

Оптическое усиление гетероструктур с множественными квантовыми ямами в диапазоне длин волн 1550 nm и предельные частоты модуляции вертикально-излучающих лазеров на их основе

© Е.С. Колодезный¹, С.С. Рочас¹, А.С. Курочкин¹, А.В. Бабичев¹, И.И. Новиков^{1¶},
А.Г. Гладышев¹, Л.Я. Карачинский^{2,3}, Д.В. Денисов^{2,4}, Ю.К. Бобрецова³,
А.А. Климов³, С.А. Блохин³, К.О. Воропаев^{5,6}, А.С. Ионов⁶

¹ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Коннектор Оптикс,
194292 Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
173003 Великий Новгород, Россия

⁶ ОКБ-Планета,
173004 Великий Новгород, Россия

¶ e-mail: innokenty.novikov@connector-optics.com

Поступила в редакцию 02.04.2018 г.

Представлены результаты исследования серии полупроводниковых полосковых лазеров спектрального диапазона 1550 nm, изготовленных из гетероструктур с различными конструкциями усиливающей среды. Показано, что предложенные конструкции усиливающей среды позволяют получить лазерную генерацию при высоком уровне суммарных оптических потерь, сопоставимых с типичными потерями, характерными для вертикально-излучающих лазеров. Проведенная оценка модального усиления различных типов усиливающей среды позволила оценить возможные частоты малосигнальной модуляции вертикально-излучающих лазеров и предложить пути их увеличения до 20 GHz и более.

DOI: 10.21883/OS.2018.08.46365.95-18

Поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным микрорезонатором (т.н. вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ), или vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL)), широко используются в качестве источников излучения при создании быстродействующих оптических межсоединений спектральных диапазонов 850, 1310 и 1550 nm [1]. О разработке ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm с частотами модуляции 7–9 GHz для геометрии микрорезонатора с полупроводниковыми распределенными брэгговскими отражателями (РБО) на основе AlGaAs/GaAs слоев [2–5] и до 20 GHz для геометрии микрорезонатора с диэлектрическими РБО сообщается рядом исследовательских групп [2–4]. Наряду с подходами к увеличению паразитной частоты отсечки за счет снижения паразитной емкости чипа, один из основных подходов к повышению быстродействия ВИЛ состоит в повышении дифференциального усиления активной области либо за счет модификации зонной структуры путем повышения уровня упругих напряжений [2,5], либо за счет нарушения зарядовой нейтральности в квантовой яме путем модулированного легирования активной области акцепторной примесью [6,7]. В настоящей работе представлены результаты исследования оптического усиления гетероструктур с InGaAs/InAlGaAs квантовыми

ямами (КЯ) различной конструкции с целью увеличения быстродействия ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm.

Гетероструктуры лазеров классической конструкции с выводом излучения через торцевые грани резонатора Фабри–Перо (т.н. edge-emitting laser, EEL) были изготовлены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber MBE49 компанией ООО „Коннектор Оптикс“ на подложках InP (100). Эпитаксиальная структура лазеров состоит из эмиттера $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ *n*-типа толщиной 1000 nm, волновода $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ толщиной 600 nm, в центр которого помещена активная область, эмиттера $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ *p*-типа толщиной 1500 nm и контактного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ *p*-типа толщиной 200 nm. В качестве базовой геометрии КЯ взяты сильнонапряженные $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ КЯ толщиной 2.8 nm в барьерах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$. Следует отметить, что применение тонких КЯ дает ряд преимуществ по сравнению с толстыми КЯ, среди которых можно выделить существование только одного уровня размерного квантования для электронов, сильную локализацию электронов в слое ямы, отсутствие состояний для легких дырок из-за энергетического расщепления подзон легких и тяжелых дырок. Суммарная толщина активной области была зафиксирована для того чтобы сохранить высокое

перекрытие КЯ с электромагнитным полем световой волной и обеспечить максимально эффективное взаимодействие КЯ с электромагнитным полем волны при последующем использовании данного типа активных областей в конструкции ВИЛ. Конструкция гетероструктуры активной области № 1 содержала 7 $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ КЯ, разделенных нелегированными $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ барьерами толщиной 12 нм. Конструкция гетероструктуры активной области № 2 отличается от конструкции № 1 только легированием барьеров примесью p -типа. В данном случае середина барьеров легировалась углеродом методом δ -легирования (концентрация примеси составила $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Ранее было показано, что избыток дырок в КЯ приводит к изменению зарядового состояния КЯ, распределению носителей заряда между эмиттерами и более эффективному транспорту дырок в активную область [6,8]. В конструкции гетероструктуры активной области № 3 решено было увеличить число $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ КЯ до 10 при использовании более тонких (толщина 7 нм) нелегированных барьеров. Такой подход должен способствовать получению более высокого модального усиления и, как следствие, увеличению дифференциального усиления не только за счет увеличения количества КЯ, но и за счет увеличения фактора оптического ограничения активной области. Из выращенных гетероструктур были изготовлены лазеры Фабри–Перо полосковой конструкции с шириной полоскового контакта $100 \mu\text{m}$ и различными длинами лазерного резонатора, и проведен анализ их характеристик.

Условие начала лазерной генерации определяется равенством оптического усиления полным оптическим потерям [9]:

$$G_{\text{th}}\Gamma_{\text{EEL}} = (\alpha_i + \alpha_m) = \alpha_i - \ln(R_1 R_2)/2L, \quad (1)$$

где α_m — потери на вывод излучения; L — длина резонатора; G_{th} — материальное оптическое усиление в лазере на пороге генерации; Γ_{EEL} — фактор оптического ограничения усиление (т.е. доля перекрытия электромагнитного поля волны с активной областью); R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал; α_i — внутренние оптические потери в гетероструктуре. В лазерах с активной областью на основе КЯ коэффициент материального усиления определяется как [9]

$$G_{\text{th}} = G_{0j} \ln(J_{\text{th}}/J_{\text{tr}}), \quad (2)$$

где J_{th} — пороговая плотность тока, J_{tr} — плотность тока прозрачности, G_{0j} — коэффициент материального оптического усиления. Учет $R_{1,2}$ на границе воздух-полупроводник на уровне 0.32 позволяет рассчитать α_m . Величина α_i определяется на основании значений внешней дифференциальной квантовой эффективности. На рис. 1 представлены зависимости величины модального усиления $G_{\text{th}}\Gamma$ (суммарных потерь на пороге генерации) лазеров с различной усиливающей средой как функция плотности тока. Аппроксимация данных позволила определить значения плотности тока прозрачности J_{tr} и коэффициента материального оптического усиления G_{0j} для

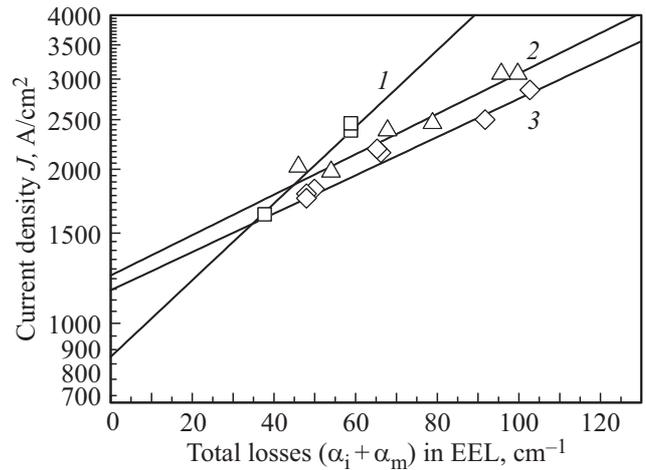


Рис. 1. Зависимости плотности порогового тока от суммарных оптических потерь в лазерах конструкции № 1, 2, 3.

Результаты оценки плотности тока прозрачности и коэффициента материального оптического усиления и Γ -факторы для лазеров № 1, 2, 3

№	Г-фактор		Параметры модели усиления	
	Γ_{EEL}	Γ_{VCSEL}	$J_{\text{tr}}, \text{A/cm}^2$	G_{0j}, cm^{-1}
1	0.0332	0.011	860	1744
2	0.0332	0.011	1240	3310
3	0.0485	0.016	1160	2391

различных конструкций активной области с учетом расчетных значений фактора оптического ограничения Γ_{EEL} (см. таблицу).

Наименьший коэффициент материального усиления при минимальной величине плотности тока прозрачности демонстрирует гетероструктура активной области № 1. Легирование барьеров привело к 90% росту материального усиления гетероструктуры активной области № 2, однако платой стало 50% увеличение плотности тока прозрачности. Увеличение числа ям до 10 при уменьшении толщины барьеров в гетероструктуре активной области № 3 позволяет повысить коэффициент материального усиления на 40%, однако это ведет к пропорциональному росту плотности тока прозрачности с 860 A/cm^2 до 1160 A/cm^2 . Однако для гетероструктур активной области с большим количеством КЯ при сохранении суммарной толщины активной области можно ожидать более высокого вертикального фактора оптического ограничения активной области Γ_{VCSEL} , помещенной в ВИЛ.

В самом деле для ВИЛ характерно неоднородное распределение электромагнитного поля стоячей волны в микрорезонаторе. На рис. 2 представлено расчетное распределение интенсивности электромагнитного поля на резонансной длине волны вдоль профиля показателя преломления для ВИЛ спектрального диапазона

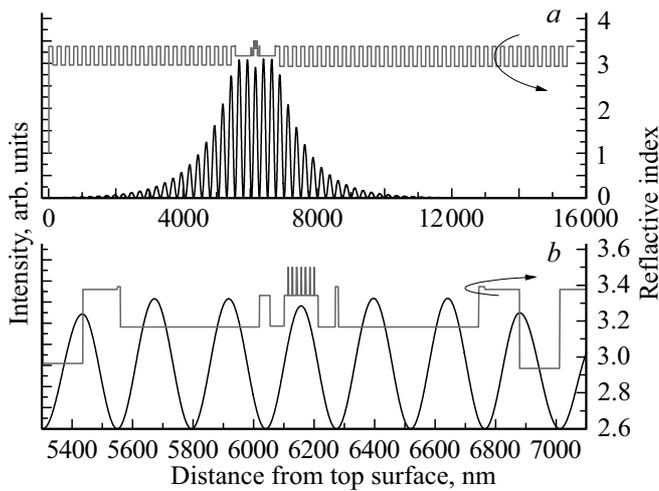


Рис. 2. Распределение интенсивности электромагнитного поля вдоль профиля показателя преломления по всей структуре (a) и в области микрорезонатора (b) для ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm.

1550 nm, сформированного в рамках технологии спекания пластин гетероструктур AlGaAs/GaAs РБО и гетероструктуры активной области на основе InGaAs/InAlGaAs КЯ в конструкции № 1 [10]. Конструктивно структура такого ВИЛ состоит из нижнего РБО на основе 35 пар четвертьволновых слоев $Al_{0.95}Ga_{0.05}As/GaAs$, нижнего слоя спекания InGaAsP, нижнего внутрирезонаторного контактного слоя InP *n*-типа толщиной 1λ , оптического резонатора толщиной 0.5λ с активной областью и туннельным переходом p^+/n^+ -InGa(Al)As, верхнего внутрирезонаторного контактного слоя InP *n*-типа толщиной 1λ , верхнего слоя спекания InGaAsP, верхнего РБО на основе 20 пар четвертьволновых слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$. Отметим, что активная область расположена в максимуме электромагнитного поля волны для обеспечения эффективного взаимодействия активной области с полем стоячей волны вертикального микрорезонатора, тогда как сильнолегированные слои (часть контактных слоев и туннельный переход) и слои спекания находятся в минимуме поля для снижения поглощения на свободных носителях и рассеяния света на спеченных гетерограницах соответственно. Очевидно, что все КЯ эффективно взаимодействуют с электромагнитным полем волны ввиду несущественной разницы в значениях долей перекрытия электромагнитного поля стоячей волны с каждой отдельной ямой. Суммарный фактор оптического ограничения для активной области № 1 и № 2, помещенной в предложенный ВИЛ, составляет 0.011. Тогда как увеличение числа ям при уменьшении толщины барьеров позволяет повысить фактор оптического ограничения активной области Γ_{VCSL} с 0.011 до 0.016, что ведет к росту модального усиления активной области № 3 в 1.5 раза по сравнению с активной областью № 1. Более того, несмотря на высокое материальное усиление активной области в конструкции № 2, повышенный фак-

тор оптического ограничения ведет к более высокому модальному усилению активной области № 3, что в совокупности с ростом уровня внутренних оптических в легированных барьерах и более высокой плотностью тока прозрачности делает активную область № 2 менее привлекательной для использования в ВИЛ.

Быстродействие ВИЛ зависит от предельно достижимого значения резонансной частоты и уровня демпфирования релаксационных колебаний [11]. Так, максимальная частота эффективной модуляции лазера, ограниченная тепловыми эффектами (при пренебрежении другими механизмами), зависит от предельной резонансной частоты и дается выражением $f_{-3dB,thermal} \sim 1.55f_{R,max}$. Резонансная частота зависит от *D*-фактора, который определяет скорость нарастания резонансной частоты с током накачки выше порога генерации I_{th} :

$$f_R = D\sqrt{I - I_{th}} = \sqrt{v_g \eta_j g_N / qV_p} \sqrt{I - I_{th}} / 2\pi \quad (3)$$

где *q* — заряд электрона; η_j — эффективность токовой инжекции; g_N — дифференциальное усиление на пороге генерации; V_p — объем моды; v_g — групповая скорость фотонов ($\sim 1 \cdot 10^{10}$ cm/s). Максимальную частоту эффективной модуляции лазера, ограниченную демпфированием релаксационных колебаний, можно оценить через $f_{3d,damping} \sim 8.89/K$, где *K*-фактор отвечает за скорость нарастания коэффициента затухания γ с квадратом резонансной частотой:

$$\gamma = Kf_R^2 + \gamma_0 = 4\pi^2(\tau_p + \epsilon\chi/g_N v_g)f_R^2 + \gamma_0 \quad (4)$$

где τ_p — время жизни фотонов в резонаторе; χ — транспортный коэффициент, учитывающий время транспорта носителей к активной области через нелегированную часть резонатора и характерное время термического выброса носителей из активной области; ϵ — коэффициент нелинейности усиления активной области; γ_0 — смещение коэффициента затухания. Видно, что в обоих механизмах фигурирует значение дифференциального усиления активной области: чем выше значение g_N , тем более высокую резонансную частоту можно достичь и тем меньше вклад нелинейности усиления в величину *K*-фактора.

В общем случае плотность тока накачки может быть выражена через концентрацию носителей заряда в области сосуществования электронов и дырок следующим образом:

$$J = qd_a(An + Bn^2 + Cn^3) \quad (5)$$

где d_a — толщина активной области; *A* — коэффициент мономолекулярной рекомбинации через локальные центры безызлучательной рекомбинации; *B* — коэффициент излучательной рекомбинации; *C* — коэффициент безызлучательной оже-рекомбинации. При высоком уровне накачки (т.е. концентрации носителей) доминирует оже-рекомбинация, и мономолекулярной рекомбинацией можно пренебречь [12]. Для напряженных InGaAs/InP КЯ были использованы следующие

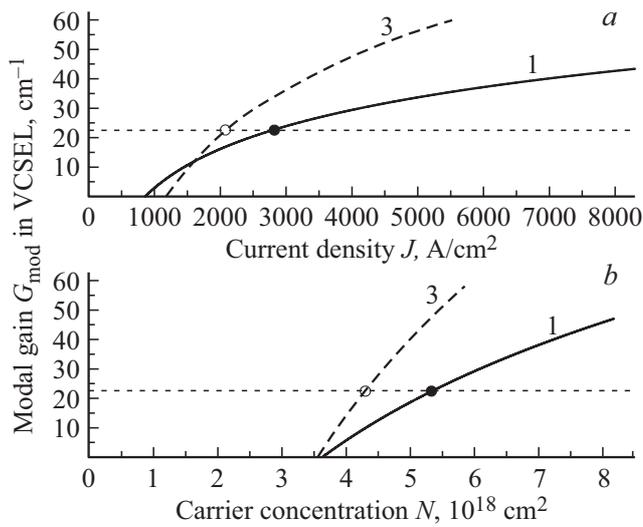


Рис. 3. Зависимость модального усиления от плотности тока накачки (а) и концентрации носителей заряда (б) для активной области в конструкции № 1 и № 3, помещенной в предложенный ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm. Штриховая линия соответствует порогу генерации ВИЛ, а символы • обозначают плотности тока накачки и концентрации носителей на пороге генерации ВИЛ.

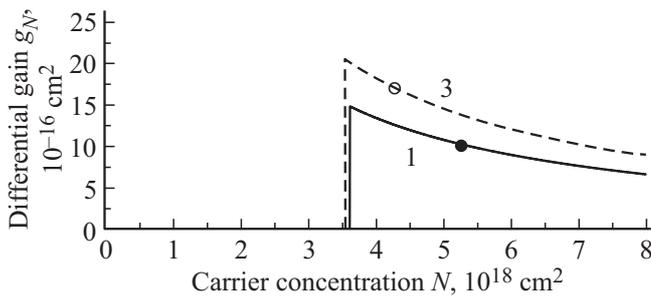


Рис. 4. Расчетные зависимости дифференциального усиления от концентрации носителей заряда для активной области в конструкции № 1 и № 3. Символами • обозначены концентрации носителей на пороге генерации ВИЛ.

значения коэффициентов мономолекулярной и оже-рекомбинации: $0.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ и $6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ соответственно [9]. На рис. 3 приведены расчетные зависимости модального усиления G_{mod} от плотности тока накачки и концентрации носителей для активной области № 1 и № 3, помещенной в предложенный ВИЛ (т.е. с учетом значений G_{VCSEL}). Концентрации прозрачности обеих активных областей практически идентичны, тогда как активная область № 3 обладает более высоким значением модального усиления во всем диапазоне значений концентрации носителей заряда по сравнению с активной области № 1. В результате, для активной области № 3 можно ожидать более высокое значение дифференциального усиления по сравнению с активной области № 1 (рис. 4).

Согласно результатам экспериментальной апробации активной области в конструкции № 1 в рамках описанной выше конструкции ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm [10], приборы с размером зарощенного туннельного перехода $8 \mu\text{m}$ демонстрируют одномодовую лазерную генерацию с дифференциальной эффективностью 0.51 W/A и пороговым током 1.4 mA . Анализ статических характеристик ВИЛ в зависимости от потерь на вывод излучения позволил оценить эффективность токовой инжекции на уровне 0.9 и суммарные оптические потери на пороге генерации для данной конструкции ВИЛ на уровне 23 cm^{-1} (соответствующее время жизни фотонов в резонаторе $\sim 4.6 \text{ ps}$), что хорошо коррелирует с расчетным значением модального усиления активной области № 1 при пороговой плотности тока 2.8 kA/cm^2 (см. рис. 3). Экспериментально определенное значение предельно-достижимой резонансной частоты $f_{(R,\text{max})}$ составляло 9 GHz , что соответствует теоретическому пределу частоты эффективной модуляции, ограниченной тепловыми эффектами, $f_{-3\text{dB, thermal}} \sim 12 \text{ GHz}$. Анализ скорости нарастания резонансной частоты с током накачки выше порога генерации позволил оценить величину D -фактора на уровне $2.7 \text{ GHz/mA}^{0.5}$. Для оценки объема моды V_p воспользуемся выражением

$$V_p = S_{\text{BTJ}} L_{\text{eff}}, \quad (5)$$

где S_{BTJ} — площадь захороненного туннельного перехода, L_{eff} — эффективная длина микрорезонатора с учетом конечной глубины проникновения электромагнитного поля в РБО ($\sim 3.4 \mu\text{m}$). Очевидно, что объем моды в первую очередь зависит от конструкции микрорезонатора, поэтому объем моды для ВИЛ с различной конструкцией активной области может быть оценен на уровне $160 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$. Согласно выражению (3), экспериментальное значение g_N достигает уровня $8.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, что находится в хорошем соответствии с расчетными данными, представленными на рис. 3. Анализ экспериментальной зависимости коэффициента затухания от квадрата резонансной частоты показал, что увеличение потерь на вывод излучения позволяет снизить время жизни фотонов в резонаторе и уменьшить K -фактор. При времени жизни фотонов в резонаторе $\sim 4.6 \text{ ps}$ значение K -фактора составило 0.27 ns , что соответствует теоретическому пределу частоты эффективной модуляции, ограниченной демпфированием релаксационных колебаний, $f_{-3\text{dB, damping}} \sim 33 \text{ GHz}$. Используя выражение (4) и пренебрегая транспортным коэффициентом (т.е. $\chi \sim 1$), значение коэффициента нелинейности усиления активной области составило $1.9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

Расчеты показывают, что замена усиливающей среды на активную область № 3 потенциально позволит достичь порогового усиления при меньшей плотности тока накачки и концентрации носителей (при доминировании потерь на вывод излучения и предположении незначительного изменения внутренних оптических потерь при увеличении количества КЯ). Более высокое

дифференциальное усиление активной области № 3 на пороге генерации приведет к увеличению D -фактора до $3.9 \text{ GHz/mA}^{0.5}$, что при сравнимых предельных токах накачки позволит поднять предельно-достижимую резонансную частоту до 13 GHz и, тем самым, повысить теоретический предел частоты эффективной модуляции, ограниченной тепловыми эффектами, до 20 GHz . Пренебрегая изменением коэффициента нелинейности усиления и транспортного коэффициента можно ожидать дальнейшего уменьшения K -фактора до 0.23 ns и, как следствие, повышение теоретической максимальной частоты эффективной модуляции лазера, ограниченной демпфированием релаксационных колебаний, до $\sim 38 \text{ GHz}$. Слабое изменение K -фактора обусловлено относительно высоким временем жизни фотонов в протяженном эффективном резонаторе. Таким образом, применение активной области № 3 в качестве усиливающей среды ВИЛ потенциально позволит преодолеть рубеж частоты малосигнальной модуляции ВИЛ более 20 GHz без применения подходов, связанных с минимизацией объема моды за счет уменьшения размера туннельного перехода (что негативно сказывается на выходной мощности и температурной стабильности лазера) и/или за счет уменьшения эффективной длины резонатора [2].

В заключении следует отметить, что модальное усиление активной области на основе тонких InGaAs/InAlGaAs КЯ, помещенной в структуру ВИЛ спектрального диапазона 1550 nm , можно повысить как за счет увеличения числа ям при уменьшении толщины барьеров, так и за счет легирования барьеров активной области акцепторами. Дальнейшее увеличение модального и дифференциального усиления возможно за счет комбинации двух данных подходов, что, в конечном счете, должно обеспечить не только возрастание предельных частот малосигнальной модуляции ВИЛ, но и снижение пороговых и рабочих токов ВИЛ.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, соглашение № 14.578.21.0253, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

Список литературы

- [1] Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications / Ed. by Wilmsen C.W., Temkin H., Coldren L.A. Cambridge, UK. Cambridge University Press. 2001. V. 24.
- [2] Spiga S., Schoke D., Andrejew A., Boehm G., Amann M.-C. // J. Lightwave Technol. 2017. V. 35. P. 3130.
- [3] Ellafi D., Iakovlev V., Sirbu A., Grigore S., Mickovic Z., Caliman A., Mereuta A., Kapon E. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2015. V. 21. P. 414.
- [4] Babichev A.V., Karachinsky L.Y., Novikov I.I., Gladyshev A.G., Blokhin S.A., Mikhailov S., Iakovlev V., Sirbu A., Stepniak G., Chorchos L., Turkiewicz J.P., Voropaev K.O., Ionov A.S., Agustin M., Ledentsov N.N., Egorov A.Yu. // Tech. Phys. Lett. 2018. V. 44. P. 24.
- [5] Suemune I. // IEEE J. Quantum Electron. 1991. V. 27. P. 1149.
- [6] Uomi K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. P. 81.
- [7] Ralston J.D., Weisser S., Esquivias I., Larkins E.C., Rosenzweig J., Tasker P.J., Fleissner J. // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29. P. 1648.
- [8] Zhang R., Wang W., Zhou F., Wang B., Wang L., Bian J., Zhao L., Zhu H., Jian S. // Semicond. Sci. Technol. 2006. V. 21. P. 306.
- [9] Coldren L.A., Corzine S.W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. N.Y.: Wiley, 1995. 624 p.
- [10] Babichev A.V., Karachinsky L.Y., Novikov I.I., Gladyshev A.G., Blokhin S.A., Mikhailov S., Iakovlev V., Sirbu A., Stepniak G., Chorchos L., Turkiewicz J.P., Voropaev K.O., Ionov A.S., Agustin M., Ledentsov N.N., Egorov A.Y. // IEEE J. Quantum Electron. 2017. V. 53. P. 2400808.
- [11] VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers / Ed. by Michalzik R. Berlin: Springer, 2013. 560 p.
- [12] Zegrya G.G., Polkovnikov A.S. // J. Exp. Theor. Phys. 1998. V. 86. P. 815.