

07.2;07.3

Анализ внутренних оптических потерь вертикально-излучающего лазера спектрального диапазона $1.3\ \mu\text{m}$ с туннельным переходом на основе слоев $n^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InAlGaAs}$

© С.А. Блохин¹, М.А. Бобров¹, А.А. Блохин¹, Н.А. Малеев¹, А.Г. Кузьменков², А.П. Васильев², С.С. Рочас³, А.В. Бабичев³, И.И. Новиков³, Л.Я. Карачинский³, А.Г. Гладышев⁴, Д.В. Денисов⁵, К.О. Воропаев⁶, А.Ю. Егоров⁴, В.М. Устинов²

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

² Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

⁴ ООО „Коннектор Оптик“, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

⁶ АО „ОКБ-Планета“, Великий Новгород, Россия

E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 25 июня 2021 г.

В окончательной редакции 23 июля 2021 г.

Принято к публикации 24 июля 2021 г.

Представлен анализ внутренних оптических потерь для вертикально-излучающих лазеров InAlGaAsP/AlGaAs спектрального диапазона $1.3\ \mu\text{m}$ с композитным туннельным переходом $n^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InAlGaAs}$, реализованных в рамках технологии молекулярно-пучковой эпитаксии и технологии спекания пластин. Уровень внутренних оптических потерь в исследуемых лазерах варьировался путем осаждения слоя диэлектрика на поверхность выводного зеркала. Показана принципиальная возможность достижения низких внутренних оптических потерь $< 0.08\%$ и $< 0.14\%$ на проход фотона при температурах 20 и 90°C соответственно.

Ключевые слова: вертикально-излучающий лазер, спекание пластин, сверхрешетка, внутренние оптические потери.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.23.51774.18938

В последние годы длинноволновые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) рассматриваются в качестве перспективных источников оптического излучения не только для информационно-телекоммуникационных систем связи, но и для сенсоров различного типа и устройств радиофотоники, а также гибридной интеграции с фотонными интегральными схемами [1]. Геометрия микрорезонатора ВИЛ с инжекцией носителей через внутрирезонаторные контактные (ВРК) слои и туннельный переход (ТП) позволяет решить ряд фундаментальных проблем, присущих длинноволновым ВИЛ [2]. Однако существенный прорыв стал возможным лишь для гибридных конструкций ВИЛ с распределенными брэгговскими отражателями (РБО), обладающими большой теплопроводностью и высокой отражательной способностью, в сочетании с концепцией зарощенного туннельного перехода (ЗТП). К наиболее перспективным подходам относятся гибридная интеграция короткого оптического резонатора InGaAlAsP/InP с высококонтрастными диэлектрическими РБО [3] и технология спекания пластины InGaAlAsP/InP оптического резонатора с двумя РБО AlGaAs/GaAs (далее СП-ВИЛ) [4], объединяющая преимущества систем материалов InGaAlAsP/InP и

AlGaAs/GaAs. В конструкции таких ВИЛ для снижения уровня оптических потерь широко используется ТП $n^+/p^+ \text{-InAlGaAs}$, что делает невозможным зарощивание поверхностного рельефа, сформированного в слоях ТП, в рамках технологии молекулярно-пучковой эпитаксии. Сравнительно недавно нами была показана принципиальная возможность эффективного применения метода молекулярно-пучковой эпитаксии на всех этапах эпитаксиального роста гетероструктур длинноволновых ВИЛ [5]. Кроме того, были представлены эффективные СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.3\ \mu\text{m}$ на основе короткопериодной сверхрешетки InGaAs/InGaAlAs [6].

В настоящей работе представлены результаты анализа уровня внутренних оптических потерь и эффективности токовой инжекции в СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.3\ \mu\text{m}$ с композитным ТП $n^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InGaAs}/p^+ \text{-InAlGaAs}$.

Гетероструктура исследуемых СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.3\ \mu\text{m}$ состоит из нижнего РБО на основе 35.5 пар $\text{Al}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}/\text{GaAs}$, нижнего ВРК-слоя $n\text{-InP}$ с контактным слоем $n\text{-InGaAs}$, оптического резонатора, содержащего сверхрешетку $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ (24 пары, толщи-

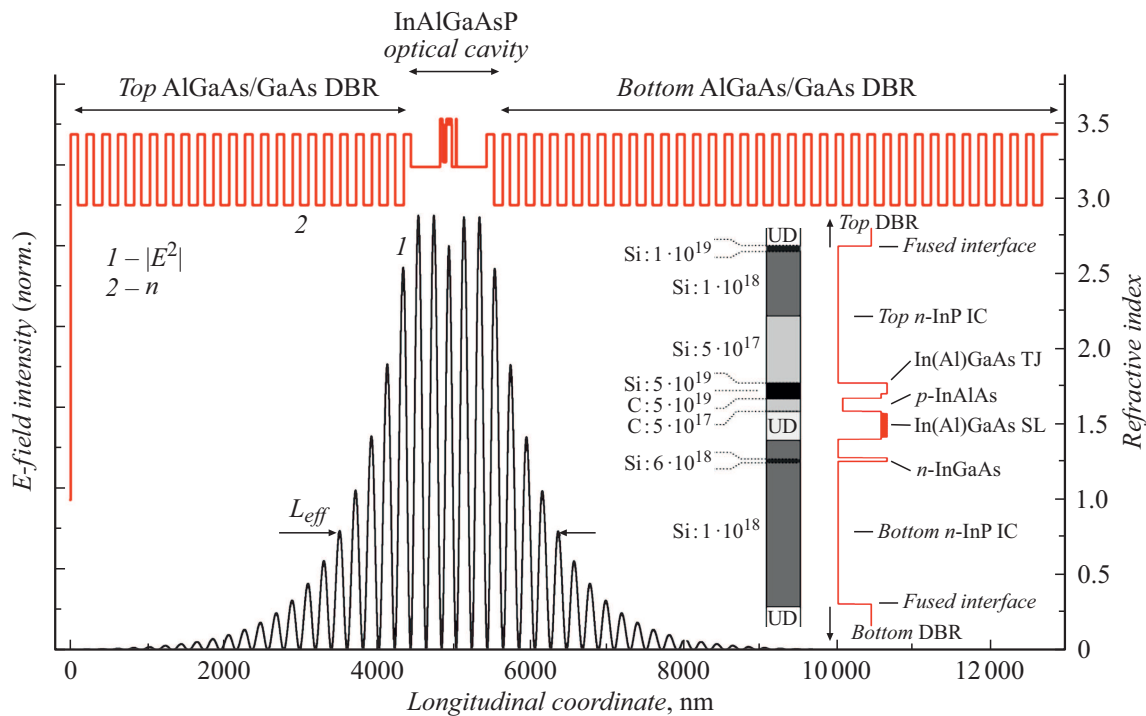


Рис. 1. Распределение интенсивности электромагнитного поля фундаментальной моды $|E^2|$ и уровня легирования (в cm^{-3}) структуры вдоль профиля показателя преломления n исследуемого ВИЛ. На вставке — увеличенное изображение в области микрорезонатора. DBR — распределенный брэгговский отражатель, IC — внутрирезонаторный контакт, TJ — туннельный переход, SL — сверхрешетка, UD — undoped (нелегированный).

ны 0.6 и 2.1 nm соответственно), эмиттер p -InAlAs и ЗТП n^+ -InGaAs/ p^+ -InGaAs/ p^+ -InAlGaAs, верхнего ВРК-слоя n -InP и верхнего РБО на основе 21.5 пар $\text{Al}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}/\text{GaAs}$. На рис. 1 представлены распределение интенсивности электромагнитного поля фундаментальной моды, профили показателя преломления и уровня легирования в продольном направлении. Для минимизации оптических потерь, обусловленных поглощением на свободных носителях, межзонным поглощением и рассеянием света на спеченных интерфейсах, ВРК-слои имеют модулированный профиль легирования, причем области с высоким легированием, контактный слой, слои ТП, а также границы спекания расположены в минимумах электромагнитного поля. Четвертьволновые слои GaAs, прилегающие к оптическому резонатору, ведут к увеличению суммарной толщины оптического резонатора до 3λ , что с учетом конечной глубины проникновения электромагнитного поля в РБО дает величину эффективной длины резонатора $\sim 2.4 \mu\text{m}$. Детальное описание конструкции гетероструктуры и конструкции ВИЛ приведено в [6].

Эффективность токовой инжекции носителей η_{int} и внутренние оптические потери A_{int} могут быть найдены из зависимости внешней квантовой эффективности лазера η от уровня потерь на вывод излучения A_m согласно выражению $\eta = \eta_{int}/(1 + A_{int}/A_m)$. При этом общие потери на вывод излучения на один проход фотона задаются коэффициентами отражения глухого

зеркала (R_B) и выводного зеркала (R_T) на резонансной длине волны микрорезонатора как $A_m = -\ln \sqrt{R_T R_B}$. Вариацию A_m можно реализовать как за счет изменения количества пар РБО [3,7], так и за счет изменения толщины приповерхностного слоя выводного РБО [4,8]. Однако в первом случае количество возможных вариантов ограничено и требует либо изготовления нескольких пластинок РБО, либо прецизионного травления заданного числа пар четвертьволновых слоев. При втором подходе требуется повышенная точность травления приповерхностного слоя GaAs, что с учетом резкой зависимости коэффициента отражения от толщины слоя и образования естественного окисла увеличивает погрешность в оценке уровня A_m . В качестве альтернативного подхода можно рассмотреть вариант осаждения на поверхность выводного РБО дополнительного слоя диэлектрика с меньшим показателем преломления. На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента отражения выводного РБО GaAs/AlGaAs при вариации толщины осажденного слоя Si_xN_y , полученные в рамках метода матриц переноса [2] с учетом зависимости показателей преломления от длины волны [9]. Для сравнения на том же рисунке приведены расчетные значения коэффициента отражения при вариации количества пар четвертьволновых слоев GaAs/AlGaAs в выводном РБО. Видно, что осаждение слоя диэлектрика на поверхность выводного зеркала позволяет эффективно варьировать его отражательную способность в широком диапазоне

и потенциально обеспечить более прецизионное управление уровнем потерь на вывод излучения ВИЛ по сравнению с вариацией количества пар четвертьволновых слоев.

В широкоапертурных лазерах (в лазерах с большим диаметром ТП) основной вклад в уровень внутренних оптических потерь вносят оптические потери на свободных носителях и межзонное поглощение [2]. Однако в узкоапертурных лазерах наряду с ростом потерь, обусловленных дифракцией света, проявляется эффект насыщающегося поглотителя, ранее обнаруженный в СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.55 \mu\text{m}$ [10] и обусловленный снижением поперечного оптического ограничения для фундаментальной моды. Эффект усиливается по мере уменьшения размера мезы ЗТП и/или глубины травления ТП, а также зависит от величины спектральной расстройки максимума оптического усиления и резонансной длины волны ВИЛ. Следует отметить, что глубина травления ТП также влияет на модовый состав излучения лазера: чем больше глубина, тем при меньших размерах мезы ЗТП реализуется генерация через фундаментальную моду (одномодовый режим). Для исследуемого СП-ВИЛ спектрального диапазона $1.3 \mu\text{m}$ одномодовый режим генерации с фактором подавления боковых мод $> 40 \text{ dB}$ во всем диапазоне рабочих токов реализуется при размерах мезы ЗТП $< 5 \mu\text{m}$, тогда как эффект насыщающегося поглотителя, сопровождаемый скачкообразным возрастанием выходной оптической мощности с током накачки, ярко проявляется в лазерах с размером мезы ЗТП $< 4 \mu\text{m}$. В то же время анализ эволюции ватт-амперных характеристик (ВтАХ) лазеров с изменением температуры показал, что температурная стабильность характеристик лазеров с размером мезы ЗТП $> 6 \mu\text{m}$ преимущественно определяется термическим выбросом носителей из активной области в матрицу и спектральной расстройкой, тогда как в лазерах с размером мезы ЗТП $< 5 \mu\text{m}$ включается дополнительный механизм: рост оптического поглощения света на резонансной длине волны в непрокачиваемых частях активной области и, как следствие, проявление эффекта насыщающегося поглотителя. Кроме того, в приборах с размером мезы ЗТП $> 7 \mu\text{m}$ на начальном участке ВтАХ наблюдается увеличение дифференциальной эффективности по мере роста тока накачки, что, по-видимому, обусловлено эффектом тепловой линзы, приводящим к увеличению фактора поперечного оптического ограничения, и/или неоднородной прокачкой активной области. По этим причинам для адекватной оценки уровня внутренних оптических потерь, обусловленных конструкцией гетероструктуры СП-ВИЛ, были выбраны лазеры с размером мезы ЗТП в диапазоне $6-7 \mu\text{m}$.

Внешняя квантовая эффективность η может быть определена экспериментально исходя из ВтАХ согласно выражению $\eta = e\eta_{SE}/E_{ph}F_{out}$, где η_{SE} — дифференциальная эффективность, E_{ph} — энергия излучаемого фотона, e — заряд электрона, F_{out} — коэффициент,

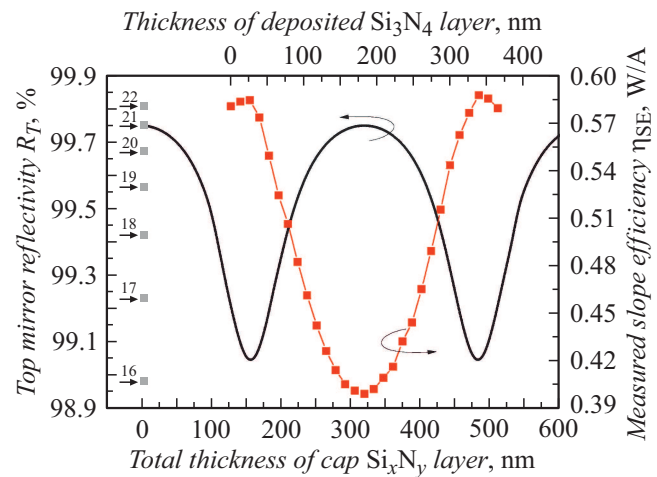


Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента отражения верхнего РБО на основе 21 пары четвертьволновых слоев GaAs/AlGaAs от толщины приповерхностного слоя Si_xN_y и экспериментальная зависимость дифференциальной эффективности η_{SE} при 20°C от толщины осажденного слоя Si_xN_y . Слева символами отмечены расчетные значения коэффициента отражения верхнего РБО GaAs/AlGaAs, достигаемые при различном числе пар.

учитывающий долю излучения оптической мощности, выводимой через конкретное зеркало. Оценка величины дифференциальной эффективности, определяемой как скорость нарастания выходной оптической мощности лазера с током накачки в режиме лазерной генерации, проводилась на линейном участке ВтАХ вблизи порога генерации, где тепловыми эффектами и нелинейностью усиления при высокой плотности носителей можно пренебречь. С целью минимизации флуктуации приборных характеристик, обусловленных постростовой технологией, вместо изготовления серии образцов ВИЛ с разной толщиной слоя диэлектрика была выполнена серия итерационных измерений ВтАХ с пошаговым осаждением на поверхность выводного РБО слоя диэлектрика фиксированной толщины. В качестве иллюстрации эффективности такого подхода на рис. 2 приведена зависимость величины дифференциальной эффективности при температуре 20°C от толщины осажденного слоя Si_xN_y для СП-ВИЛ с размером мезы ЗТП $6 \mu\text{m}$.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости обратной внешней квантовой эффективности от обратной величины потерь на вывод излучения, полученные при температурах 20 и 90°C . При расчете величины η учитывались потери части лазерного излучения, выходящего через подложку, вследствие конечного значения отражательной способности нижнего зеркала [2]. Следует отметить, что по аналогии с лазерами полосковой геометрии при анализе ВИЛ часто оперируют термином распределенных потерь на вывод излучения α_{int} , полученных нормировкой A_{int} на эффективную длину микрорезонатора ВИЛ L_{eff} . Со-

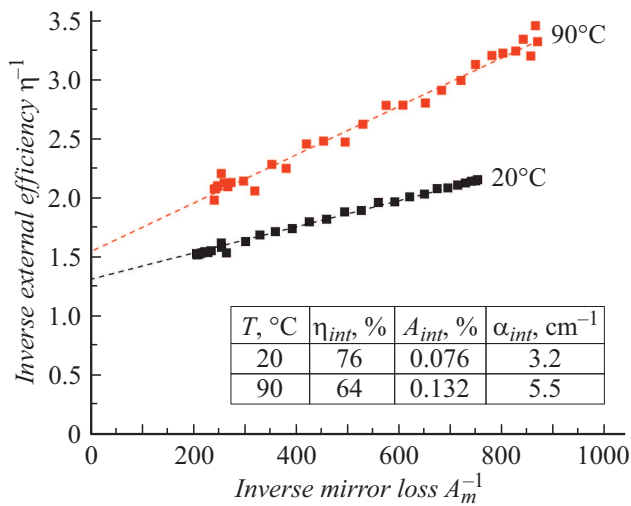


Рис. 3. Экспериментальные зависимости обратной внешней квантовой эффективности η^{-1} от обратной величины потерь на вывод излучения A_m^{-1} при температурах 20 и 90°C.

гласно линейной аппроксимации измеренных зависимостей с их последующей экстраполяцией, эффективность токовой инжекции при температуре 20°C достигает ~76%, однако с увеличением температуры до 90°C наблюдается падение η_{int} до 64%. При этом для температуры 20°C реализуется уровень внутренних потерь ~0.076%, что соответствует распределенным потерям $\alpha_{int} \approx 3.2 \text{ cm}^{-1}$. При увеличении температуры до 90°C наблюдается рост A_{int} более чем в 1.5 раза до ~0.132%, что соответствует $\alpha_{int} \approx 5.5 \text{ cm}^{-1}$. Увеличение внутренних оптических потерь с ростом температуры можно объяснить ростом поглощения на свободных носителях и/или межзонным поглощением, тогда как падение эффективности токовой инжекции, по-видимому, обусловлено термическим выбросом носителей заряда из активной области и/или безызлучательной рекомбинацией на зарашенной гетерогранице ТП. Более детальный анализ причин и механизмов, определяющих значение и температурное поведение эффективности токовой инжекции носителей в СП-ВИЛ спектрального диапазона 1.3 μm с активной областью на основе сверхрешетки InGaAs/InGaAlAs, требует дальнейших исследований. Следует отметить, что представленный уровень внутренних оптических потерь не только существенно ниже опубликованных значений для СП-ВИЛ спектрального диапазона 1.55 μm с ТП n^+/p^+ -InAlGaAs и активной областью на основе тонких квантовых ям (КЯ) InGaAs/InAlGaAs ($A_{int} \approx 0.214\%$ и $\alpha_{int} \approx 6.3 \text{ cm}^{-1}$ при 20°C, $A_{int} \approx 0.309\%$ и $\alpha_{int} \approx 9.1 \text{ cm}^{-1}$ при 85°C) [8] и для СП-ВИЛ спектрального диапазона 1.3 μm с ТП n^+/p^+ -InAlGaAs и активной областью на основе толстых КЯ InAlGaAs ($A_{int} \approx 0.221\%$ и $\alpha_{int} \approx 9 \text{ cm}^{-1}$ при 20°C, $A_{int} \approx 0.285\%$ и $\alpha_{int} \approx 11.6 \text{ cm}^{-1}$ при 70°C) [4], но и сравним с рекордно низким уровнем внутренних оптических потерь для гибридных ВИЛ спектрального диапазо-

на 1.55 μm с коротким резонатором, ТП n^+ -InGaAs/ p^+ -InAlGaAs и активной областью на основе толстых КЯ InAlGaAs ($A_{int} \approx 0.13\%$ и $\alpha_{int} \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ при 35°C) [3]. Более того, полученные внутренние оптические потери сопоставимы с рекордно низкими результатами для коротковолновых ВИЛ как в геометрии с инжекцией носителей через легированные зеркала ($A_{int} \approx 0.09\%$ и $\alpha_{int} \approx 6 \text{ cm}^{-1}$ при 20°C) [11], так и в геометрии с инжекцией носителей через внутррезонаторные контакты ($A_{int} \approx 0.072\%$ и $\alpha_{int} \approx 5 \text{ cm}^{-1}$ при 20°C) [7].

Таким образом, представлены результаты анализа эффективности токовой инжекции и уровня внутренних оптических потерь СП-ВИЛ спектрального диапазона 1.3 μm с композитным ТП n^+ -InGaAs/ p^+ -InAlGaAs и активной областью на основе короткопериодной сверхрешетки InGaAs/InGaAlAs. Показано, что предложенная конструкция ВИЛ обеспечивает возможность реализации низких внутренних оптических потерь: A_{int} и α_{int} соответственно менее 0.08% и 3.5 cm^{-1} при 20°C и менее 0.14% и 6.0 cm^{-1} при 90°C.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.R. Chen, IEEE J. Light. Technol., **35** (4), 824 (2017). DOI:10.1109/JLT.2016.2613861
- [2] *VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface emitting lasers*, ed. by R. Michalzik (Springer, Berlin, 2013). DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0
- [3] S. Spiga, W. Soenen, A. Andrejew, D.M. Schoke, X. Yin, J. Bauwelinck, G. Böhm, M.-C. Amann, J. Light. Technol., **35** (4), 727 (2017). DOI: 10.1109/JLT.2016.2597870
- [4] 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
- [5] С.А. Блохин, М.А. Бобров, Н.А. Малеев, А.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, А.П. Васильев, 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** (17), 21 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.17.49888.18393 [S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, N.A. Maleev, A.A. Blokhin, A.G. Kuz'menkov, A.P. Vasil'ev, 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** (9), 854 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020090023]
- [6] S.A. Blokhin, A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, A.A. Blokhin, S.S. Rochas, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, A.Yu. Egorov, Electron. Lett. (First published: 3 June 2021). DOI: 10.1049/ell2.12232
- [7] G.M. Yang, M.H. MacDugal, V. Pudikov, P.D. Dapkus, IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (11), 1228 (1995). DOI: 10.1109/68.473454

- [8] 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, *Оптика и спектроскопия*, **127** (1), 145 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.07.47941.296-18 [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. Spectrosc.*, **127** (1), 140 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X1907004X].
- [9] S. Adachi, *J. Appl. Phys.*, **66** (12), 6030 (1989). DOI: 10.1063/1.343580
- [10] С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.А. Блохин, А.П. Васильев, А.Г. Кузьменков, 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). DOI: 10.21883/PJTF.2020.24.50430.18522 [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** (12), 1257 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020120172].
- [11] S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, A.V. Sakharov, M.M. Kulagina, Y.M. Shernyakov, I.I. Novikov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, N.N. Ledentsov, G. Lin, J.Y. Chi, *IEEE J. Quant. Electron.*, **42** (9), 851 (1989). DOI: 10.1109/JQE.2006.880125