

05

Ширина линии излучения и α -фактор вертикально излучающих лазеров на основе квантовых ям InGaAs/InGaAlAs спектрального диапазона 1.55 μm

© С.А. Блохин¹, Я.Н. Ковач^{1,2}, М.А. Бобров¹, А.А. Блохин¹, Н.А. Малеев¹, А.Г. Кузьменков¹,
А.В. Бабичев², И.И. Новиков², Л.Я. Карачинский², Е.С. Колодезный², К.О. Воропаев³,
А.В. Куликов², А.Ю. Егоров⁴, В.М. Устинов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ АО «ОКБ-Планета»,
173000 Великий Новгород, Россия

⁴ ООО «Коннектор Оптик»,
194292 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

В окончательной редакции 28.08.2023 г.

Принята к публикации 29.08.2023 г.

Проведены исследования ширины линии излучения одномодовых вертикально излучающих лазеров с активной областью на основе напряженных квантовых ям InGaAs/InGaAlAs спектрального диапазона 1.55 μm . В лазерах наблюдается снятие вырождения по поляризации фундаментальной моды (расщепление резонансной длины волны) и переключение поляризации, связанное с переходом генерации с коротковолновой моды на длинноволновую (тип I). Ширина линии излучения по мере роста оптической мощности падает до ~ 30 MHz для обеих ортогонально поляризованных мод и ограничена остаточной шириной линии. Согласно оценкам, величина α -фактора для коротковолновой моды достигает 5, а для длинноволновой возрастает до ~ 9 . При выходной оптической мощности излучения более 1 mW наблюдается уширение линии, обусловленное насыщением усиления и ростом α -фактора вследствие сильного саморазогрева лазера.

Ключевые слова: вертикально излучающий лазер, поляризация, ширина линии, α -фактор.

DOI: 10.61011/OS.2023.08.56301.5369-23

В последние годы вновь усилился интерес к проблематике создания длинноволновых (более 1.2 μm) вертикально излучающих лазеров (ВИЛ) [1–3]. Такие лазеры представляют интерес не только для создания газовых сенсоров и систем распознавания объектов на расстоянии [4], но и для создания нового поколения высокоскоростных оптических межсоединений, в том числе с применением технологии пространственного мультиплексирования [5], а также интеграции с фотонными интегральными схемами [6]. Перспективными вариантами создания длинноволновых ВИЛ для серийного производства являются гибридная интеграция эффективной активной области на основе системы InAlGaAs/InP и распределенных брэгговских отражателей (РБО), обеспечивающих оптимальное сочетание достаточной теплопроводности и высокой отражательной способности [7]. Здесь можно выделить два подхода, продемонстрировавших свою эффективность при создании ВИЛ спектрального диапазона 1.3/1.55 μm : применение диэлектрических РБО на основе материалов CaF₂/ZnS или AlF₃/ZnS, обладающих высоким контрастом показателей преломления [5,6,8,9] (гибридно-интегрированные

или ГИ-ВИЛ), и технология спекания, позволяющая использовать преимущества РБО в системе материалов AlGaAs/GaAs [1,2,10,11] (спекаемые или СП-ВИЛ).

Хотя ширина спектральной линии является важным параметром для классической оптоволоконной связи и когерентной передачи данных, в случае длинноволновых ВИЛ можно выделить лишь несколько работ, посвященных данной проблематике. Так, ширина линии и фактор уширения спектральной линии, также называемый фактором Генри или α -фактором, достаточно хорошо изучены для ГИ-ВИЛ [12,13] и монолитного ВИЛ [14] на основе квантовых ям (КЯ) InAlGaAs спектрального диапазона 1.55 μm .

В настоящей работе приведены результаты исследования ширины линии и α -фактора одномодовых СП-ВИЛ на основе КЯ InGaAs спектрального диапазона 1.55 μm .

Конструкция исследуемого СП-ВИЛ представляет собой вертикальный микрорезонатор InAlGaAsP, ограниченный полупроводниковыми РБО AlGaAs/GaAs, в котором инжекция носителей заряда осуществляется через внутривибронаторные контактные слои *n*-InP и туннельный переход *n*+/*p*+-InAlGaAs (рис. 1). Активная область

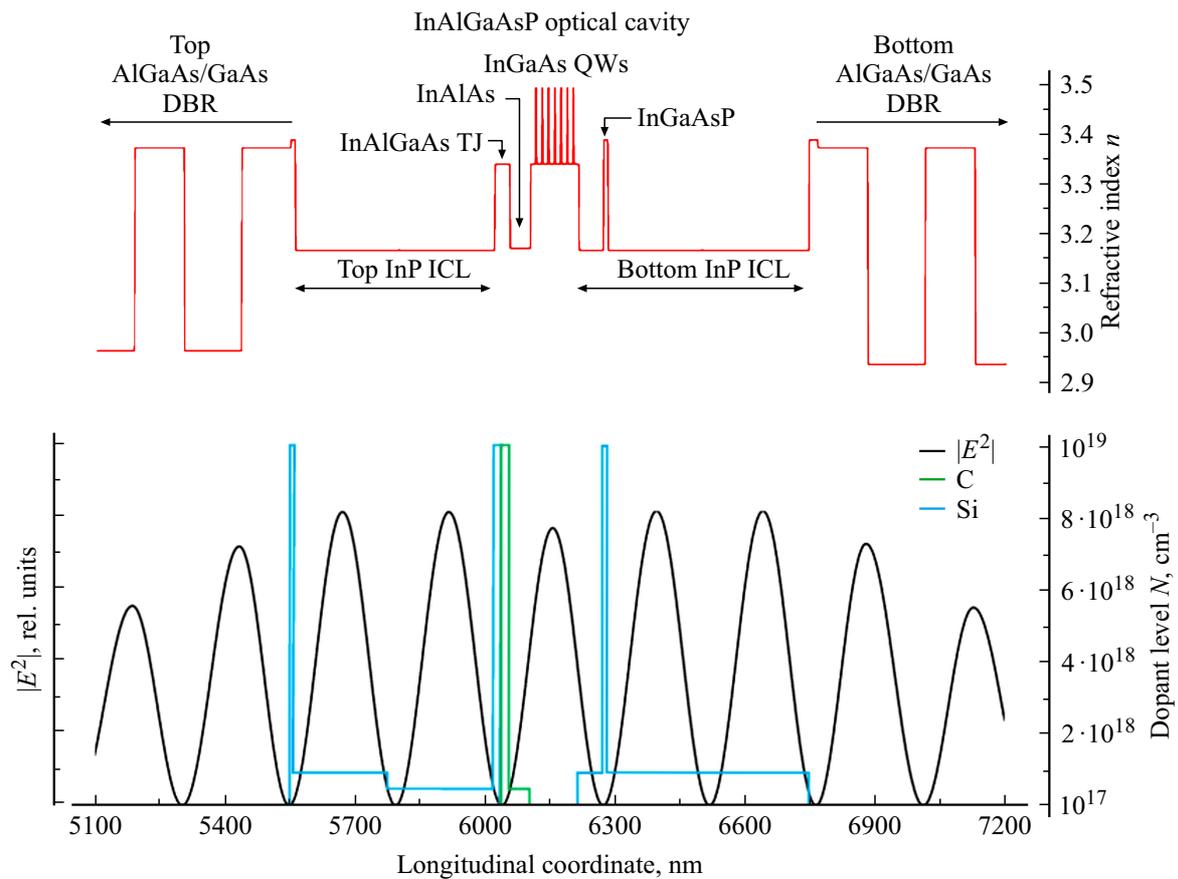


Рис. 1. Продольные профили распределения показателя преломления n , интенсивности электромагнитного поля фундаментальной моды $|E^2|$ и уровня легирования N вдоль оптического микрорезонатора. Обозначения: DBR — РДО, ICL — внутрирезонаторный контактный слой, TJ — туннельный переход, QWs — квантовые ямы.

состоит из семи напряженных КЯ InGaAs (параметр рассогласования кристаллической решетки составляет $\sim 1.4\%$), разделенных решеточно-согласованными с InP-подложкой барьерными слоями InGaAlAs. Профили легирования слоев оптимизированы для минимизации поглощения на свободных носителях. Оптическое и токовое ограничения в поперечном направлении реализованы в рамках концепции зарощенного туннельного перехода (ЗТП) [15], при этом выбор диаметра мезы ЗТП и глубины травления слоев туннельного перехода для обеспечения одномодового режима генерации зависит от степени планаризации поверхностного рельефа при зарощивании внутрирезонаторным контактным слоем [16]. Активная область помещена в пучность продольного распределения электромагнитного поля фундаментальной моды, тогда как сильнолегированные слои расположены в минимумах. Детали конструкции гетероструктуры СП-ВИЛ и особенности ее формирования, а также особенности изготовления кристаллов СП-ВИЛ приведены в работе [17]. Индивидуальные кристаллы СП-ВИЛ с диаметром мезы ЗТП $7\ \mu\text{m}$ были смонтированы в СВЧ-корпуса с оптоволоконным выходом на основе волокна SMF-28 (далее СП-ВИЛ-модуль), более детально конструкция сборки приведена в работе [18].

На рис. 2, *a* приведены статические характеристики исследуемого СП-ВИЛ-модуля. Прибор демонстрирует лазерную генерацию с пороговым током менее $1.3\ \text{mA}$ и максимальной дифференциальной эффективностью более $0.16\ \text{W/A}$. При токах выше $10\ \text{mA}$ начинает проявляться эффект саморазогрева, который в конечном счете и ограничивает максимальную выходную оптическую мощность на уровне $1.8\ \text{mW}$. Следует отметить, что дифференциальная эффективность демонстрирует аномальное поведение (рис. 2, *b*): выше порога генерации сперва наблюдается рост дифференциальной эффективности с током, сопровождаемый скачкообразным изменением дифференциального сопротивления (участок А), затем следует насыщение (участок В) и падение дифференциальной эффективности из-за тепловых эффектов (участок С).

Подобное поведение обычно связано с радикальным изменением модового состава излучения [19]. Однако анализ спектров лазерного излучения выявил лишь снятие вырождения фундаментальной моды по поляризации (вставка на рис. 3, *a*) и появление спектрального расщепления между двумя ортогонально поляризованными модами ($\sim 20\ \text{GHz}$), обусловленное асимметрией зарощенной мезы ЗТП (рис. 3, *b*) и эластооптическим

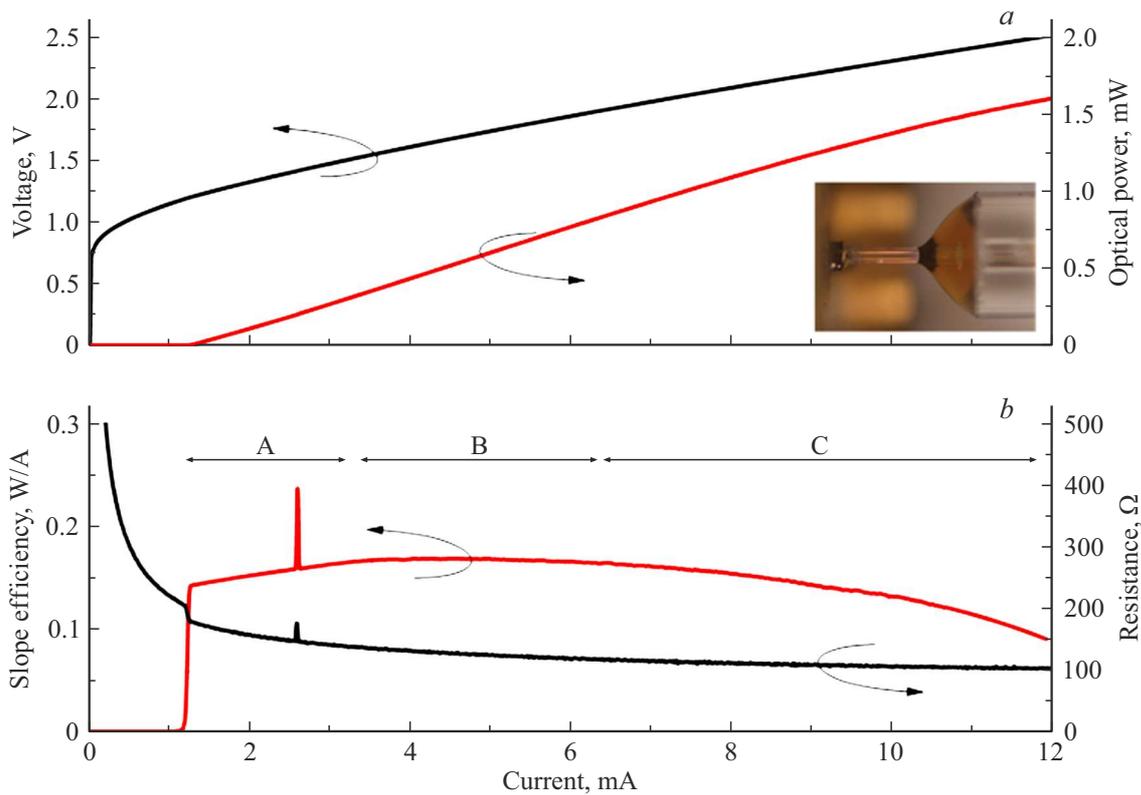


Рис. 2. (а) Вольт- (черная линия) и ватт-амперная (красная линия) характеристики; на вставке приведена конкретная реализация стыковки волокна с лазером. (б) Зависимости дифференциального сопротивления (черная линия) и дифференциальной эффективности (красная линия) от рабочего тока.

эффектом [20,21]. Следует отметить, что после разделения пластины на индивидуальные кристаллы СП-ВИЛ наблюдается уменьшение величины расщепления, что можно связать с уменьшением механических напряжений, возникающих после двойного спекания пластин. Согласно данным, представленным на рис. 1, 2, лазерная генерация начинается через более коротковолновую фундаментальную моду SW с линейной поляризацией вдоль кристаллографического направления, соответствующего короткой оси мезы ЗТП (участок А), однако затем наблюдается рост интенсивности излучения более длинноволновой фундаментальной моды LW, приводящий к падению коэффициента подавления боковых мод (англ. side-mode suppression ratio, SMSR). Появления скачкообразных изменений в зависимостях дифференциальной эффективности и дифференциального сопротивления на участке А (рис. 2, б) соответствуют режиму генерации через две моды, когда коэффициент SMSR близок к нулю (рис. 3, а). Дальнейший рост рабочего тока ведет к переключению генерации преимущественно через моду LW с линейной поляризацией вдоль кристаллографического направления, соответствующего длинной оси мезы ЗТП, и коэффициентом SMSR более 30 dB (участки В–С). При этом фактор подавления ортогонально поляризованной моды (англ. orthogonal polarization suppression ratio, OPSR) не превышает 10 dB в обоих режимах, что

обусловлено большим вкладом спонтанного излучения при используемой схеме ввода излучения в одномодовое волокно (коническая микролинза, сформированная на торце волокна SMF-28, с эффективностью ввода более 40%, вставка на рис. 2, а). Наблюдаемое переключение поляризации с коротковолновой моды SW на длинноволновую LW (так называемый тип I) связано с изменением спектрального рассогласования длины волны моды относительно максимума спектра усиления и/или падением материального усиления активной области при изменении внутренней температуры лазера (саморазогрев) [22]. Таким образом, обнаруженное anomalous поведение дифференциальной эффективности в режиме одномодовой генерации, по-видимому, обусловлено несовершенством стыковки волокна с кристаллом ВИЛ, поскольку асимметрия оптического ограничения ведет к модификации формы ортогонально поляризованных мод и, как следствие, к различию в картинах ближнего/дальнего полей.

На рис. 4 приведены результаты измерения ширины линии излучения СП-ВИЛ с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо Thorlabs SA30-144. Для подавления шумов по цепи питания использовался химический источник, а для ослабления эффектов, связанных с оптической обратной связью, на выход СП-ВИЛ был установлен волоконный оптический изоля-

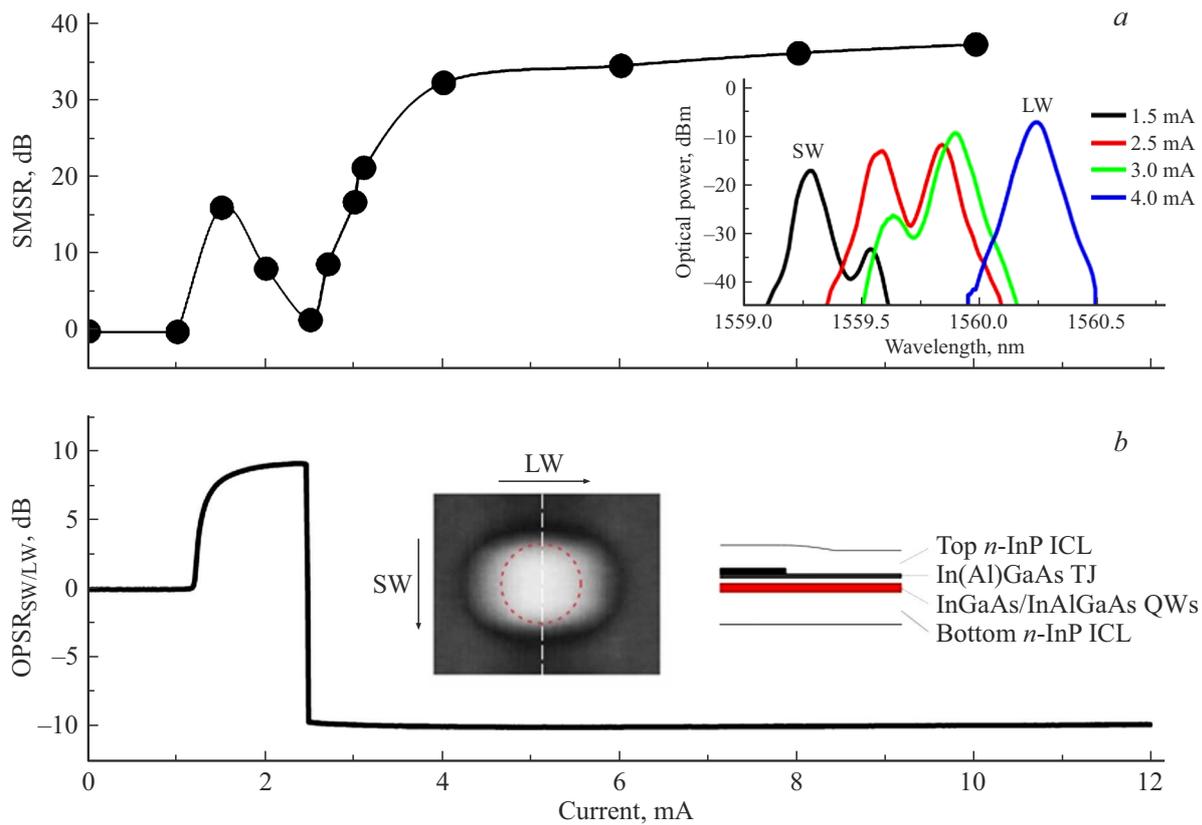


Рис. 3. (а) Зависимость фактора подавления боковых мод SMSR (с учетом снятия вырождения фундаментальной моды) от тока накачки; на вставке — спектры лазерной генерации. (б) Зависимость коэффициента подавления ортогональной поляризации OPSPR от тока накачки; на вставке схематическое изображение поперечного сечения и изображение поверхности мезы ЗТП до спекания пластин, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии.

тор Thorlabs IO-H-1550APC с коэффициентом изоляции 29 dB. В оптическую схему был также введен оптический поляризатор Thorlabs LPNIR100 с коэффициентом экстинкции 40 dB для селекции мод с ортогональной поляризацией. По мере роста выходной оптической мощности, которая указана здесь с учетом корректировки на актуальную эффективность ввода излучения СП-ВИЛ в одномодовое волокно, сперва наблюдается классическое поведение — уменьшение ширины линии излучения СП-ВИЛ со скоростью $\sim 3.5 \text{ MHz}\cdot\text{mW}$ до $\sim 30 \text{ MHz}$ при выходной оптической мощности $\sim 0.37 \text{ mW}$. Затем происходит скачкообразное увеличение ширины линии до 45–50 MHz, связанное с переключением генерации на длинноволновую моду (участок В на рис. 2), и повторное резкое падение ширины линии со скоростью $\sim 11 \text{ MHz}\cdot\text{mW}$ до $\sim 30 \text{ MHz}$ (при выходной оптической мощности $\sim 1.15 \text{ mW}$). При этом значения остаточной ширины линии СП-ВИЛ для обеих ортогонально поляризованных мод сравнимы (20–25 MHz), что можно объяснить общим источником шумов (например, фликкер-шумом). Полученные данные хорошо коррелирует с данными для ГИ-ВИЛ на основе InAlGaAs КЯ при сравнимой выходной оптической мощности [12].

Величину α -фактора можно оценить на линейном участке зависимости ширины линии излучения $\Delta\nu_L$ от выходной оптической мощности P , используя модифицированное выражение Шавлова-Таунса по аналогии с работами [12,13]:

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_o + \frac{qn_{sp}\eta_{SE}v_g^2(T_m + A_{int})^2}{4\pi PF}(1 + \alpha^2),$$

где η_{SE} — дифференциальная эффективность, q — заряд электрона, F — доля оптической мощности через верхнее РБО, v_g — групповая скорость ($\sim 10^{10} \text{ cm/s}$), T_m — потери на вывод излучения, A_{int} — внутренние оптические потери, n_{sp} — фактор инверсной заселенности. Потери на вывод излучения можно рассчитать из величины η_{SE} , используя данные оценки внутренних оптических потерь и эффективности токовой инжекции для данного типа ВИЛ. Фактор инверсной заселенности может варьировать в широком диапазоне и зависит от величины порогового усиления [22]. В экспериментальных работах по длинноволновым СП-ВИЛ с активной областью на основе КЯ InGaAsP использовали значение $n_{sp} = 1.1$ [23], а для первых ГИ-ВИЛ на основе КЯ InAlGaAs - значения $n_{sp} = 1.6-2$ [12,13]. Полагая $n_{sp} = 1.5$, значение α -фактора можно оценить ~ 5 для

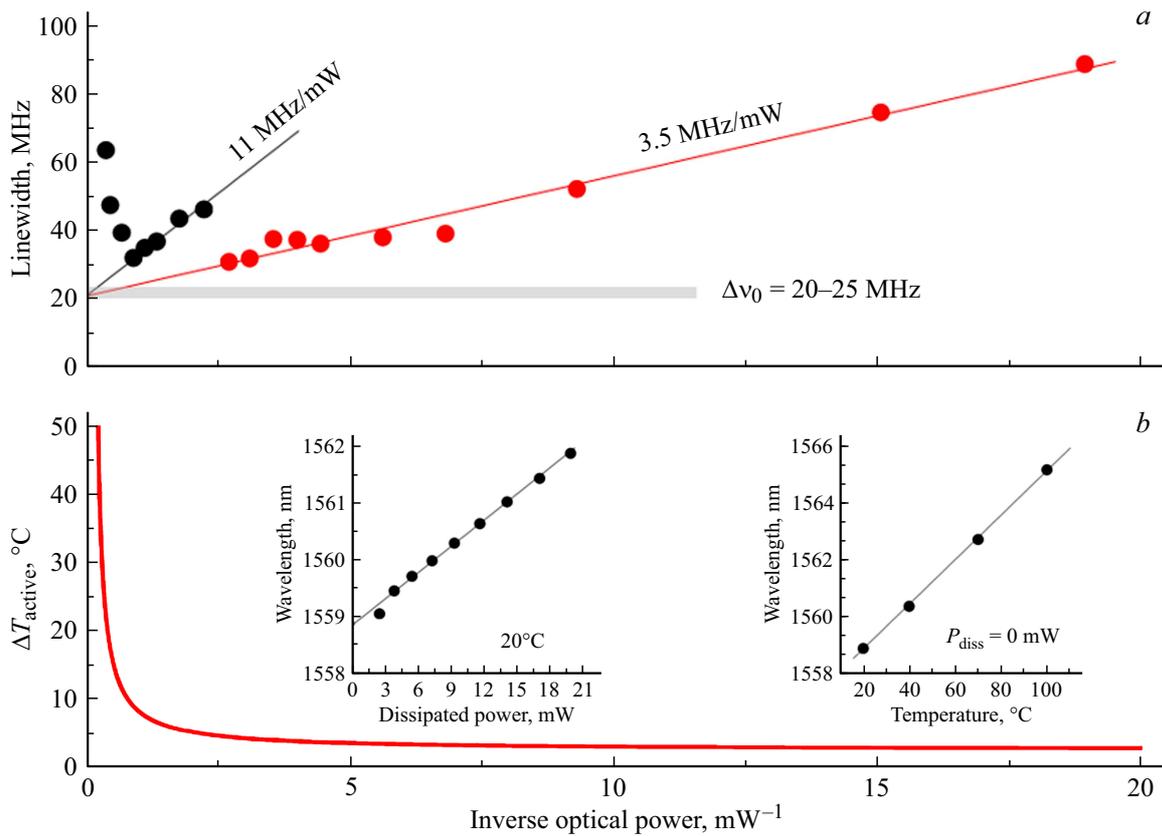


Рис. 4. (a) Зависимость ширины линии излучения от обратной величины выходной оптической мощности для двух ортогональных поляризаций излучения. (b) Зависимость изменения внутренней температуры лазера ΔT_{act} от обратной величины выходной оптической мощности; на вставках приведены сдвиг длины волны с рассеиваемой мощностью при 20° и температурный сдвиг длины волны холодного резонатора (рассеиваемая электрическая мощность 0 мW).

коротковолновой фундаментальной моды, что хорошо коррелирует с данными для монолитного ВИЛ [24] и ГИ-ВИЛ [25] на основе КЯ InAlGaAs. В то же время для длинноволновой фундаментальной моды оценки дают более высокое значение α -фактора ~ 9 . С одной стороны, авторы работы [14] не выявили существенной разницы в величине α между ортогонально поляризованными фундаментальными модами в монолитном ВИЛ на основе КЯ InAlGaAs. С другой стороны, авторы работ [26,27] теоретически предсказали вариацию α -фактора при наличии анизотропной деформации в активной области. Более высокое значение α -фактора для длинноволновой моды, по-видимому, обусловлено падением дифференциального усиления при повышении концентрации носителей заряда в микрорезонаторе [25].

Однако при относительно высоких значениях выходной оптической мощности (более 1.5 мW) наблюдается аномальное уширение линии (рис. 4, a), которое может быть связано как с эффектами саморазогрева лазера, так и с нелинейностью усиления при высокой плотности носителей заряда и фотонов в микрорезонаторе [13,14]. В случае ВИЛ крайне остро стоит вопрос обеспечения эффективного отвода тепла от прокачиваемой части активной области, поскольку теплопроводность тройных и

четверных материалов, применяемых в РБО, существенно ниже аналогичных значений для бинарных соединений. Согласно анализу спектров лазерной генерации, сдвиг резонансной длины волны исследуемых приборов по мере увеличения рассеиваемой электрической мощности $\partial\lambda/\partial P_{\text{diss}}$ достигает ~ 0.15 nm/mW, а сдвиг резонансной длины волны с ростом температуры $\partial\lambda/\partial T$ составил ~ 0.08 nm/K (вставка на рис. 4, b). Следует отметить, что для адекватной оценки температурного сдвига $\partial\lambda/\partial T$ была использована аппроксимация зависимостей $\lambda(P_{\text{diss}})$ до значения рассеиваемой электрической мощности $P_{\text{diss}} = 0$ (режим холодного микрорезонатора), измеренных при различной температуре. На рис. 4, b приведена внутренняя температура СП-ВИЛ, рассчитанная согласно выражению $\Delta T_{\text{act}} = P_{\text{diss}} \cdot (\partial\lambda/\partial P_{\text{diss}})/(\partial\lambda/\partial T)$. Видно, что уже с выходной оптической мощности более 1 мW начинается стремительный рост внутренней температуры, что коррелирует с участком С на ватт-амперной характеристике приборов. В результате сильный саморазогрев лазера ведет к насыщению усиления и росту α -фактора, что, в конечном счете, и приводит к уширению спектральной линии излучения СП-ВИЛ, несмотря на дальнейший рост выходной оптической мощности [13,14].

В настоящей работе проведен анализ статических, спектральных и поляризационных характеристик одномодового СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.55\ \mu\text{m}$ с активной областью на основе напряженных КЯ InGaAs/InAlGaAs. Обнаружено, что лазерная генерация начинается через более коротковолновую фундаментальную моду, однако затем переключается на более длинноволновую фундаментальную моду с ортогональной поляризацией. По мере роста выходной оптической мощности ширина линии излучения лазера сперва уменьшается до $\sim 30\ \text{MHz}$ (при $0.37\ \text{mW}$). При дальнейшем увеличении оптической мощности происходит переключение поляризации, вследствие чего наблюдается скачкообразное увеличение ширины линии излучения, которое снова падает до $\sim 30\ \text{MHz}$ (при $1.15\ \text{mW}$). При последующем увеличении оптической мощности излучения наблюдается уширение линии из-за тепловых эффектов. Проведенные оценки величины фактора уширения спектральной линии излучения показали, что наблюдается существенное различие значений α -фактора для коротковолновой и ортогонально поляризованной длинноволновой оптических мод. Такое поведение, по всей видимости, связано с падением дифференциального усиления при повышении концентрации носителей заряда в микрорезонаторе СП-ВИЛ.

Финансирование работы

Работа авторов из Университета ИТМО выполнена при поддержке федерального проекта „Передовые инженерные школы“ в части исследований оптических спектров, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований № 2019-1442, в части ряда исследований статических и поляризационных характеристик.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Babichev, S. Blokhin, A. Gladyshev et al. IEEE Photonics Technol. Lett., **35** (6), 297 (2023). DOI: 10.1109/LPT.2023.3241001
- [2] S.A. Blokhin, A.V. Babichev, A.G. Gladyshev et al. IEEE J. Quant. Electron., **58** (2), 2400115 (2022). DOI: 10.1109/jqe.2022.3141418
- [3] M. Gebiski, D. Dontsova, N. Haghighi et al. OSA Continuum, **3** (7), 1952 (2020). DOI: 10.1364/osac.396242
- [4] B.D. Padullaparthi, J. Tatum, K. Iga, *VCSEL Industry: Communication and Sensing, The ComSoc Guides to Communications Technologie* (Wiley-IEEE Press, Piscataway, NJ, USA, 2022). ISBN: 9781119782216
- [5] Z. Ruan, Y. Zhu, P. Chen et al. J. Lightwave Technol., **38**, 5100 (2020). DOI: 10.1109/jlt.2020.2999526
- [6] L. Zhang, J. Van Kerrebrouck, R. Lin et al. J. Lightwave Technol., **37** (2), 380 (2019). DOI: 10.1109/JLT.2018.2851746
- [7] A. Babichev, S. Blokhin, E. Kolodeznyi et al. Photonics, **10** (3), 268 (2023). DOI: 10.3390/photonics10030268
- [8] S. Spiga, W. Soenen, A. Andrejew et al. J. Lightwave Technol., **35** (4), 727 (2017). DOI: 10.1109/JLT.2016.2597870
- [9] S. Spiga, D. Schoke, A. Andrejew et al. J. Lightwave Technol., **35** (15), 3130 (2017). DOI: 10.1109/jlt.2017.2660444
- [10] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu et al. Opt. Express, **22** (26), 32180 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.032180
- [11] A. Sirbu, G. Suruceanu, V. Iakovlev et al. IEEE Phot. Technol. Lett., **25** (16), 1555 (2013). DOI: 10.1109/LPT.2013.2271041
- [12] A. Bacou, A. Rissons, J.-C. Mollier. Proc. SPIE, **6908**, 69080F (2008). DOI: 10.1117/12.763054
- [13] R. Shau, H. Halbritter, F. Riemenschneider et al. Electron. Lett., **39** (24), 1728 (2003). DOI: 10.1049/el:20031143
- [14] N.A. Khan, K. Schires, A. Hurtado et al. IEEE J. Quantum Electron., **49** (11), 990 (2013). DOI: 10.1109/jqe.2013.2282759
- [15] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm et al. Appl. Phys. Lett., **76** (16), 2179 (2000). DOI: 10.1063/1.126290
- [16] S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.A. Blokhin et al. Tech. Phys. Lett., **48** (14), 46 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.14.55117.18942
- [17] С.А. Блохин, А.В. Бабичев, Л.Я. Карачинский et al. Квант. электрон., **52** (10), 878 (2022).
- [18] S.A. Blokhin, A.V. Babichev, L.Ya. Karachinsky et al. J. Opt. Technol., **89** (11), 681 (2022). DOI: 10.1364/JOT.89.000681
- [19] S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, N.A. Maleev et al. Appl. Phys. Lett., **105** (6), 061104 (2014). DOI: 10.1063/1.4892885
- [20] N. Volet, V. Iakovlev, A. Sirbu et al. Proc. SPIE, **8432**, 84320B (2012). DOI: 10.1117/12.922075
- [21] L. Yu, Y.H. Chen, C.Y. Jiang et al. J. Appl. Phys., **111** (4), 043109 (2012). DOI: 10.1063/1.3682648
- [22] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mašanović. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA, 2012). ISBN: 9780470484128
- [23] N.M. Margalit, J. Piprek, S. Zhang et al. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **3** (2), 359 (1997). DOI: 10.1109/2944.605679
- [24] N.A. Khan, T. Mahmood. J. Mod. Opt., **67** (16), 1334 (2020). DOI: 10.1080/09500340.2020.1845406
- [25] H. Halbritter, R. Shau, F. Riemenschneider et al. Electron. Lett., **40** (20), 1266 (2004). DOI: 10.1049/el:20040173
- [26] D. Burak, J.V. Moloney, R. Binder. IEEE J. Quant. Electron., **36** (8), 956 (2000). DOI: 10.1109/3.853556
- [27] G. Van der Sande, J. Danckaert, I. Veretennicoff et al. Phys. Rev. A, **71** (6), 063801 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevA.71.063801