскопии фотолюминесценции. Величина рассогласования средней постоянной кристаллической решетки InGaAs/InAlGaAs СП относительно постоянной кристаллической решетки подложки InP в перпендикулярном направлении $\varepsilon = (\Delta a/a)_\perp = (\sin \theta_S / \sin \theta_{F_0} - 1)$ (далее — несоответствие параметров кристаллической решетки) определя-

ется из разницы между угловыми положениями нулевого пика периодической структуры θ_0 и пика подложки θ_S [21]. Оценочное значение несоответствия параметров кристаллической решетки ε составило $\sim +0.01\%$, что коррелирует с данными для активной области ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm на основе напряженных ($\varepsilon = +1\%$) InAlGaAs КЯ с компенсацией напряжений барьерными слоями InAlGaAs ($\varepsilon = -0.9\%$) [22]. Для сравнения несоответствие параметров кристаллической решетки слоев активной области спектрального диапазона 1550 nm на основе напряженных InGaAs КЯ ($\varepsilon = +1.45\%$) с решеточно-согласованными барьерными слоями InAlGaAs составляет $+0.29\%$ [23], а на основе напряженных InAlGaAs КЯ ($\varepsilon = +1.25\%$ и $+1.75\%$) с решеточно-согласованными барьерными слоями InAlGaAs достигает $+0.57\%$ и $+0.71\%$ соответственно [24]. Следует отметить, что короткопериодная InGaAs/InAlGaAs СП открывает больше степеней свободы по управлению напряжениями в слоях СП по сравнению с активной областью на основе напряженных In(Al)GaAs КЯ, что крайне важно для увеличения дифференциального усиления активной области на ее основе.

Для более детального анализа были проведены измерения карт обратного пространства для симметричного (004) рефлекса и антисимметричного (224) рефлекса вдоль направления [110] при значениях угла поворота подложки φ в 0 и 90°. Ключевые результаты представлены на рис. 1, b, c). На картах обратного пространства наблюдаются характерные пики, соответствующие пику подложки S и нулевому пику периодической структуры F_0 . Высокая интенсивность и малая полуширина нулевого пика периодической структуры, а также отсутствие сильных искажений формы пиков на картах обратного пространства свидетельствуют о высоком кристаллическом совершенстве гетероструктуры СП. Малое отклонение в направлении вектора обратной решетки Q_x для положения пика нулевого порядка F_0 периодической структуры относительно положения пика подложки S при измерениях для ассиметричного (224) рефлекса свидетельствует о наличии небольшой релаксации напряжений в структуре [25,26]. Оценочное значение релаксации напряжений составляет $\sim 11\%$.

На рис. 2 представлены спектры ФЛ тестовой структуры InGaAs/InAlGaAs СП, измеренные при температурах 25 и 100°С. Видно, что спектр ФЛ при низкой плотности накачки имеет максимум на длине волны ~ 1320 nm (0.93 eV), что соответствует энергии перехода нижней минизоны СП, образованной основными уровнями размерного квантования туннельно-связанных InGaAs КЯ. По мере увеличения плотности мощности оптической накачки с ~ 0.01 до 5 kW/cm² (что соответствует диапазону мощности оптической накачки ~ 0.3 –150 mW) наблюдается постепенный коротковолновый сдвиг максимума ФЛ, обусловленный заполнением состояний в нижней минизоне СП. Кроме того, ширина спектра ФЛ

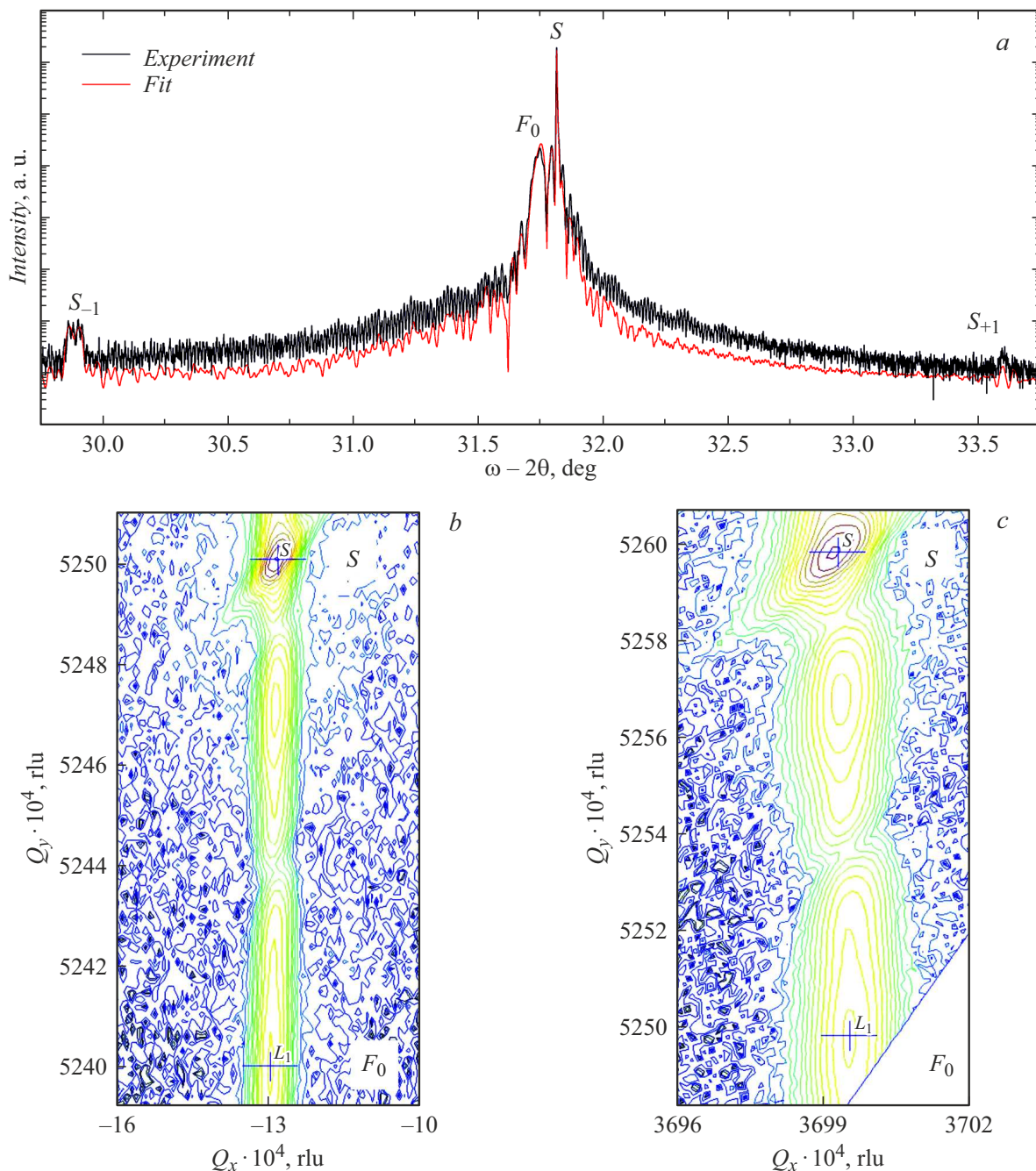


Рис. 1. Результаты рентгеновской дифрактометрии тестовой структуры InGaAs/InAlGaAs СП: *a* — экспериментальная и расчетная рентгенодифракционные кривые для симметричного (004) рефлекса; *b, c* — карты обратного пространства для симметричного рефлекса 004 (*b*) и антисимметричного рефлекса 224 (*c*).

увеличивается с ростом плотности мощности оптической накачки за счет увеличения интенсивности ФЛ в коротковолновой части спектра, что, по-видимому, обусловлено существованием нескольких уровней размерного квантования в исходных InGaAs КЯ, что приводит к возникновению несколько минизон в СП. При плотности мощности оптической накачки, превышающей $\sim 0.5 \text{ kW/cm}^2$, на спектрах ФЛ отчетливо виден пик в области 1220 nm от слоя сбора носителей InAlGaAs, что

указывает на постепенное насыщение излучения через оптические переходы СП. Формы спектров при обеих температурах изменяются сходным образом, отличаясь лишь сдвигом положения максимума спектра ФЛ с ростом температуры в длинноволновую часть спектра.

На основе результатов измерения спектров ФЛ можно провести анализ зависимости интегральной интенсивности ФЛ от плотности мощности оптической накачки. Для этого удобно воспользоваться ABC-моделью описания

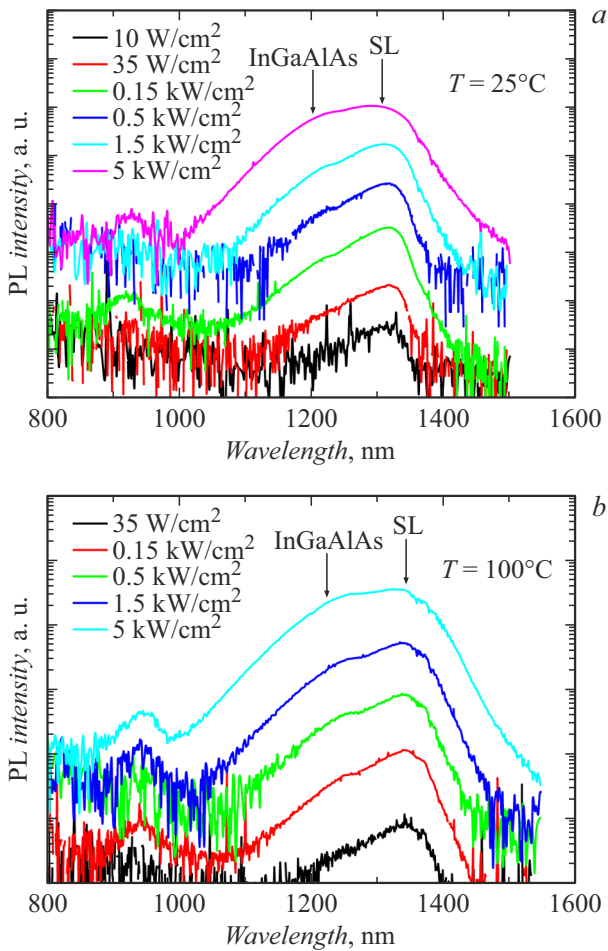


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции тестовой структуры InGaAs/InAlGaAs CP в зависимости от уровня оптической накачки, измеренные при 25 (a) и 100°C (b).

рекомбинационных процессов [27]. При условии, что система находится в равновесии, можно приравнять скорость рекомбинации R к скорости генерации носителей заряда G :

$$G \sim R = An + Bn^2 + Cn^3, \quad (1)$$

где n — концентрация носителей заряда (в предположении, что концентрации электронов и дырок равны), An — скорость рекомбинации ШРХ (безызлучательная рекомбинация), Bn^2 — скорость излучательной рекомбинации, Cn^3 — скорость оже-рекомбинации. Плотность мощности оптической накачки P пропорциональна скорости генерации носителей заряда G . При низких уровнях плотности мощности оптической накачки будет доминировать механизм рекомбинации ШРХ, а при высоких — оже-рекомбинация, так как с увеличением плотности мощности оптической накачки члены высшего порядка начинают вносить более заметный вклад в рекомбинационный процесс. При промежуточных уровнях плотности мощности оптической накачки можно ожидать, что процесс излучательной рекомбинации Bn^2 будет доминировать.

Анализ зависимости интегральной интенсивности ФЛ от плотности мощности оптической накачки и ее последующая аппроксимация степенной функцией P^k позволяет оценить величину относительного вклада различных процессов рекомбинации в излучение. На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции I_{PL} от плотности мощности оптической накачки P , измеренные при температурах 25 и 100°C, построенные в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что при температуре 25°C и малой плотности оптической накачки показатель k близок единице, тогда как при более высоких накачках показатель k возрастает до ~ 1.8 , что, по-видимому, обусловлено ростом вклада излучения от слоя сбора носителей InAlGaAs в интенсивность ФЛ, где более выражен процесс безызлучательной рекомбинации [8,10] в общую интенсивность ФЛ. С ростом температуры начальный участок, на котором интенсивность ФЛ пропорциональна плотности мощности оптической накачки ($k \sim 1$), исчезает, и при 100°C показатель k становится близок ~ 1.7 . Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что вклад оже-рекомбинации незначителен даже при повышенной температуре и не находит заметного проявления во всем исследованном диапазоне плотностей мощности оптической накачки.

Предложенная InGaAs/InAlGaAs CP была успешно апробирована в качестве активной области ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm, полученных методом спекания (СП–ВИЛ) с инжекцией носителей заряда через внутррезонаторные контакты n -типа и композитный n^+ -InGaAs/ p^+ -InGaAs/ p^+ -InAlGaAs ТП [20]. Для обеспечения компромисса между относительно низкими пороговыми токами и высоким дифференциальным усилением при умеренных температурах (20–60°C) толщины слоев CP были скорректированы так, чтобы проектная резонансная длина волны микрорезонатора оказалась

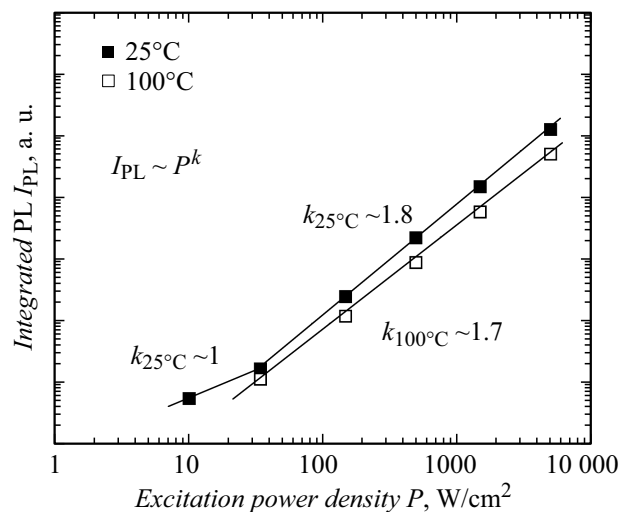


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от плотности мощности оптической накачки и аппроксимирующие кривые P^k при различных температурах.

смещена в длинноволновую сторону относительно пика спектра ФЛ активной области (в первом приближении коррелирует с максимумом спектра усиления) на ~ 20 nm. Следует отметить, что уменьшение толщины КЯ и увеличение толщины барьерного слоя ведут к коротковолновому сдвигу пика ФЛ, соответствующего нижней минизоне [17]. Однако изменение отношения толщины КЯ и барьерного слоя СР при сохранении основного пика ФЛ в диапазоне длин волн 1260–1320 nm не оказывает заметного влияния на показатель степенной функции P_k .

Как известно, условием возникновения и поддержания режима лазерной генерации в стационарном состоянии является достижение баланса между модальным усилением G_{th} и суммарной величиной оптических потерь [4]:

$$G_{th} = \Gamma_z \Gamma_{tr} g_{th} = \alpha_{int} + \alpha_m, \quad (2)$$

где g_{th} — материальное усиление активной области на пороге генерации, α_m — потери на вывод излучения, α_{int} — внутренние оптические потери, Γ_z и Γ_{tr} — факторы продольного и поперечного оптического ограничения соответственно.

В случае ВИЛ фактор Γ_z обычно вычисляют в рамках 1D-модели вертикального микрорезонатора, используя метод матриц переноса [28], тогда как для оценки фактора Γ_{tr} можно воспользоваться двумерной моделью эффективного волновода [29]. Применение СР в качестве активной области СП–ВИЛ позволило увеличить величину Γ_z более чем в 1.5 раза (до $\sim 4.7\%$) по сравнению со случаем активной области ВИЛ на основе InAlGaAs КЯ [30]. При использовании концепции захороненного ТП степень поперечного оптического ограничения зависит от латерального размера мезы ЗТП и глубины травления ТП, а также модификации поверхностного рельефа, сформированного в слоях ТП, при его последующем заравнивании внутрирезонаторным контактным слоем. Были проведены соответствующие расчеты в рамках упрощенной двумерной модели пятиступенчатого эффективного волновода [31]. Для исследуемой конструкции СП–ВИЛ величина Γ_{tr} для фундаментальной моды оказывается близка к 100% для широкоапертурных приборов (диаметр мезы ЗТП $\geq 6 \mu\text{m}$).

Для ВИЛ можно выделить несколько основных механизмов внутренних оптических потерь: оптическое поглощение, латеральное утеkanie оптических мод (так называемые волноводные моды), а также латеральные потери, обусловленные рассеянием света на локальных неоднородностях показателя преломления в латеральном направлении и/или дифракцией света на оптической апертуре, обеспечивающей поперечное оптическое ограничение [4]. Принимая во внимание результаты численного моделирования латеральных потерь в СП–ВИЛ [32], а также характер изменения ватт-амперных характеристик изготовленных СП–ВИЛ с температурой, можно предположить, что минимальный уровень внутренних оптических потерь достигается в

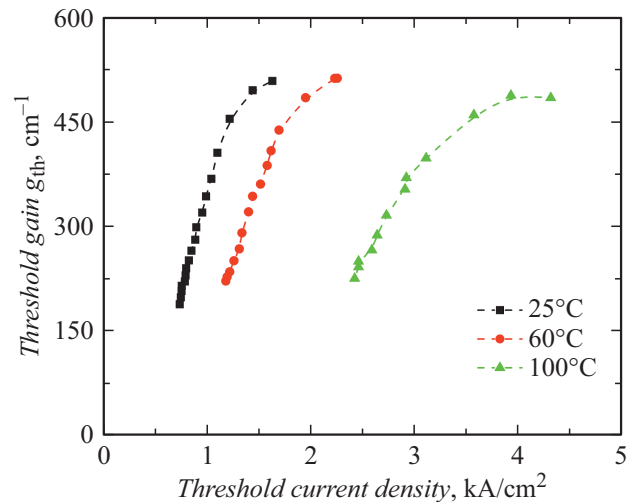


Рис. 4. Зависимости материального усиления на пороге генерации от плотности порогового тока при различной температуре, полученные для СП–ВИЛ с активной областью на основе InGaAs/InAlGaAs СР и диаметром мезы ЗТП $6 \mu\text{m}$.

случае широкоапертурных лазеров (диаметр мезы ЗТП $\geq 6 \mu\text{m}$), когда основной вклад во внутренние потери α_{int} вносит оптическое поглощение на свободных носителях и межзонное поглощение. Уровень внутренних оптических потерь можно оценить из зависимости внешней квантовой эффективности лазера η от величины потерь на вывод излучения, используя методы вариации коэффициента отражения выводного РБО на резонансной длине волны микрорезонатора [18,33] согласно выражениям:

$$\eta^{-1} = \eta_{int}^{-1} (1 + \alpha_{int}/\alpha_m), \quad (3)$$

$$\alpha_m = -\ln \sqrt{R_T R_B} / L_{eff}, \quad (4)$$

где η_{int} — эффективность токовой инжекции носителей заряда, L_{eff} — эффективная длина резонатора с учетом проникновения электромагнитного поля в зеркала ($\sim 2.4 \mu\text{m}$), R_B и R_T — коэффициенты отражения глухого зеркала (нижнего РБО) и выводного зеркала (верхнего РБО) на резонансной длине волны микрорезонатора ВИЛ соответственно. При расчете коэффициентов отражения зеркал методом матриц переноса учитывались зависимости показателей преломления материалов РБО от длины волны и температуры [34,35].

На рис. 4 приведены зависимости материального усиления на пороге лазерной генерации g_{th} от пороговой плотности тока J_{th} для СП–ВИЛ с диаметром ЗТП $6 \mu\text{m}$ при различной температуре, полученные при изменении уровня потерь на вывод излучения. При расчете плотности тока учитывалась диффузионная длина носителей заряда в активной области ($\sim 2.2 \mu\text{m}$), полученная из анализа зависимости порогового тока от размера ЗТП. Полученные зависимости $g_{th}(J_{th})$ в широком диапазоне плотностей тока хорошо аппроксимируются логарифмической функцией, учитывающей насыщение усиления

при высокой плотности носителей заряда:

$$g = g_0 \ln(\eta_{\text{int}} J / J_{\text{tr}}), \quad (5)$$

где g_0 — параметр усиления, J_{tr} — плотность тока прозрачности. Следует отметить, что данное эмпирическое выражение успешно применяется для описания оптического усиления объемных материалов и КЯ [36], но не учитывает особенности формы спектра усиления активной области и ее изменение с током накачки и температурой. В частности, это ведет к заметному отклонению хода зависимости $g_{\text{th}}(J_{\text{th}})$ от логарифмической функции при повышенной плотности тока (соответствует высокому уровню потерь на вывод излучения α_m) вследствие изменения актуального значения спектрального рассогласования резонансной длины волны относительно спектра усиления, вызванного эффектами саморазогрева лазера.

При описании температурного поведения параметра усиления и плотности тока прозрачности в лазерах с торцевым выводом излучения широко используют экспоненциальные функции с характеристической температурой по аналогии с температурным поведением дифференциальной эффективности (экспоненциальное падение) и плотности порогового тока (экспоненциальный рост) [37,38]. Характер температурной зависимости плотности тока прозрачности $J_{\text{tr}}(T)$ определяется соотношением между процессами безызлучательной рекомбинации, излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации для каждого конкретного типа лазеров и системы материалов активной области. Например, для лазеров с InGaAsP–InP КЯ, где доминирует оже-рекомбинация, наблюдается низкая температурная зависимость тока прозрачности с характеристической температурой $T_{\text{tr}} \sim 50\text{--}80\text{ K}$ [37], а для лазеров с InGaAs–GaAs КЯ, где доминирует безызлучательная рекомбинация, ток прозрачности практически не зависит от температуры (характеристическая температура $T_{\text{tr}} > 300\text{ K}$) [38]. Хотя максимальное материальное усиление падает с ростом температуры из-за уширения функции распределения Ферми–Дирака [6], параметр усиления g_0 для лазеров на основе InGaAsP–InP КЯ [37], сильнонапряженных InGaAs–GaAs КЯ [37] и InGaAsN–GaAs КЯ [39] имеет слабую температурную чувствительность (соответствующая характеристическая температура $T_g > 250\text{ K}$). Таким образом, принимая во внимания результаты спектроскопии ФЛ, для InGaAs/InAlGaAs СР можно ожидать слабую чувствительность параметра усиления и плотности тока прозрачности к изменению температуры.

На рис. 5 приведены значения g_0 и J_{tr} при различной температуре, рассчитанные на основе экспериментальных зависимостей $g_{\text{th}}(J_{\text{th}})$ для СП–ВИЛ с диаметром ЗТП $6\ \mu\text{m}$. В отличие от случая анализа лазеров с торцевым выводом излучения, для которых пороговое усиление соответствует максимуму спектра усиления, аналогичный анализ для ВИЛ фактически выполняется

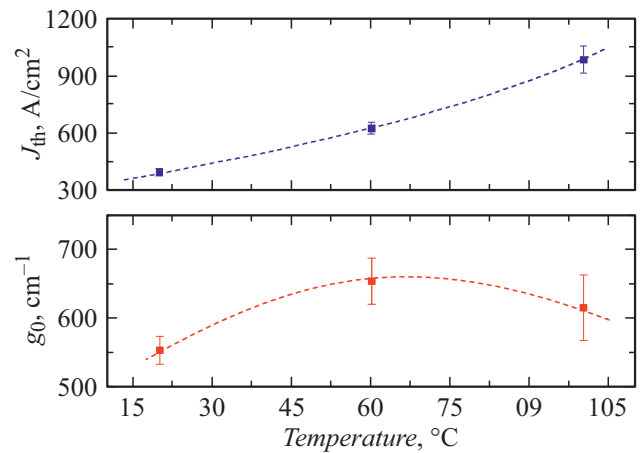


Рис. 5. Зависимости параметра усиления и плотности тока прозрачности от температуры, рассчитанные на основании экспериментальных данных рис. 4 для СП–ВИЛ с активной областью на основе InGaAs/InAlGaAs СР и диаметром мезы ЗТП $6\ \mu\text{m}$.

на резонансной длине волны микрорезонатора. Поэтому при анализе температурных зависимостей величин g_0 и J_{tr} , измеренных для ВИЛ, необходимо учитывать эффект спектрального рассогласования резонансной длины волны относительно пика спектра усиления, приводящий к более сложной зависимости порогового усиления и порогового тока от температуры по сравнению с лазерами с торцевым выводом излучения [40,41]. Согласно рис. 5, по мере увеличения температуры сначала происходит рост не только плотности тока прозрачности, но и параметра усиления, однако при температурах более 60°C наблюдается падение величины с температурой. В первом приближении спектры ФЛ коррелирует со спектром усиления, поэтому мы полагаем, что для исследуемых приборов при температуре $50\text{--}60^\circ\text{C}$ реализуется режим нулевого спектрального рассогласования, когда пик усиления совпадает с резонансной длиной волны микрорезонатора ВИЛ. Именно в этом диапазоне температур можно получить достоверную информацию о максимальной величине оптического усиления и величине тока прозрачности активной области на основе InGaAs/InAlGaAs СР. Полученные значения составили $\sim 630\text{ A/cm}^2$ и $\sim 650\text{ cm}^{-1}$ для плотности тока прозрачности и параметра усиления соответственно.

Прямое сравнение полученных данных с опубликованными результатами исследований лазеров с торцевым выводом излучения представляется не совсем корректным, поскольку в вертикальном микрорезонаторе ВИЛ оптическое излучение, генерируемое активной областью, распространяется перпендикулярно ее плоскости, что сильно ограничивает модальное усиление. В то же время, несмотря на успешную реализацию ВИЛ спектрального диапазона 1300 nm на основе трех InGaAsN–GaAs КЯ [42] или InGaAsNSb–GaAs КЯ [3], либо шести InAlGaAs–InP КЯ [8,30], данные по мате-

риальному усилению и плотности тока прозрачности для упомянутых активных областей не были приведены, что делает невозможным прямое сравнение. Следует отметить, что ограничение на максимальное количество КЯ в данных типах активных областей обусловлено технологическими особенностями эпитаксиального синтеза напряженных КЯ. Для адекватного сравнения характеристик активной области на основе короткопериодной InGaAs/InAlGaAs СР с аналогами можно рассмотреть потенциально-реализуемые варианты активных областей на основе КЯ. Полученные значения g_0 хорошо коррелируют не только с данными для InAsP–InP КЯ спектрального диапазона 1300 нм ($g_0 \sim 650\text{--}720\text{ см}^{-1}$) [43], для InGaAsP–InP КЯ спектрального диапазона 1550 нм ($g_0 \sim 466\text{ см}^{-1}$) [36], для InGaAs–InP КЯ спектрального диапазона 1550 нм ($g_0 \sim 516\text{--}630\text{ см}^{-1}$) [36,44] и для InAlGaAs–InP КЯ спектрального диапазона 1300 нм ($\sim 884\text{ см}^{-1}$), полученными при температуре 20–25°C, но и с параметрами для InGaAsN–GaAs КЯ спектрального диапазона 1300 нм в рассматриваемом диапазоне температур 50–60°C ($g_0 \sim 750\text{ см}^{-1}$) [39]. Кроме того, достигнутое значение сопоставимо с данными в пересчете на актуальное количество ям для сильнонапряженных InGaAsN–GaAs КЯ спектрального диапазона 1300 нм ($\sim 84\text{--}240\text{ А/см}^2$ на 1 КЯ при 20°C) [39,45,46] и напряженных InAlGaAs–InP КЯ спектрального диапазона 1300 нм ($\sim 177\text{--}250\text{ А/см}^2$ на 1 КЯ при 20–60°C) [47].

Заключение

Предложены и экспериментально реализованы оригинальные гетероструктуры для активных областей спектрального диапазона 1300 нм на основе короткопериодных InGaAs/InAlGaAs-сверхрешеток. Применение технологии молекулярно-пучковой эпитаксии позволило обеспечить высокое структурное качество созданных гетероструктур, что было подтверждено методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Анализ карт обратного пространства не выявил наличие существенных искажений формы пика среднего состава СР, но показал наличие релаксации напряжений в структуре $\sim 11\%$. Согласно результатам численного анализа, средняя мольная доля индия в слоях короткопериодной СР на основе чередующихся слоев $\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ КЯ и барьерных слоев $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,27}\text{Al}_{0,2}\text{As}$ с суммарной толщиной $\sim 70\text{ нм}$ составляет 0.55, что соответствует величине несоответствия параметров кристаллической решетки СР относительно постоянной кристаллической решетки подложки $\sim +0.01\%$.

Согласно результатам спектроскопии фотолюминесценции, гетероструктуры на основе InGaAs/InAlGaAs, СР демонстрируют эффективную люминесценцию в диапазоне длин волн 1260–1320 нм. При этом контроль толщин КЯ и барьерного слоя позволяет управлять положением пика ФЛ, соответствующего оптическим

переходам в нижней минизоне СР. Анализ интегральной интенсивности ФЛ при различных уровнях накачки гетероструктуры активной области на основе СР в рамках ABC-модели описания рекомбинационных процессов позволил сделать вывод о том, что в исследованном диапазоне уровней накачки вклад оже-рекомбинации несущественен.

Исследование влияния потерь на вывод излучения и температуры на характеристики ВИЛ с активной областью на основе InGaAs/InAlGaAs СР позволило оценить оптическое усиление и плотность тока прозрачности при различном спектральном рассогласовании резонансной длины волны относительно пика спектра усиления. В рамках стандартной логарифмической аппроксимации зависимости усиления от плотности тока накачки при нулевом спектральном рассогласовании параметр усиления оценен на уровне $\sim 650\text{ см}^{-1}$. При этом фактор продольного оптического ограничения в 1.5 раза выше по сравнению с активной областью на основе InAlGaAs КЯ, что в целом обеспечивает высокое модальное усиление. Достигнуты значения плотности тока прозрачности ($\sim 630\text{ А/см}^2$ при 60°C), сопоставимые с данными для случая напряженных InAlGaAs–InP КЯ и сильнонапряженных InGaAsN–GaAs КЯ спектрального диапазона 1300 нм. Умеренные значения плотности тока прозрачности наряду с большей гибкостью по управлению напряжениями в слоях короткопериодной СР по сравнению с активной областью на основе напряженных InAlGaAs КЯ открывают широкие возможности по повышению дифференциального усиления активных областей спектрального диапазона 1300 нм.

Благодарности

А.М. Надточий благодарит за поддержку Программу фундаментальных исследований Национального исследовательского университета „Высшая школа экономики“ в части оптических измерений.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований № 2019-1442. Анализ рентгенодифракционных кривых выполнен с использованием ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.V.R. Murty, J. Wang, A.L. Harren, A.-N. Cheng, D.W. Dolfi, Z.-W. Feng, A. Sridhara, S.T. Joyo, J. Chu, L.M. Giovane. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **33** (16), 812 (2021). DOI: 10.1109/lpt.2021.3069146
- [2] Z. Ruan, Y. Zhu, P. Chen, Y. Shi, S. He, X. Cai, L. Liu. *J. Lightwave Technol.*, **38** (18), 5100 (2020). DOI:10.1109/jlt.2020.2999526
- [3] M. Gębski, D. Dontsova, N. Haghghi, K. Nunna, R. Yanka, A. Johnson, R. Pelzel, J.A. Lott. *OSA Continuum*, **3** (7), 1952 (2020). DOI: 10.1364/osac.396242
- [4] *VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Springer Series in Optical Sciences, ed. R. Michalzik (Springer, Berlin, Heidelberg, 2013) DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0
- [5] J. Minch, S.H. Park, T. Keating, S.L. Chuang. *IEEE J. Quant. Electron.*, **35** (5), 771 (1999). DOI: 10.1109/3.760325
- [6] J.C.L. Yong, J.M. Rorison, I.H. White. *IEEE J. Quant. Electron.*, **38** (12), 1553 (2002). DOI: 10.1109/jqe.2002.805100
- [7] Y.-K. Kuo, S.-H. Yen, M.-W. Yao, M.-L. Chen, B.-T. Liou. *Opt. Commun.*, **275** (1), 156 (2007). DOI: 10.1016/j.optcom.2007.02.025
- [8] M. Muller, C. Grasse, M.C. Amann. In *Proc. 2012 14th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)* (IEEE, Coventry, UK, 2012) DOI: 10.1109/icton.2012.6254394
- [9] S. Spiga, M.C. Amann. „High-Speed InP-Based Long-Wavelength VCSELs,” *Green Photonics and Electronics*, ed. G. Eisenstein, D. Bimberg. (Springer, Cham, 2017), p. 17–35. DOI: 10.1007/978-3-319-67002-7_2
- [10] C. Grasse, M. Mueller, T. Gruendl, G. Boehm, E. Roenneberg, P. Wiecha, J. Rosskopf, M. Ortsiefer, R. Meyer, M.-C. Amann. *J. Cryst. Growth*, **370**, 217 (2013). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2012.06.051
- [11] Е.С. Колодезный, С.С. Рочас, А.С. Курочкин, А.В. Бабичев, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, Ю.К. Бобрецова, А.А. Климов, С.А. Блохин, К.О. Воропаев, А.С. Ионов. *Опт и спектр.*, **125** (2), 229 (2018). DOI: 10.21883/JTF.2021.12.51767.240-21 [E.S. Kolodeznyi, S.S. Rochas, A.S. Kurochkin, A.V. Babichev, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, L.Y. Karachinskii, D.V. Denisov, Y.K. Bobretsova, A.A. Klimov, S.A. Blokhin, K.O. Voropaev, A.S. Ionov. *Opt. Spectr.*, **125** (2), 238 (2018). DOI: 10.1134/s0030400x18080143]
- [12] M. Muller, P. Debernardi, C. Grasse, T. Grundl, M.-C. Amann. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **25** (2), 140 (2013). DOI: 10.1109/lpt.2012.2229975
- [13] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264** (5158), 553 (1994). DOI: 10.1126/science.264.5158.553
- [14] Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, А.В. Бабичев, А.Г. Гладышев, Е.С. Колодезный, С.С. Рочас, А.С. Курочкин, Ю.К. Бобрецова, А.А. Климов, Д.В. Денисов, К.О. Воропаев, А.С. Ионов, В.Е. Бугров, А.Ю. Егоров. *Опт. и спектр.*, **127** (6), 963 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.12.48693.124-19 [L.Y. Karachinsky, I.I. Novikov, A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, E.S. Kolodeznyi, S.S. Rochas, A.S. Kurochkin, Y.K. Bobretsova, A.A. Klimov, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, V.E. Bougrov, A.Y. Egorov. *Opt. Spectr.*, **127** (6), 1053 (2019). DOI: 10.1134/s0030400x19120099]
- [15] C.A. Wang, B. Schwarz, D.F. Siriani, L.J. Missaggia, M.K. Connors, T.S. Mansuripur, D.R. Calawa, D. McNulty, M. Nickerson, J.P. Donnelly, K. Creedon, F. Capasso. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **23** (6), 1 (2017). DOI: 10.1109/jstqe.2017.2677899
- [16] B. Schwarz, C.A. Wang, L. Missaggia, T.S. Mansuripur, P. Chevalier, M.K. Connors, D. McNulty, J. Cederberg, G. Strasser, F. Capasso. *ACS Photonics*, **4** (5), 1225 (2017). DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00133
- [17] С.С. Рочас, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, Е.С. Колодезный, А.В. Бабичев, В.В. Андриушкин, В.Н. Неведомский, Д.В. Денисов, Л.Я. Карачинский, А.Ю. Егоров, В. Бугров. *Письма в ЖТФ*, **46** (22), 27 (2020). DOI: 10.21883/pjtf.2020.22.50304.18421 [S.S. Rochas, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, E.S. Kolodeznyi, A.V. Babichev, V.V. Andryushkin, V.N. Nevedomskii, D.V. Denisov, L.Ya. Karachinsky, A.Yu. Egorov, V.E. Bougrov. *Tech. Phys. Lett.*, **46** (11), 1128 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020110267]
- [18] G.M. Yang, M.H. MacDugal, V. Pudikov, P.D. Dapkus. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7** (11), 1228 (1995). DOI: 10.1109/68.473454
- [19] С.А. Блохин, В.Н. Неведомский, М.А. Бобров, Н.А. Малеев, А.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, А.П. Васильев, С.С. Рочас, А.В. Бабичев, А.Г. Гладышев, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, К.О. Воропаев, А.С. Ионов, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов. *ФТП*, **54** (10), 1088 (2020). [S.A. Blokhin, S.N. Nevedomsky, M.A. Bobrov, N.A. Maleev, A.A. Blokhin, A.G. Kuzmenkov, A.P. Vasylyev, S.S. Rohas, A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, I.I. Novikov, L.Ya. Karachinsky, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov. *Semiconductors*, **54**, 1276 (2020). DOI: 10.1134/S1063782620100048]
- [20] S. Blokhin, A. Babichev, A. Gladyshev, L. Karachinsky, I. Novikov, A. Blokhin, S. Rochas, D. Denisov, K. Voropaev, A. Ionov, N. Ledentsov, A. Egorov. *Electron. Lett.*, (just accepted) (2021). DOI: 10.1049/ell2.12232
- [21] D. Pierścińska, P. Gutowski, G. Hałdaś, A. Kolek, I. Sankowska, J. Grzonka, J. Mizera, K. Pierściński, M. Bugajski. *Semicond. Sci. Technol.*, **33** (3), 035006 (2018). DOI: 10.1088/1361-6641/aaa91a
- [22] N. Volet, *Optical Mode Control in Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. (Diss. Ph. D. thesis, 2014), DOI: 10.5075/epfl-thesis-6064
- [23] A.V. Babichev, L.Y. Karachinsky, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, S.A. Blokhin, S. Mikhailov, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Stepniak, L. Chorchos, J.P. Turkiewicz, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, M. Agustin, N.N. Ledentsov, A.Y. Egorov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **53** (6), 1 (2017). DOI: 10.1109/jqe.2017.2752700
- [24] S. Spiga, D. Schoke, A. Andrejew, G. Boehm, M.-C. Amann. *J. Lightwave Technol.*, **35** (15), 3130 (2017). DOI: 10.1109/jlt.2017.2660444
- [25] I. Sankowska, P. Gutowski, A. Jasik, K. Czuba, J. Dabrowski, M. Bugajski. *J. Appl. Crystallogr.*, **50** (5), 1376 (2017). DOI: 10.1107/s1600576717011815
- [26] G. Capuzzo, D. Kysylychyn, R. Adhikari, T. Li, B. Faina, A. Tarazaga Martín-Luengo, A. Bonanni. *Sci. Rep.*, **7** (1), 42697 (2017). DOI: 10.1038/srep42697
- [27] I.B. Karomi, A.T. Zakar, M.S. Al-Ghamdi. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, **1126** (1), 012004 (2021). DOI: 10.1088/1757-899x/1126/1/012004

- [28] Y. Huang, Z. Pan, R. Wu. *J. Appl. Phys.*, **79** (8), 3827 (1996). DOI: 10.1063/1.361809
- [29] G.R. Hadley. *Opt. Lett.*, **20** (13), 1483 (1995). DOI: 10.1364/OL.20.001483
- [30] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Suruceanu, Z. Mickovic, A. Caliman, A. Mereuta, E. Kapon. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **21** (6), 414 (2015). DOI: 10.1109/jstqe.2015.2412495
- [31] С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, А.П. Васильев, Н.А. Малеев, С.С. Рочас, А.Г. Гладышев, А.В. Бабичев, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, К.О. Воропаев, А.С. Ионов, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов. *Письма в ЖТФ*, **46** (24), 49 (2020). [S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.A. Blokhin, A.P. Vasil'ev, A.G. Kuz'menkov, N.A. Maleev, S.S. Rochas, A.G. Gladyshev, A.V. Babichev, I.I. Novikov, L.Ya. Karachinsky, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov. *Tech. Phys. Lett.* **46**, 1257 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020120172]
- [32] J. Bengtsson, J. Gustavsson, Å. Haglund, A. Larsson, A. Bachmann, K. Kashani-Shirazi, M.-C. Amann. *Opt. Express*, **16** (25), 20789 (2008).
- [33] С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Е.С. Колодезный, С.С. Рочас, А.В. Бабичев, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, К.О. Воропаев, А.С. Ионов, А.Ю. Егоров. *Опт. и спектр.*, **127** (1), 145 (2019). [S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.A. Blokhin, A.G. Kuzmenkov, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, E.S. Kolodeznyi, S.S. Rochas, A.V. Babichev, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, L.Ya. Karachinsky, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, A.Yu. Egorov. *Opt. Spectr.* **127** (1), 140 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X1907004X]
- [34] S. Adachi. *J. Appl. Phys.* **66** (12), 6030 (1989). DOI: 10.1063/1.343580
- [35] S. Gehrsitz, F.K. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen, H. Sigg. *J. Appl. Phys.*, **87** (11), 7825 (2000). DOI: 10.1063/1.373462
- [36] T.A. DeTemple, C.M. Herzinger. *IEEE J. Quant. Electron.*, **29** (5), 1246 (1993). DOI: 10.1109/3.236138
- [37] T. Higashi, T. Yamamoto, S. Ogita, M. Kobayashi. *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.*, **3** (2), 513 (1997). DOI: 10.1109/islc.1996.553742
- [38] N. Tansu, Y.-L. Chang, T. Takeuchi, D.P. Bour, S.W. Corzine, M.R.T. Tan, L.J. Mawst. *IEEE J. Quant. Electron.*, **38** (6), 640 (2002). DOI: 10.1109/jqe.2002.1005415
- [39] T. Kageyama, T. Miyamoto, S. Makino, Y. Ikenaga, F. Koyama, K. Iga. *IEICE Trans. Electron.*, **E85-C**(1), 71 (2002). DOI: 10.7567/ssdm.1999.1e-1-1
- [40] J. Piprek, Y.A. Akulova, D.I. Babic, L.A. Coldren, J.E. Bowers. *Appl. Phys. Lett.*, **72** (15), 1814 (1998). DOI: 10.1063/1.121318
- [41] S. Mogg, N. Chitica, U. Christiansson, R. Schatz, P. Sundgren, C. Asplund, M. Hammar. *IEEE J. Quant. Electron.*, **40** (5), 453 (2004). DOI: 10.1109/jqe.2004.826421
- [42] H. Riechert, A. Ramakrishnan, G. Steine. *Semicond. Sci. Technol.*, **17** (8), 892–897 (2002). DOI: 10.1088/0268-1242/17/8/318
- [43] H. Shimizu, K. Kumada, N. Yamanaka, N. Iwai, T. Mukaiyama, A. Kasukawa. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36** (6), 728 (2000). DOI: 10.1109/3.845730
- [44] M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser, H. Venghaus. *IEEE J. Quant. Electron.*, **27** (6), 1804 (1991). DOI: 10.1109/3.90008
- [45] N. Tansu, J.-Y. Yeh, L.J. Mawst. *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.*, **9** (5), 1220 (2003). DOI: 10.1109/jstqe.2003.820911
- [46] C.Y. Liu, S.F. Yoon, W.J. Fan, J.W.R. Teo, S. Yuan. *Opt. Express*, **13** (22), 9045 (2005). DOI: 10.1364/opex.13.009045
- [47] H. Wada, K. Takemasa, T. Munakata, M. Kobayashi, T. Kamijoh. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **5** (3), 420–427 (1999). DOI: 10.1109/2944.788400