ЛАЗЕРЫ

Лазерные диоды (850 нм) на основе асимметричной AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с объемной активной областью для генерации мощных субнаносекундных оптических импульсов

А.А.Подоскин, И.В.Шушканов, В.В.Шамахов, А.Э.Ризаев, М.И.Кондратов, А.А.Климов, С.В.Зазулин, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин

Разработаны и исследованы лазерные диоды, изготовленные на основе асимметричной гетероструктуры AlGaAs/GaAs с объемной активной областью, оптимизированной для генерации мощных субнаносекундных оптических импульсов в режиме модуляции усиления. Оптимизация конструкции асимметричной гетероструктуры позволила получить параметр d/Г = 4.2 мкм (при толщине объемной активной области GaAs d = 45 нм и факторе оптического ограничения Г = 1.08%). Разработанные лазерные диоды с широкой излучающей апертурой (100 мкм) в режиме модуляции усиления продемонстрировали пиковую выходную оптическую мощность 22 Вт при длительности одиночного импульса на полувысоте менее 110 пс.

Ключевые слова: *импульсный полупроводниковый лазер, лазерная гетероструктура.*

1. Введение

Одним из актуальных направлений разработки импульсных полупроводниковых источников излучения ближнего ИК диапазона является создание мощных (десятки Вт) лазеров с длительностью импульса порядка 100 пс. Применение таких источников в системах дальнометрии на базе времяпролетного метода позволяет обеспечить наиболее высокую скорость сканирования окружающего пространства, а субнаносекундная длительность лазерного импульса – довести точность измерения расстояния до единиц сантиметров. Одним из наиболее перспективных вариантов конструкции излучателя является полосковый полупроводниковый лазер, работающий в режиме модуляции усиления (gain-switching) [1, 2]. В качестве альтернативных источников можно рассмотреть полосковые лазеры в режиме синхронизации мод [3] или конструкции на основе вертикально-излучающих лазеров (VCSEl) [4], позволяющие получать импульсы длительностью менее 100 пс. Однако как первые, так и вторые лазеры обладают достаточно низкой выходной оптической мощностью (единицы – сотни мВт), что требует либо применения дополнительных систем усиления мощности оптического пучка [5, 6], либо использование достаточно сложной конструкции излучателей [6, 7]. (Отдельно можно отметить конструкции излучателей, в которых импульсный токовый ключ монолитно [8, 9] или гибридно [10, 11] интегрирован с лазерной гетероструктурой.)

Принципиальное технологическое преимущество лазеров с резонатором Фабри–Перо, работающих в режиме модуляции усиления, заключается в возможности использовать более простые конструкции мощных полосковых лазеров. Такие излучатели с шириной полоска порядка 100 мкм продемонстрировали выходную мощность более 10 Вт [1, 2]. При этом достаточно высокая энергия импульса излучения позволяет обеспечить приемлемую дальность измерения расстояния при частотах следования импульсов, используемых для построения систем сканирования (до МГц). Дальнейшее увеличение мощности подобных лазеров за счет расширения излучающей апертуры ограничено неоднородностью плотности тока инжекции и разбросом моментов включения лазерной генерации по ширине полоска [12]. Более эффективно повысить мощность можно при использовании вертикальных стеков излучателей [13], в том числе и эпитаксиально-интегрированных [14], с помощью комбинации методов модуляции усиления и модуляции добротности резонатора (Q-switching) [15, 16], путем применения дискретных [17] или интегральных [6] схем оптических усилителей. Однако подобные методы требуют дополнительного усложнения конструкции чипа лазерного излучателя за счет введения в нее секции насыщающегося поглотителя. Таким образом, исследование возможности повышения мощности излучателей с шириной полоска порядка 100 мкм на основе гетероструктур с объемной активной областью является актуальной задачей.

2. Гетероструктура и экспериментальные образцы лазерных диодов

В качестве базовой была взята конструкция гетероструктуры с асимметричным волноводом и объемной

А.А.Подоскин, И.В.Шушканов, В.В.Шамахов, А.Э.Ризаев, М.И.Кондратов, А.А.Климов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26;
e-mail: podoskin@mail.ioffe.ru
С.В.Зазулин. АО ПК «ФИД-Техника», Россия, 194223 С.-Петербург, просп. Тореза, 68, литер В

Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.

активной областью [1]. Ключевыми особенностями гетероструктур данного типа является сильная асимметрия в составах твердых растворов, формирующих обкладки волноводного слоя, а также расположение активной области на минимальном расстоянии от p-эмиттера. Субнаносекундные излучатели на основе подобных гетероструктур сталкиваются с проблемой пониженного внутреннего квантового выхода [2, 16, 18]. В связи с этим для предотвращения выброса носителей из объемной активной GaAs-области и повышения квантового выхода в качестве материала волновода был выбран состав $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. С учетом требований повышения технологичности изготовления и надежности излучателей материалом p-эмиттера служил состав $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$, с меньшим, чем в [1, 2, 16], содержанием алюминия, а для n-эмиттера, с целью снижения технологических требований к точности соблюдения составов слоев гетероструктуры, был выбран состав $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$. Как показано в работе [19], уменьшение фактора оптического ограничения активной области Γ (и, соответственно, увеличение параметра d/Γ, здесь d – толщина активной области) позволяет достигать бóльших значений пиковой оптической мощности в режиме одиночного (без последующих релаксационных колебаний) импульса. Однако набор оптимальных параметров излучателя и импульса тока накачки при этом сдвигается в область существенно больших амплитуд импульсов тока накачки и бóльших длин резонатора используемых лазерных чипов [19], что также сопровождается увеличением длительности лазерного импульса.

Кроме того, в [19] показано, что для импульсов заданной длительности существует оптимальная комбинация фактора ограничения активной области, длины резонатора лазерного чипа и амплитуды импульса накачки, которая обеспечивает получение максимальной пиковой мощности. Таким образом, при конструировании гетероструктуры толщина волновода и активной области выбиралась из условия получения генерации импульсов длительностью порядка 100 пс и работы гетероструктуры в режиме излучения фундаментальной поперечной моды. В результате расчетная толщина объемной активной области d составила 45 нм, а волноводного слоя – 1.5 мкм (рис.1). Активная область для обеспечения минимального перекрытия с оптической модой располагалась вплотную к p-эмиттеру. Фактор оптического ограничения активной области предложенной гетероструктуры Γ составлял 1.08%, а параметр d/Γ – 4.17 мкм.

На основе данной гетероструктуры были изготовлены лазеры мезаполосковой конструкции с шириной излучающей апертуры 100 мкм. Для исследования основных излучательных характеристик образцы лазерных чипов с естественно сколотыми гранями монтировались с помощью индиевого припоя на медные теплоотводы. Изготовленные образцы накачивались прямоугольными токовыми импульсами длительностью 1 мкс и амплитудой до 9 А (рис.2). По результатам измерений серии образцов с различными длинами резонатора и образованными сколом гранями были определены основные характеристики лазерной гетероструктуры: внутренние оптические потери составили 1.5 см$^{-1}$, а плотность тока прозрачности – 330 А/см^2. Внутренний квантовый выход активной области достигал 77%, что сопоставимо с ранее проде-

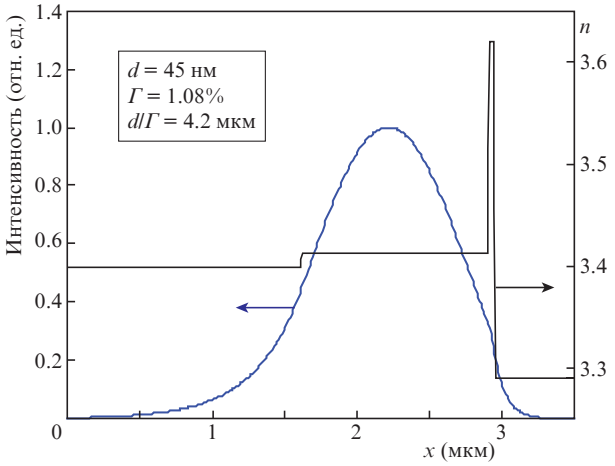

Рис.1. Конструкция лазерной гетероструктуры и расчетный профиль лазерной моды.

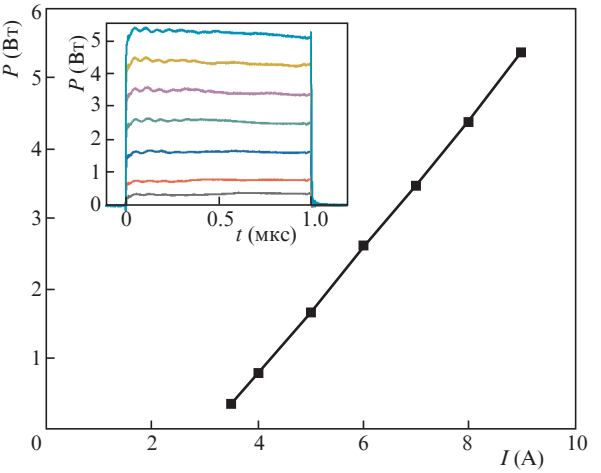

Рис.2. Зависимость выходной оптической мощности P от амплитуды тока накачки I для импульсов длительностью 1 мкс при частоте следования 1 кГц для образца с длиной резонатора 1.5 мм. На вставке – формы оптических импульсов при различных амплитудах тока накачки.

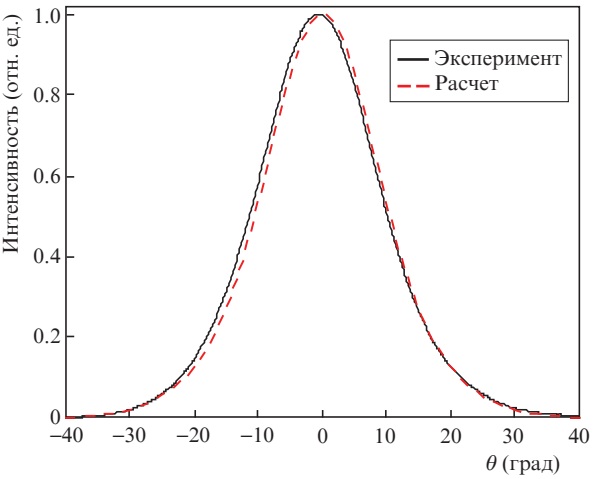

Рис.3. Расчетная и экспериментальная диаграммы направленности излучения в дальней зоне для плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры (быстрая ось). Параметры импульсов тока накачки – 200 нс, 1 кГц, 10 А.

монстрированными результатами [2, 16, 18, 20]. Ширина диаграммы направленности на полувысоте для быстрой оси составила около 22°, что находится в хорошем соответствии с результатами моделирования (рис.3). Для медленной оси ширина диаграммы была ~10°, что обуславливалось конструкцией типа глубокая меза.

Спектры лазерной генерации измерялись с помощью спектрометра Ophir Wavestar V в режиме интегрирования по всей ширине излучающей апертуры. Центральная длина волны линии лазерной генерации при длительности прямоугольного импульса накачки 200 нс с уменьшением длины резонатора от 2.5 до 1.4 мм сдвигалась с 863 до 856 нм, что объясняется ростом пороговой концентрации носителей при увеличении внешних оптических потерь. Также были изучены спектры генерации при изменении длительности импульса накачки от 4 до 1000 нс (рис.4,*а*,*б*). Из приведенных зависимостей следует, что для малых (4–10 нс) длительностей импульсов характерен сдвиг максимума интенсивности и расширение спектра в коротковолновую область. Это говорит о повышенных концентрациях носителей в активной области в начале прямоугольного импульса тока накачки по сравнению с концентрацией при квазистационарном режиме генерации в основной части импульса. Положение длинноволнового края спектра стабилизируется при длительностях импульсов тока накачки 20–200 нс, а при дальнейшем увеличении длительности начинается смещение длинноволнового края спектра, что обусловлено разогревом активной области [21].

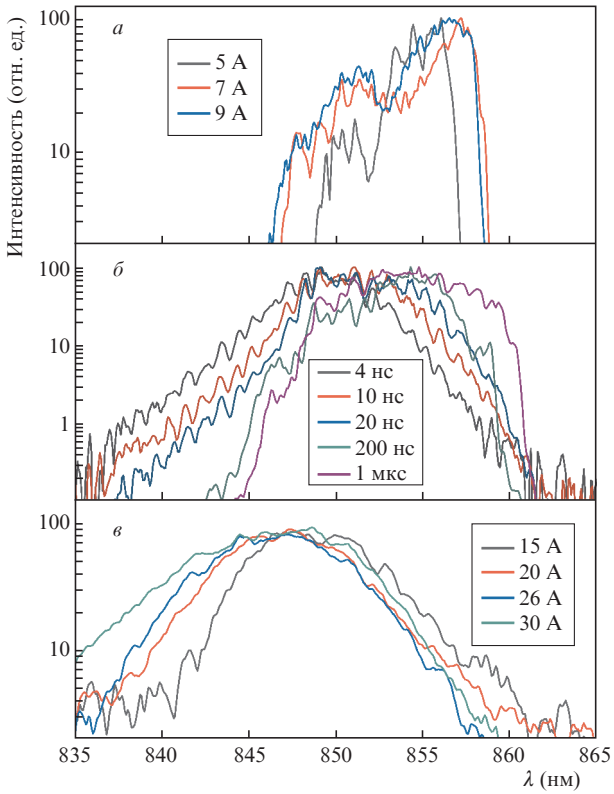

Рис.4. Нормированные спектры лазерной генерации для образца с длиной резонатора 1.5 мм при накачке импульсами длительностью 200 нс с частотой следования 1 кГц и амплитудой 5–9 А (*а*), при накачке прямоугольными импульсами длительностью 4–1000 нс с частотой следования 1 кГц и амплитудой 10 А (*б*), а также при накачке импульсами тока длительностью 0.4 нс и амплитудой 15–30 А при частоте следования 100 кГц (*в*).

3. Экспериментальные исследования субнаносекундной динамики лазерной генерации в режиме модуляции усиления

Для проведения экспериментов с накачкой лазеров субнаносекундными токовыми импульсами были изготовлены образцы лазерных излучателей (длина резонатора 1.5 мм, ширина излучающей апертуры 100 мкм) на проводящих носителях, предназначенные для монтажа в полосковую 50-омную ВЧ линию. Накачка осуществлялась импульсным источником тока с амплитудой импульса до 30 А при длительности импульса 0.4 нс на уровне половины амплитуды. Форма импульсов тока показана на вставке к рис.5. Регистрация формы оптических импульсов осуществлялась с помощью pin-детектора с волоконным входом (полоса частот 20 ГГц) и стробоскопического осциллографа (50 ГГц) при частоте следования 100 кГц. Средняя оптическая мощность измерялась датчиком Ophir 3A-P-FS-12. Максимальная выходная пиковая оптическая мощность достигала 22 Вт при амплитуде импульса тока накачки 30 А (рис.5). Важно отметить, что во всем исследованном диапазоне токов накачки оптические импульсы не имели высокоинтенсивных паразитных осцилляций. При этом наблюдалась близкая к линейной

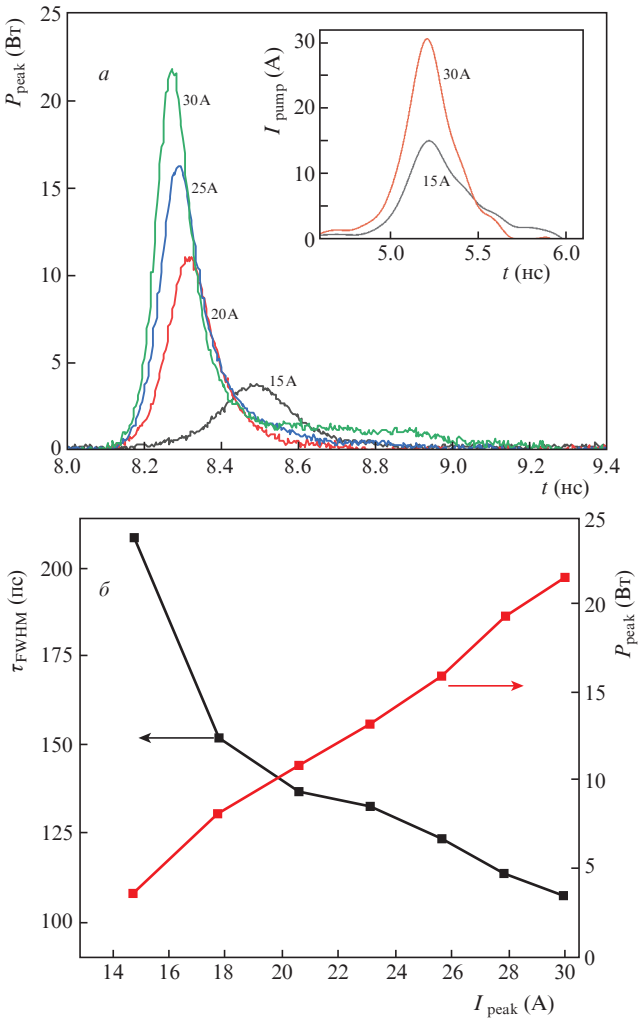

Рис.5. Осциллограммы импульсов мощности излучения и тока накачки (на вставке) (*а*) и зависимости пиковой оптической мощности и ширины импульса на полувысоте от амплитуды тока накачки (*б*).

зависимость пиковой оптической мощности от амплитуды тока накачки с пороговым значением импульсного тока около 12 А. Такая величина порогового тока объясняется необходимостью заполнения всех слоев гетероструктуры носителями заряда для достижения пороговых условий лазерной генерации. Требуемое количество носителей заряда определяется главным образом пороговой концентрацией в активной области и концентрацией инжектированных в волноводный слой носителей, возникающей при протекании импульса тока. При высоких плотностях тока накачки усредненная по толщине концентрация инжектированных носителей заряда в волноводе может достигать $\sim 10^{17}$ см$^{-3}$ [22–25]. Минимальная пороговая концентрация в активной области для объемного GaAs составляет $\sim 2\times 10^{18}$ см$^{-3}$ [21]. В этом случае расчетное время накопления носителей заряда для лазера на основе предложенной гетероструктуры с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоска 100 мкм при токе накачки 12 А составит 0.48 нс, что находится в хорошем соответствии с величиной наблюдаемого порога лазерной генерации и параметрами используемого импульса накачки. Данная оценка времени накопления показывает, что использование импульсов накачки с длительностью более 0.4 нс нецелесообразно, поскольку значительная часть импульса тока будет расходоваться на заполнение гетероструктуры носителями заряда, а не на полезную излучательную рекомбинацию.

Максимальная оптическая мощность в эксперименте была ограничена возможностями источника импульсов накачки, однако уже при амплитуде тока накачки 30 А наблюдалось изменение формы оптического импульса – появился затянутый хвост, длительность которого с учетом времени задержки включения лазерной генерации была больше длительности импульса тока, при этом его уровень составлял менее 6% от уровня пиковой мощности. Подобное изменение формы оптического импульса является ограничивающим фактором для дальнометрии времяпролетным методом, поскольку при возрастании доли энергии оптического импульса в его хвостовой части снижается временная точность определения порога срабатывания фотодетекторной части дальномера. При увеличении амплитуды тока накачки с 15 до 30 А длительность импульса на полувысоте снижалась с 210 до 110 пс, что объясняется ускорением динамики лазерного излучения с ростом крутизны фронта импульса тока.

Измерения спектров лазерной генерации в режиме модуляции усиления (рис.4,*в*) показали дополнительное смещение центральной длины волны в коротковолновую область до 847 нм по сравнению со спектрами при квазистационарном режиме накачки прямоугольными импульсами. При этом полуширина спектра была близка к величинам, полученным при накачке импульсами длительностью 4–10 нс, с ростом амплитуды тока она увеличивалась и смещалась в коротковолновую область. Наблюдаемые изменения в спектре лазерной генерации показывают, что, во-первых, усредненная во времени концентрация носителей в активной области при накачке субнаносекундными импульсами выше, чем при накачке в квазистационарном режиме прямоугольными импульсами длительностью 4–10 нс, и, во-вторых, с ростом амплитуды субнаносекундных импульсов тока концентрация носителей заряда в активной области возрастает. Такое повышение концентрации носителей заряда в активной области вызывает дополнительные оптические потери и может быть причиной пониженной излучательной эффективности по сравнению с эффективностью при квазистационарном режиме генерации.

Отметим, что изменений в расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, при переходе к субнаносекундным импульсам накачки не наблюдалось. Следовательно, рост концентрации носителей в активной области не приводит к изменениям общих волноводных свойств гетероструктуры. С ростом тока накачки импульсами длительностью 0.4 нс наблюдается рост относительной интенсивности центральной части диаграммы направленности в плоскости слоев гетероструктуры (рис.6,*а*), в то время как увеличение тока накачки импульсами длительностью 200 нс вызывает более интенсивный рост боковых сателлитов (рис.6,*б*). Таким образом, при субнаносекундной накачке в общей структуре диаграммы направленности по медленной оси наблюдается меньшее количество боковых сателлитов, чем при накачке прямоугольными импульсами длительностью 200 нс, что говорит о меньшем разнообразии латерального модового состава излучения (рис.6,*в*).

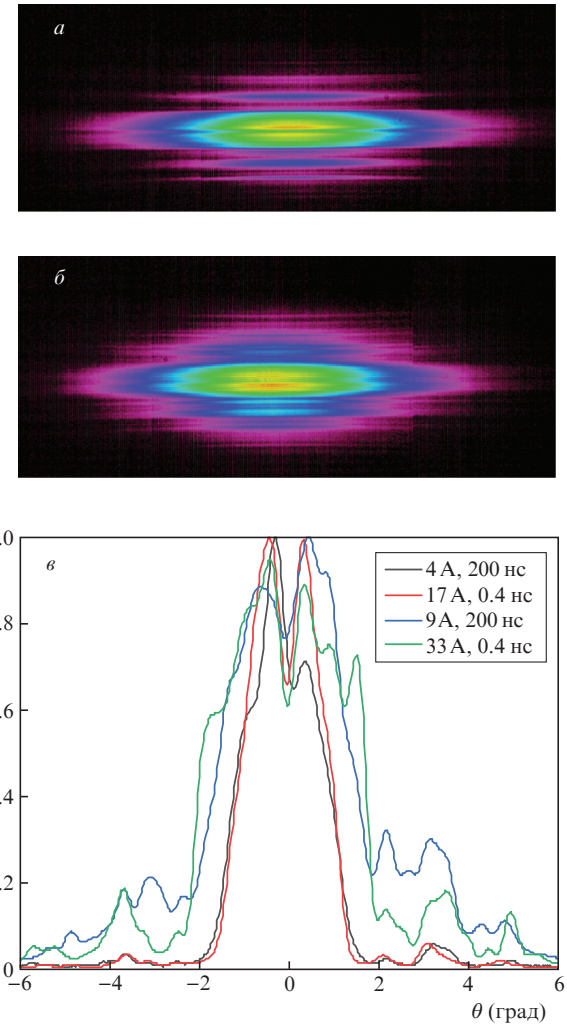

Рис.6. Типичный вид диаграммы направленности для образца с длиной резонатора 1.5 мм при накачке импульсами 0.4 нс/30 А (*а*) и 200 нс/9 А (*б*), а также кривые расходимости излучения в плоскости, параллельной слоям гетероструктуры, при накачке импульсами тока 4 и 9 А длительностью 200 нс и импульсами тока 17 и 33 А длительностью 0.4 нс (*в*).

4. Заключение

Созданные на основе оптимизированной асимметричной гетероструктуры с объемной активной областью толщиной 45 нм и параметром $d/\Gamma = 4.2$ мкм излучатели полосковой конструкции, работающие в режиме модуляции усиления, продемонстрировали выходную пиковую оптическую мощность до 22 Вт при длительности одиночного импульса на полувысоте около 100 пс, что сопоставимо с ранее полученными результатами для структуры с активной областью толщиной 100 нм [2]. Зафиксирован линейный рост пиковой оптической мощности лазерных импульсов при увеличении амплитуды тока накачки, однако в области максимальных токов наблюдается деформация формы лазерного импульса, связанная с появлением низкоинтенсивного хвоста, что ограничивает эффективность использования импульсов подобной формы для практических задач. С учетом времени задержки появления первого импульса лазерной генерации относительно переднего фронта импульса тока накачки длительность хвостовой части оптического импульса превышает длительность импульса тока накачки, что является предметом дальнейших исследований. Проведенное сравнение излучательных характеристик лазеров в режимах модуляции усиления и квазистационарной накачки показало наличие сдвига в коротковолновую сторону спектров генерации в первом случае; диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, не изменяются, а диаграмма направленности в латеральной плоскости в режиме генерации коротких импульсов демонстрирует некоторое сокращение разнообразия модового состава.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

1. Ryvkin B., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T. *J. Lightwave Technol.*, **27**, 2125 (2009).
2. Hallman L.W., Haring K., Toikkanen L., Leinonen T., Ryvkin B.S., Kostamovaara J.T. *Meas. Sci. Technol.*, **23**, 025202 (2012).
3. Gadzhiev I.M., Buyalo M.S., Bakshaev I.O., Grigor'ev R.I., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Leshko A.Y., Lyutetskii A.V., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Portnoi E.L. *Tech. Phys. Lett.*, **36**, 1038 (2010).
4. Rafailov E.U., Avrutin E., in *Semiconductor Lasers*. Ed. by A. Baranov, E.Tournie (Oxford: Woodhead Publishing Limited, 2013, pp 149 – 217). DOI: 10.1533/9780857096401.1.149.
5. Adamiec P., Consoli A., Tijero J.M.G., Esquivias I., Schwertfeger S., Klehr A., Erbert G. *Proc. SPIE. Novel In-Plane Semiconductor Lasers XI*, **8277**, 275 (2012).
6. Wenzel H., Schwertfeger S., Klehr A., Jedrzejczyk D., Hoffmann T., Erbert G. *Opt. Lett.*, **37**, 1826 (2012).
7. Riecke S., Posilovic K., Kettler T., Seidlitz D., Shchukin V.A., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Electron. Lett.*, **46**, 1393 (2010).
8. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Soboleva O.S., Pikhtin N.A., Bagaev T.A., Ladugin M.A., Il'ya S.T. *Opt. Express*, **24**, 16500 (2016).
9. Slipchenko S., Podoskin A., Soboleva O., Zakharov M.S., Bakhvalov K., Romanovich D., Simakov V. *Proc. SPIE. Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XVIII*, **9751**, 100 (2016).
10. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Golovin V.S., et al. *Opt. Express*, **27**, 31446 (2019).
11. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Golovin V.S., et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **33**, 11 (2020).
12. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Golovin V.S., Pikhtin N.A., Kop'ev P.S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **33**, 7 (2020).
13. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Веселов Д.А., Ефремов Л.С., Золотарев В.В., Казакова А.Е., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **52**, 171 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 171 (2022)].
14. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Veselov D.A., Strelets V.A., Rudova N.A., Pikhtin N.A., Kop'ev P.S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **34**, 35 (2021).
15. Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Kostamovaara J.E.K., Kostamovaara J.T. *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 025015 (2017).
16. Lanz B., Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T. *Opt. Express*, **21**, 29780 (2013).
17. Wenzel H., Klehr A., Schwertfeger S., Liero A., Hoffmann T., Brox O., Tränkle G. *Proc. SPIE. High-Power Diode Laser Technology and Applications X*, **8241**, 232 (2012).
18. Hallman L.W., Ryvkin B., Haring K., Ranta S., Leinonen T., Kostamovaara J. *Electron. Lett.*, **46**, 1 (2010).
19. Golovin V.S., Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Kazakova A.E., Pikhtin N.A. *J. Lightwave Technol.*, **40**, 4321 (2022).
20. Huikari J.M., Avrutin E.A., Ryvkin B.S., Nissinen J.J., Kostamovaara J.T. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **21**, 189 (2015).
21. Coldren L.A., Corzine S.W., Mashanovitch M.L. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken: John Wiley & Sons, 2012).
22. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 113106 (2005).
23. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Trankle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46**, 658 (2010).
24. Piprek J. *Opt. Quantum Electron.*, **51**, 1 (2019).
25. Soboleva O.S., Zolotarev V.V., Golovin V.S., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. *IEEE Trans. Electron Devices*, **67**, 4977 (2020).