

DOI: 10.17586/1023-5086-2023-90-10-80-92

УДК 681.78, 535.417.2

Параметрический лазерный дальномер с пассивной системой термостабилизации

Егор Владимирович Тихонов¹✉, Григорий Николаевич Маркушин²,
Александр Викторович Кошелев³, Юрий Анатольевич Векшин⁴,
Андрей Александрович Алмазов⁵, Алексей Владимирович Швалев⁶,
Валерий Викторович Коротаев⁷

1, 2, 3, 4, 5, 6 Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, Екатеринбург, Россия

⁷ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

¹tihonovegor1992@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0001-7766-6343>

²markushin@e1.ru

<https://orcid.org/0000-0001-1611-7353>

³avk89122622678@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0002-1126-4031>

⁴yuanvek@gmail.com

<https://orcid.org/0009-0005-7180-6313>

⁵3diamonds@mail.ru

<https://orcid.org/0009-0005-5773-9687>

⁶a_shvalev@mail.ru

<https://orcid.org/0009-0008-8092-8357>

⁷korotaev_v_v@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0001-7102-5967>

Аннотация

Предмет исследования. Малогабаритный импульсный лазерный дальномер с пассивной системой термостабилизации. **Цель работы.** Разработка образца малогабаритного лазерного дальномера, генерирующего импульсное излучение с длиной волны $(1,57 \pm 0,04)$ мкм, частотой до 20 Гц и энергией 17 мДж с использованием в качестве источников накачки квазинепрерывных мультиспектральных решёток лазерных диодов и пассивной системой термостабилизации. **Метод.** Теоретическое исследование влияния рабочей длины волны дальномера на распространение лазерного излучения в атмосфере и потерь на экстинкцию проводилось методом конечных разностей в нестационарной по времени постановке. Модовый состав излучения оценивался путём численного решения дифракционного интеграла Френеля–Кирхгофа. С помощью методов пироэлектрической регистрации энергетических параметров излучения была экспериментально измерена генерационная характеристика лазера, собранного на базе полуконфокального составного резонатора с параметрическим преобразованием длины волны излучения. **Основные результаты.** Разработан малогабаритный лазерный дальномер, генерирующий лазерное излучение в ближнем ИК диапазоне на длине волны $(1,57 \pm 0,04)$ мкм с частотой следования импульсов до 20 Гц и энергией в импульсе до 17 мДж. Излучатель дальномера построен на основе составного устойчивого полуконфокального оптического резонатора первого квадранта, в одном из плеч которого происходит нелинейное пассивное преобразование излучения с $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм, генерируемого активным элементом на основе стехиометричного монокристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, в сигнальную волну с $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм. Экспериментально и теоретически исследованы основные энергетические и пространственные характеристики лазерного излучения дальномера. **Научная новизна.** Показана возможность поддержания стабильной генерации при температурном рассогласовании спектра поглощения активного элемента и спектра излучения лазерной диодной матрицы на величину до 22 нм, что даёт возможность отказаться от использования системы термостабилизации системы накачки. **Практическая значимость.** Показано, что использование излучения с $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм за счёт меньшего рассеяния на атмосферном аэрозоле

является более предпочтительным для задач импульсной лазерной дальнометрии, чем применение излучения с $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм. Использование в качестве источника оптической накачки квазинепрерывных мультиспектральных решёток лазерных диодов с суммарной средней мощностью импульса излучения 2,2 кВт в совокупности с конструктивными особенностями излучателя позволило отказаться от активной термостабилизации системы накачки и оптимизировать массовые и габаритные характеристики дальнометра.

Ключевые слова: дальномер лазерный, параметрическая генерация света, решётка лазерных диодов, мультиспектральность, спектр поглощения, рассеяние лазерного излучения

Ссылка для цитирования: Тихонов Е.В., Маркушин Г.Н., Кошелев А.В., Векшин Ю.А., Алмазов А.А., Швалева А.В., Коротаев В.В. Параметрический лазерный дальномер с пассивной системой термостабилизации // Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 10. С. 80–92. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-10-80-92>

Коды OCIS: 120.0280, 110.4234, 100.4145.

Parametric laser rangefinder with passive system of thermostabilization

EGOR V. TIKHONOV¹✉, GREGORY N. MARKUSHIN², ALEXANDER V. KOSHELEV³, YURI A. VEKSHIN⁴, ANDREY A. ALMAZOV⁵, ALEXEY V. SHVALEV⁶, VALERY V. KOROTAEV⁷

^{1, 2, 3, 4, 5, 6}Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, Yekaterinburg, Russia

⁷ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

¹tihonovegor1992@gmail.com <https://orcid.org/0000-0001-7766-6343>

²markushin@e1.ru <https://orcid.org/0000-0001-1611-7353>

³avk89122622678@gmail.com <https://orcid.org/0000-0002-1126-4031>

⁴yuanvek@gmail.com <https://orcid.org/0009-0005-7180-6313>

⁵3diamonds@mail.ru <https://orcid.org/0009-0005-5773-9687>

⁶a_shvalev@mail.ru <https://orcid.org/0009-0008-8092-8357>

⁷korotaev_v_v@mail.ru <https://orcid.org/0000-0001-7102-5967>

Abstract

Subject of study. Development of a small-sized pulsed laser rangefinder with a passive thermal stabilization system. **Objective.** Creation of a sample of a laser rangefinder generating pulsed laser radiation with wavelength $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ μm . **Method.** A theoretical study of the influence of the rangefinder operating wavelength on the propagation of laser radiation in the atmosphere was carried out by the finite difference method in a time-dependent formulation. The mode composition of radiation was estimated using a standard numerical solution of the Fresnel–Kirchhoff diffraction integral. The methods of pyroelectric registration were used for estimation of energy parameters of laser radiation. **Main results.** The small-sized laser rangefinder generating laser radiation in the near-IR range at a wavelength of $(1,57 \pm 0,04)$ μm with a pulse repetition rate of up to 20 Hz and a pulse energy of up to 17 mJ has been developed. The rangefinder emitter is built on the basis of a composite stable semi-confocal optical resonator. In one of the resonator parts a nonlinear passive conversion of radiation $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ μm , generated by active media based on a stoichiometric Nd:YAG single crystal, in signal wave with $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ μm occurs. **Scientific novelty.** The research demonstrates the possibility of maintaining stable generation at a temperature mismatch between the absorption spectrum of the active media and the emission spectrum of the laser diode bar by up to 22 nm, which makes it possible to abandon the use of a thermal stabilization system of the diodes bar. **Practical significance.** It is shown that the use of radiation with $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ μm is more preferable for tasks of pulsed laser ranging in comparison with radiation with $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ μm because of less scattering on atmospheric aerosol. The active media is pumped by quasi-continuous wave (QCW) multispectral laser diodes array with total average radiation pulse power of 2200 W, which makes it possible to abandon active thermal stabilization and optimize the mass and dimensional parameters of the product.

Keywords: laser rangefinder, parametric light generation, laser diodes array, multispectrality, absorption spectrum, scattering of laser radiatio

For citation: Tikhonov E.V., Markushin G.N., Koshelev A.V., Vekshin Yu.A., Almazov A.A., Shvalev A.V., Korotaev V.V. Parametric laser rangefinder with passive system of thermostabilization [In Russian] // Opticheskii Zhurnal. 2023. V. 90. № 10. P. 80–92. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-10-80-92>

OCIS codes: 120.0280, 110.4234, 100.4145.

ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес на сегодняшний день вызывают приложения науки и техники, связанные с разработкой импульсных лазерных дальномеров и дальномеров-целеуказателей для комплектации перспективных оптико-электронных станций (ОЭС). Как правило, это дальномеры с рабочей длиной волны $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм, активным элементом (АЭ) которых является стехиометричный монокристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Nd:YAG). Данная среда, благодаря своему высокому сечению усиления, низкому порогу генерации и высокой теплопроводности, устойчивости к термомеханическим воздействиям наряду с возможностью реализовывать как непрерывный, так и импульсный режим генерации, ещё с 1964 г. зарекомендовала себя, как крайне перспективный лазерный материал [1].

Открытие новых конденсированных лазерных сред на основе диэлектрических кристаллов ($\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$, $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ и др.), начиная с 80-х гг. прошлого века, позволило осуществить переход к длинам волн от ближнего к среднему ИК диапазону [1, 2]. Привлекательность данной области спектра определяется наличием в ней так называемых окон прозрачности атмосферы, а также меньшими потерями лазерного излучения на рассеяние частицами атмосферного аэрозоля. При переходе от излучения с $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм к длинноволновой границе ближнего ИК диапазона (1,3–1,5 мкм) и среднему ИК диапазону (2–5 мкм) вклад рассеяния Ми заметно снижается и рассеяние излучения начинает подчиняться закону Рэлея. Рэлеевское рассеяние характеризуется относительно слабым взаимодействием электромагнитного поля падающего лазерного излучения с электромагнитным полем атмосферного аэрозоля, что обуславливает малые искажения волнового фронта сканирующего пучка и минимизацию потерь получаемой информации об измеренной дальности [3].

По этой причине, а также в связи с коммерчески доступными фотоприёмными устройствами, работающими в указанном спектральном диапазоне, в настоящее время наряду с дальномерами с АЭ на основе Nd:YAG, одними из наиболее востребованных стали изделия, работающие на длине волны 1,5 мкм [4–6].

Анализ подходов к генерации излучения с рабочей длиной волны 1,5 мкм

В настоящее время практический интерес представляют два основных подхода к генерации излучения с длиной волны 1,5 мкм. Первый подход заключается в использовании АЭ на основе фосфатного стекла, допированного ионами Er^{3+} и Yb^{3+} , выполняющего роль сенсификатора [7], генерирующего излучение с $\lambda = (1,54 \pm 0,04)$ мкм. К преимуществам данного подхода можно отнести малые габариты активной области излучателя (резонаторы таких лазеров могут иметь длину не больше 20 мм) и относительную простоту оптической схемы. Однако данная активная среда работает по квазитрёхуровневой схеме, что требует значительных мощностей накачки для преодоления порога генерации. Кроме того, низкая эффективность преобразования излучения свободной генерации в излучение моноимпульса ($\eta \approx 1,38\text{--}2\%$) не позволяет получать значения энергии в импульсе выше 8–10 мДж. Также крайне сложно разработать дальномер на основе фосфатного стекла, работающего на большой частоте. Максимально достигаемые частоты следования импульсов для таких дальномеров не превышают 10 Гц. Причина заключается в низкой теплопроводности материала АЭ (около 0,77 Вт/м К), что при больших частотах вызывает появление значительной тепловой линзы и термические деформации [7–10].

Указанных недостатков лишён второй подход, заключающийся в создании лазера, работающего по принципу внутрирезонаторной параметрической генерации света (ПГС) [11].

В качестве преобразователя используется, как правило, нелинейный кристалл KTiOPO_4 (КТР). Данный подход позволяет осуществлять работу на частотах следования импульсов до десятков Герц и получать энергии в импульсе в десятки миллиджоулей. Кроме того, генерируя на выходе излучение с длиной волны $(1,57 \pm 0,04)$ мкм, такой лазер сохраняет все преимущества АЭ на основе $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$. Единственным объективным недостатком такого подхода являются большие габариты по сравнению с резонаторами на основе фосфатного стекла. Частично с данной проблемой позволяет справиться использование в качестве источника накачки мультиспектральных решёток лазерных диодов (РЛД), имеющих в спектре излучения сразу несколько пиков. Такой подход стал возможен в последние годы благодаря развитию технологии газофазной эпитаксии металлоорганических соединений (технологии MOCVD), при помощи которой выращивают двойные гетероструктуры $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ и $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, либо гетероструктуры с квантовыми ямами [12]. Более широкий в сравнении с одноволновыми РЛД спектр излучения позволяет осуществлять согласование спектра излучения РЛД с полосами поглощения АЭ в более широких диапазонах, что делает возможным создание дальномеров без использования дополнительных громоздких систем термостабилизации РЛД, спектральные характеристики которых, как известно, существенно зависят от температуры [13, 14].

Цель работы. Исходя из вышесказанного, целью настоящей работы стала разработка образца малогабаритного лазерного дальномера,

генерирующего импульсное излучение с длиной волны $(1,57 \pm 0,04)$ мкм, частотой до 20 Гц и энергией 17 мДж с использованием в качестве источников накачки квазинепрерывных мультиспектральных решёток лазерных диодов и пассивной системой термостабилизации.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ЛАЗЕРА

Для генерации волны накачки в образце использовался активный элемент на основе стехиометричного монокристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 5 (рис. 1), выполненного в геометрии цилиндрического стержня. Для снижения френелевских потерь торцы активного элемента имели просветляющее покрытие по длине волны $(1,064 \pm 0,025)$ мкм. Боковая поверхность шлифовалась для снижения вероятности развития усиленного спонтанного излучения. Активный элемент клеивался в лейкосапфировую трубку 4, боковая поверхность которой была просветлена на длину волны накачки 808 нм. Использование лейкосапфировой трубки позволяло, с одной стороны, за счёт высокой теплопроводности (около 28 Вт/м К) отводить выделяемую активным элементом рассеиваемую мощность от его боковой поверхности, что снижало вероятность тепловой линзы с астигматизмом.

С другой стороны, за счёт увеличения эффективного диаметра области, в которой распространяется излучение накачки, использование трубки позволило повысить однородность пространственного распределения светового поля накачки в объёме активного элемента на 15% и увеличить эффективность системы накачки в целом.

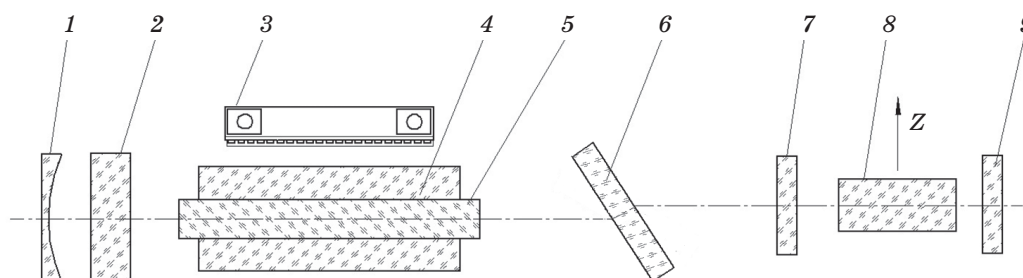


Рис. 1. Оптическая схема разработанного дальномера. 1 — «глухое» зеркало, 2 — пассивный затвор на основе $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, 3 — РЛД, 4 — трубка лейкосапфировая, 5 — АЭ $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, 6 — поляризатор, 7, 9 — зеркало, 8 — кристалл КТР

Fig. 1. Optical scheme of the developed rangefinder. 1 — «deaf» mirror, 2 — passive shutter $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, 3 — laser diode array, 4 — leucosapphire tube, 5 — active medium $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, 6 — polarizer, 7, 9 — mirror, 8 — KTiOPO_4 crystal

Эффективность использования лейкосапфировой трубки подтверждается результатами расчётов динамики изменения профиля коэффициента усиления в зависимости от длительности импульса накачки (рис. 2). Видно, что при длительности более 200 мкс поле накачки с высокой степенью однородности заполняет поперечное сечение АЭ.

В качестве источника накачки использовались мультиспектральные квазинепрерывные (QCW) решётки лазерных диодов 3 (рис. 1) с суммарной средней импульсной мощностью 2200 Вт.

Поскольку к лазерным дальномерам предъявляются достаточно жёсткие требования по расходимости лазерного излучения, было решено использовать поперечную схему накачки, которая сочетает в себе возможность получения максимального энергосъёма с единицы объёма АЭ в совокупности с возможностью получения излучения с низкими дифракционными потерями высших мод и параметром M^2 , близким к 1.

Оптический резонатор представлял собой составной двухплечевой полуконфокальный резонатор первого квадранта. Плечо формирования волны накачки с длиной волны

$\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм было образовано зеркалом камеры пассивного параметрического преобразователя (ПГС-преобразователя) и «глухим зеркалом» 1 со сферическим вогнутым профилем рабочей поверхности. Конфигурация оптического резонатора, образованного зеркалом 1 и камерой ПГС-преобразователя, была выбрана таким образом, чтобы максимально эффективно заполнить АЭ 5 основной генерационной модой и ввести резонатор в область устойчивости первого квадранта. Плечо ПГС-преобразования волны накачки с $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм в сигнальную волну с $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм было образовано двумя плоско-параллельными зеркалами 7 и 9, между которыми помещался нелинейный оптический кристалл КТР 8, срезанный вдоль кристаллографической плоскости, соответствующей оси z . Кристалл размещался в резонаторе в соответствии с сохранением принципа фазового синхронизма, что обеспечивало максимальную эффективность ПГС-преобразования и максимальное истощение холостой волны с $\lambda = 3,3$ мкм. Для модуляции добротности резонатора использовался пассивный самонасыщающийся поглотитель 2 на основе $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$.

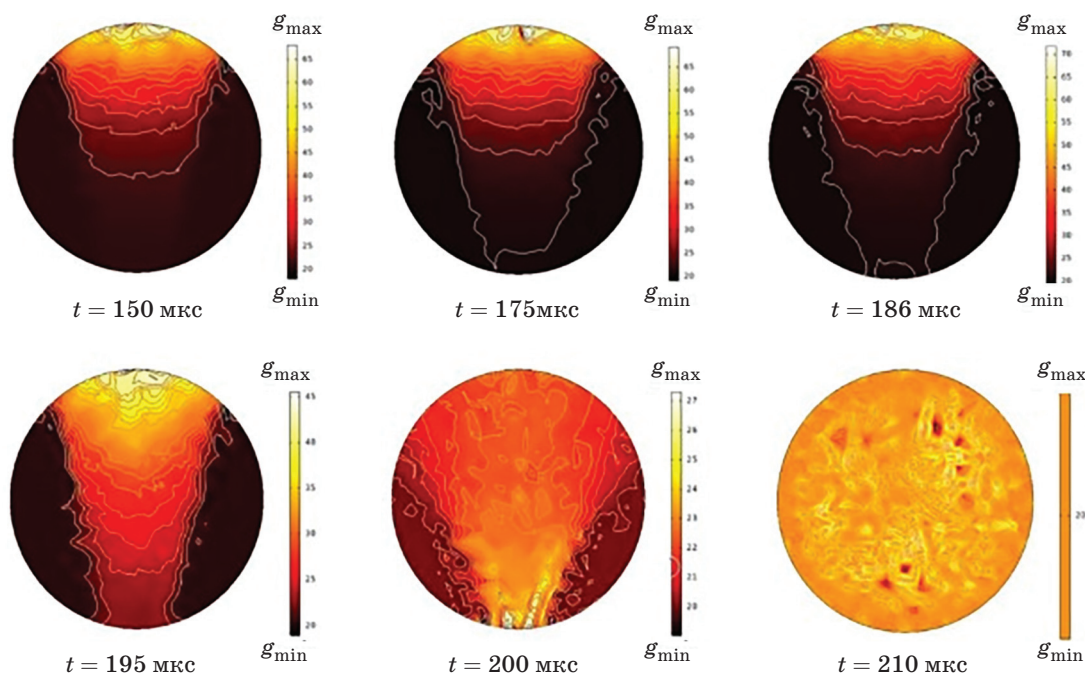


Рис. 2. Профили пространственного распределения коэффициента усиления в зависимости от различной длительности импульса накачки

Fig. 2. Profiles of the spatial distribution of the gain coefficient depending on the different duration of the pump pulse

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для оценки эффективности спроектированного оптического резонатора образца дальномера был проведён ряд теоретических и экспериментальных исследований его работы.

Обоснование выбора рабочей длины волны дальномера

Для обоснованного выбора рабочей длины волны излучения было проведено сравнительное исследование потерь на экстинкцию лазерного излучения с $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм и $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм при прохождении через атмосферную трассу в условиях большой концентрации атмосферного аэрозоля, что в случае реальных условий соответствует туману, дождю или дымке. Теоретические расчёты проводились с помощью модели взаимодействия лазерного излучения с дисперсными средами, впервые представленной в работе [15], путём численного решения волнового уравнения Гельмгольца (1) для электромагнитного поля лазерного излучения, распространяющегося вдоль атмосферной трассы

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{E} — амплитуда напряжённости электрического поля; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; ϵ_r — диэлектрическая проницаемость материала.

В качестве граничных условий решаемой задачи использовалось условие сохранения тангенциальной составляющей электрического поля на границе раздела двух сред с различными показателями преломления (2):

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0, \quad (2)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{E}_0 — векторы напряжённости электрического поля до и после границы раздела этих сред соответственно, \mathbf{n} — вектор нормали к границе раздела.

Также для снижения вклада отражённой от границ расчётной области составляющей излучения, которая негативно влияла на корректность полученных результатов, на границы расчётной области накладывалось условие излучения Зоммерфельда (3), адаптированное для области конечного размера:

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) - jk \mathbf{n} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{n}) = 0. \quad (3)$$

Численное решение уравнения Гельмгольца (1) показало, что за счёт влияния рассеяния Ми и формирования многочисленных оптических резонансов, возникающих в результате интерференции поля падающего лазерного излучения с электромагнитным полем атмосферного аэрозоля, излучение с длиной волны $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм гораздо интенсивнее рассеивается в атмосфере, чем излучение

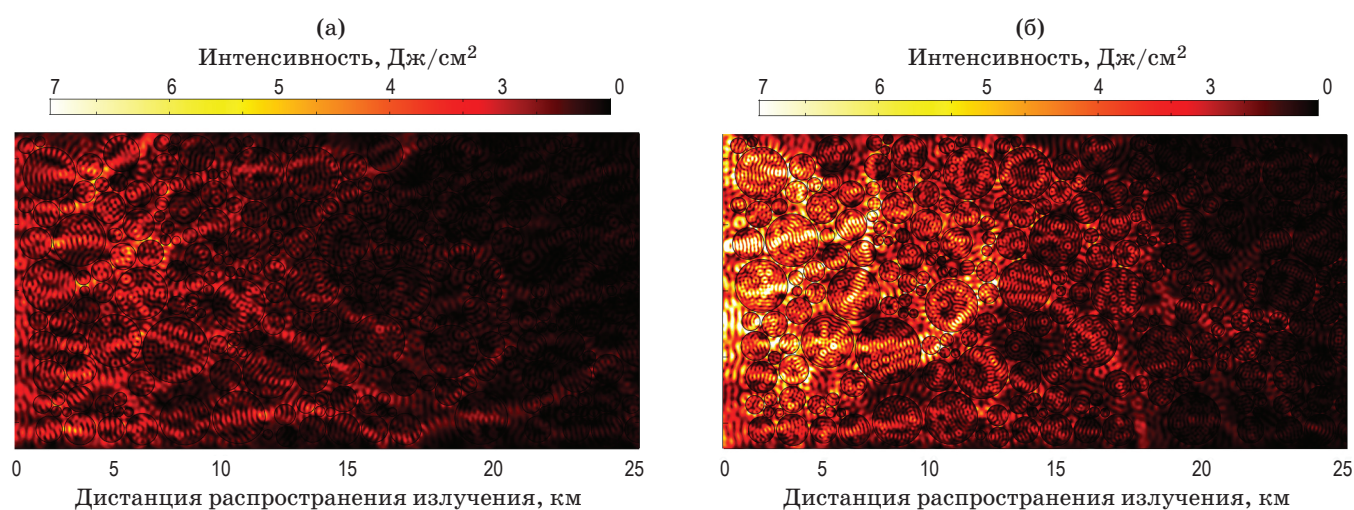


Рис. 3. Карта распределения рассеянного электромагнитного поля лазерного излучения с длиной волны 1,57 мкм (а) и 1,064 мкм (б) при его распространении вдоль атмосферной трассы

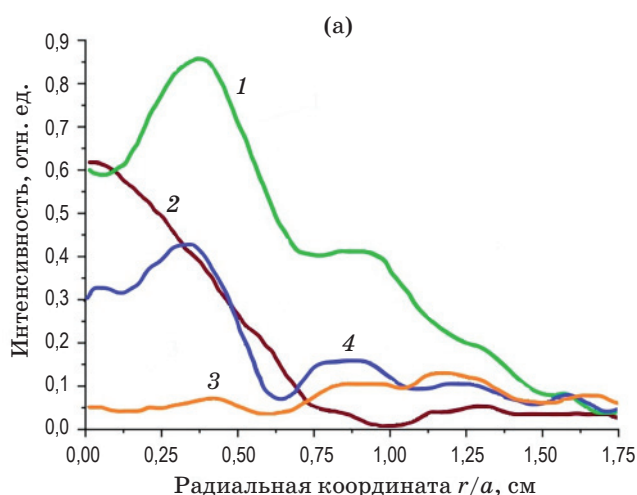
Fig. 3. Distribution map of the laser radiation scattered electromagnetic field with a wavelength of 1,57 μm (a) and 1,064 μm (б) during its propagation along the atmospheric path

с $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм, что видно на рис. 3. При этом интенсивность резонансов в этом случае более высокая, чем для излучения с $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм, что вносит большую погрешность при измерении дальности до исследуемого объекта. Амплитуда и пространственное распределение интенсивности такого резонанса однозначно определяются показателем преломления аэрозоля, длиной волны излучения дальномера и размером аэрозольных частиц.

Исследование эффективности работы оптического резонатора

После выбора рабочей длины волны дальномера был проведён анализ эффективности спроектированного оптического резонатора. Оценка модового состава электромагнитного поля лазерного излучения для выбранных параметров резонатора проводилась с помощью дифракционного анализа Фокса и Ли путём численного решения интегрального уравнения Френеля–Кирхгофа в приближении Френеля:

$$U_i(\eta) = 2\pi N_f \exp\left(g(\eta)\frac{L}{4}\right) \times \int U_1(\zeta) \exp\left(i\pi N_f(G_1\zeta^2 + G_2\eta^2)\right) \times \exp\left(g(\zeta)\frac{L}{4}\right) J_0(2\pi N_f\zeta\eta)\zeta d\zeta, \quad (5)$$



где $\xi = r_1/a_2$, $\eta = r_2/2$, $G_1 = (1 - L/R_1)a_1/a_2$, $G_2 = (1 - L/R_2)a_2/a_1$, $N_f = a^2/\lambda L$ — число Френеля резонатора, $g(r) = g_0/(1 + I(r)/I_s)$, g_0 — коэффициент усиления слабого сигнала [см⁻¹], a — апертура дифракционного зеркала.

По результатам расчёта, представленным на рис. 4а видно, что после многократных проходов излучения (около 40) в резонаторе формируется основная поперечная мода, близкая к моде Лагерра–Гаусса ТЕМ₂₀. При этом хорошо заметно, что вклад гармоник более высоких порядков всё же присутствует в структуре лазерного поля, что говорит о том, что возможно найти более оптимальные параметры резонатора, чем те, для которых проводился расчёт.

Оценка оптимальной связи на выходе оптического резонатора

На следующем этапе был проведён анализ оптимальной связи на выходе резонатора в режиме свободной генерации. При расчёте поглощённая часть излучения накачки определялась коэффициентом поглощения α , который зависит от концентрации ионов Nd³⁺ активного элемента. Для длины волны накачки $\lambda = 808$ нм коэффициент поглощения α равен 7 см⁻¹ при концентрации ионов Nd³⁺ 1,0 ат. % [1]. Эффективность накачки η определялась

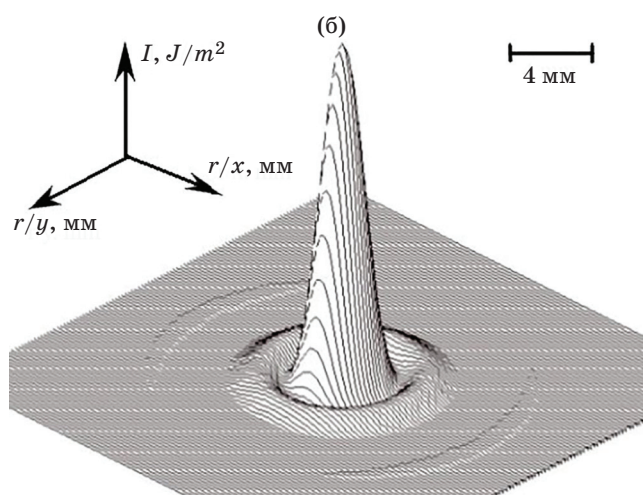


Рис. 4. Распределение интенсивности электромагнитного поля лазерного излучения в резонаторе для различного числа проходов в резонаторе (а): кривая 1 — 25 проходов, кривая 2 — 40 проходов, кривая 3 — 5 проходов, кривая 4 — 10 проходов и пространственное распределение интенсивности в генерационной моде ТЕМ₂₀ (б)

Fig. 4. The distribution of the intensity of the laser radiation electromagnetic field in the resonator at different number of passes (а): curve 1 — 25 passes, curve 2 — 40 passes, curve 3 — 5 passes, curve 4 — 10 passes and spatial intensity distribution in the generation mode ТЕМ₂₀ (б)

стоксовой эффективностью $\eta_{st} = 0,76$, квантовой эффективностью $\eta_Q = 0,95$ и долей мощности излучения, попавшей в активную среду. Доля мощности излучения, попавшая в активную среду, определялась согласно формуле (6).

$$\eta_p = 1 - e^{-\alpha L_{AM}}, \quad (6)$$

где α — коэффициент поглощения Nd^{3+} .

Таким образом, полная эффективность накачки определяется соотношением (7):

$$\eta = \eta_{st}\eta_Q\eta_p, \quad (7)$$

При теоретических оценках принималось, что длительность импульса накачки составляла 250 мкс, а интенсивность насыщения для монокристалла $Nd^{3+}:YAG$ составляла 3000 Вт/см². В итоге, выходную мощность излучения можно определить по следующей формуле [17]:

$$P_{out} = \frac{1-R}{1+R} \left(\frac{\eta P_{pump}}{\alpha_0 L_{AM} + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R}} - I_{sat} S \right), \quad (8)$$

где L_{AM} — длина АЭ, R — коэффициент отражения выходного зеркала резонатора, I_{sat} — интенсивность насыщения, P_{pump} — мощность накачки.

Результаты расчёта (8) представлены на рис. 5. Видно, что для режима свободной генерации оптимальным с точки зрения энергети-

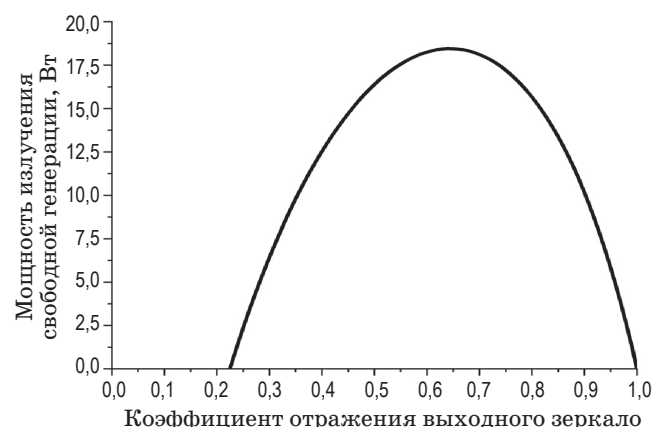


Рис. 5. Зависимость выходной мощности излучения в режиме свободной генерации от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора

Fig. 5. Dependence of the output radiation power in the free-running mode on the reflection coefficient of the resonator output mirror

ческой эффективности является применение выходного зеркала с коэффициентом отражения около 65%.

Экспериментальные исследования параметров термонаведённой линзы в резонаторе дальномера

Хорошо известным фактом является то, что в лазерной технике вследствие поглощения излучения накачки и излучения генерации в активном элементе возникает так называемый термооптический эффект, который заключается в появлении нелинейной добавки к показателю преломления за счёт возникновения термоупругих напряжений, что приводит к возникновению тепловой линзы — дополнительной оптической силы в активном элементе [13]. Действие тепловой линзы способно оказывать существенное негативное влияние на характеристики лазерного излучения, искажать пространственное распределение каустики светового поля в резонаторе и приводить к срыву генерации. Поэтому учёт тепловой линзы крайне важен при проектировании оптического резонатора.

Измерение фокусного расстояния тепловой линзы, наводимой в активном элементе разработанного дальномера, выполнялось при помощи методики, описанной в [13]. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 6.

Луч сканирующего гелий-неонового лазера коллимировался при помощи телескопа Т и попадал на диафрагму с отверстием, диаметр которого был много меньше диаметра активного элемента. Перемещая диафрагму на величину x_1 и одновременно измеряя величину смещения луча гелий-неонового лазера на экране (величина x_2), возможно определить оптическую силу тепловой линзы, наводимую в активном элементе, по формуле (9), справедливой в условиях отсутствия оптических аберраций [13]:

$$x_1 + x_2 = \theta L = x_1(\Phi L), \quad (9)$$

где θ — угол отклонения луча гелий-неонового лазера, L — расстояние до экрана.

Измерение оптической силы тепловой линзы проводилось в диапазоне частот следования импульсов от 5 до 20 Гц. Вид полученной зависимости фокусного расстояния тепловой линзы от частоты следования импульсов

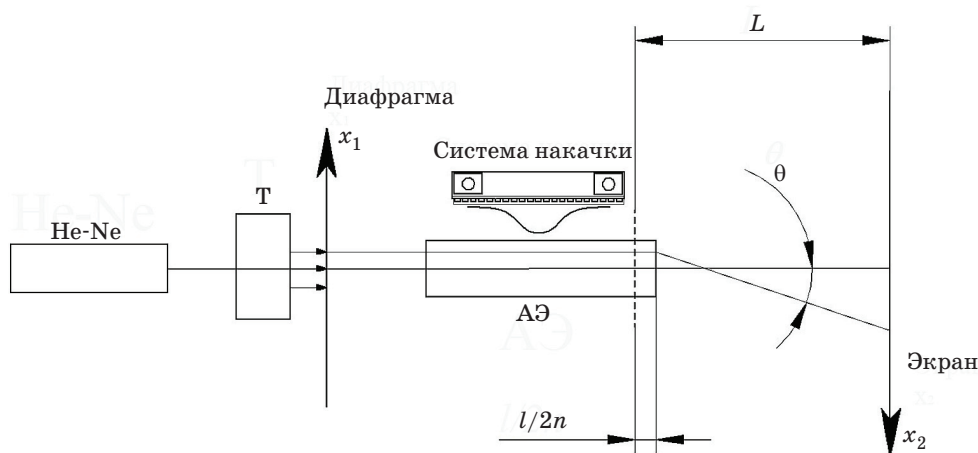


Рис. 6. Схема стенда для измерения параметров тепловой линзы

Fig. 6. Stand scheme for measuring the parameters of a thermal lens

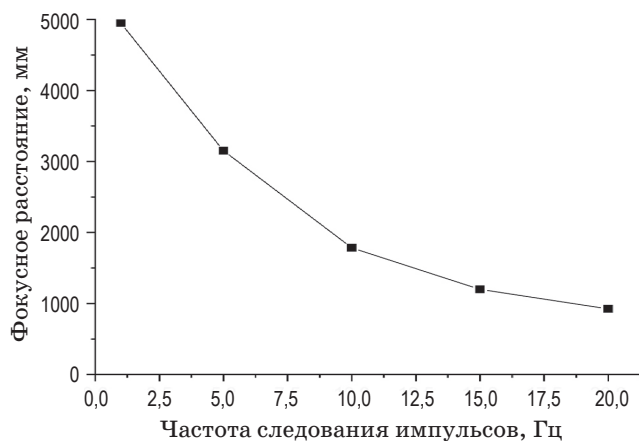


Рис. 7. Экспериментальная зависимость фокусного расстояния тепловой линзы, наводимой в АЭ, от частоты следования импульсов накачки

Fig. 7. Experimental dependence of the focal length of a thermal lens in active medium on the pump pulse repetition rate

представлен на рис. 7. Видно, что при частоте следования импульсов 5 Гц фокусное расстояние составляет почти 5 м, тогда как при росте частоты до 20 Гц величина фокусного расстояния уменьшается почти до 1 м. Значения фокусного расстояния тепловой линзы позволяют утверждать, что существенного вклада в формирование каустики для разработанного оптического резонатора в диапазоне исследованных частот следования импульсов она не вносит, поскольку фокусное расстояние линзы много больше длины резонатора.

Экспериментальные исследования энергии излучения дальномера и зависимости стабильности энергии от частоты следования импульсов

На основании вышеприведённых полученных теоретических данных был спроектирован и создан экспериментальный образец лазерного дальномера. Для подтверждения эффективности работы разработанного дальномера были проведены генерационные испытания последнего в нормальных климатических условиях при длительности серии излучения 120 с и на частоте следования импульсов от 5 до 20 Гц.

Испытания показали, что в нормальных климатических условиях (+25 °С) оптимальной частотой, обеспечивающей стабильную генерацию без падения энергии в течении серии, является частота 10 Гц (рис. 8а, кривая 1). При этом в начале серии энергия в импульсе составляла 12 мДж, затем в течении 10 с она выросла до 17,8 мДж. После этого энергия до конца серии колебалась около среднего значения 17,5 мДж, т.е. фактически установился стационарный режим работы лазера.

Флуктуации энергии излучения в начале серии связаны с появлением незначительной тепловой линзы в активном элементе, время формирования которой определяет длительность нестационарного режима. При этом можно заметить нестабильность энергии выходного излучения в пределах $\pm 0,25$ мДж от среднего значения. Возможной причиной данной нестабильности может служить тот факт, что при разработке образца лазерного даль-

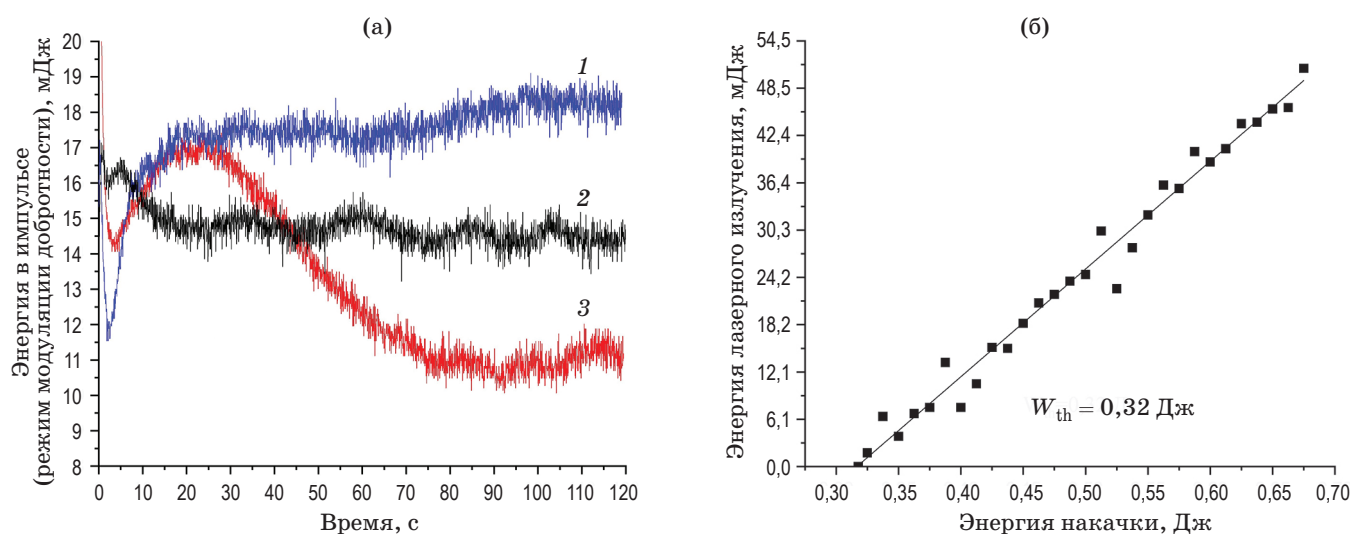


Рис. 8. Динамика изменения энергии излучения экспериментального макета для частот следования импульсов 5 (а, кривая 3), 10 (а, кривая 2) и 20 Гц (а, кривая 1) в нормальных климатических условиях и зависимость выходной энергии излучения от энергии в импульсе накачки для эквивалентного режима свободной генерации (б)

Fig. 8. Dynamics of radiation energy changes of the experimental layout for pulse repetition rate 5 (а, curve 3), 10 (а, curve 2) and 20 Hz (а, curve 1) under normal climatic conditions and the dependence of output radiation energy on the pump pulse energy for the equivalent free-running regime (б)

номера не проводились мероприятия по получению одночастного режима, а потому в резонаторе наблюдалась конкуренция множества продольных мод, приводящая к нестабильности выходной энергии излучения. С другой стороны, данную ситуацию в некоторой степени усугубляло наличие пассивного модулятора добротности на основе кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, представлявшего собой дискриминатор поперечных мод. При прокачке периферии кристалла в резонаторе возникали дополнительные моды высших порядков, вносящие дополнительные дифракционные потери и снижающие стабильность энергии выходного излучения.

При частоте следования импульсов 5 Гц (рис. 8а, кривая 2) переходный режим был выражен не столь резко, как для частоты 10 Гц, однако энергия излучения в этом случае составляет почти 15 мДж. Этот факт связан с тем, что на частоте 5 Гц интегральная поглощаемая активным элементом мощность накачки меньше, чем для случая 10 Гц, соответственно, сечение усиления для основной генерационной моды, зависящее от температуры, оказывается больше. В итоге, порог просветления пассивного модулятора добротности оказывается ниже, и энергия, запасён-

ная в резонаторе, не успевает достичь такого же уровня, как при частоте 10 Гц, что в результате выражается в меньших значениях выходной энергии излучения.

При частоте следования импульсов 20 Гц (рис. 8а, кривая 3) формируемая тепловая линза искажает пространственное распределение каустики светового поля в резонаторе, уменьшая энергетическую эффективность последнего. При этом начинает сказываться значительный вклад падения поперечного сечения усиления за счёт активного теплового заселения нижнего лазерного уровня активной среды. Можно заметить, что в начальный момент времени энергия достаточно круто возрастает с 15 до 17 мДж за счёт формирования тепловой линзы, а затем падает до 10 мДж.

Таким образом, с точки зрения стабильности выходной энергии в течении серии наиболее выгодным является режим работы лазера с частотой следования импульсов 10 Гц, характеризующийся наибольшими значениями энергии в импульсе и наилучшей стабильностью в стационарном режиме.

В режиме свободной генерации (для эквивалентной оптической схемы) была исследована зависимость энергии в импульсе выходного

излучения от энергии в импульсе излучения накачки (рис. 86). Из графиков на рисунке следует, что полученная квантовая эффективность лазера составила 8%.

Известно, что спектральные характеристики излучения РЛД в значительной степени зависят от её температуры, что при традиционном подходе требует жёсткой термостабилизации РЛД. В противном случае теряется согласование спектра излучения РЛД со спектром поглощения АЭ. Однако в изготовленном образце при проведении испытаний по получению генерации лазерного излучения использовалась так называемая мультиспектральная РЛД. Преимущество РЛД с данной структурой спектра излучения заключается в возможности согласования спектра излучения матрицы и полос поглощения АЭ в широких пределах. На рис. 9 представлен сравнительный график типичного спектра излучения мультиспектральной РЛД на основе эпитаксиальной гетероструктуры AlGaAs/GaAs (кривая 1) и спектра поглощения активного элемента из монокристалла 1% ат. Nd³⁺:YAG (кривая 2). Нетрудно оценить, что при температурном коэффициенте сдвига длины волны РЛД, равном 0,28 нм/°С в условиях повышенной (+55 °С) и пониженной (–40 °С) температу-

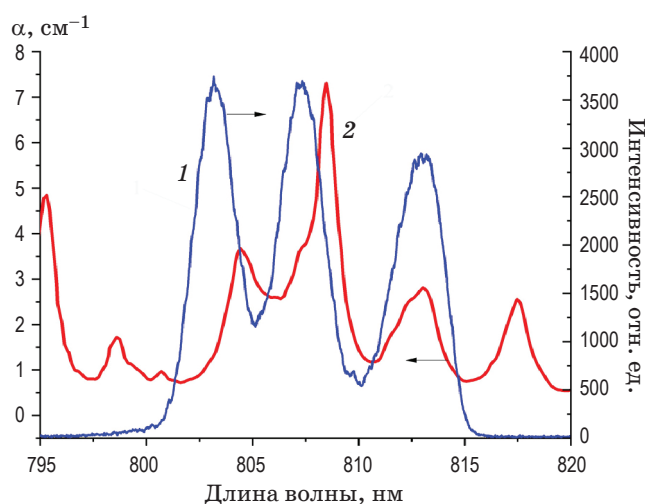


Рис. 9. Спектр излучения мультиспектральной AlGaAs/GaAs-решётки лазерных диодов (кривая 1) и спектр поглощения активного элемента 1% ат. Nd³⁺:YAG (кривая 2)

Fig. 9. The emission spectrum of a multispectral AlGaAs/GaAs laser diode array (curve 1) and the absorption spectrum of the active medium 1% at. Nd³⁺:YAG (curve 2)

ры окружающей среды спектр излучения РЛД продолжает попадать в полосы поглощения АЭ. В ходе генерационных испытаний лазера было показано, что данный факт позволяет поддерживать стабильную генерацию в диапазоне длин волн от 798 до 822 нм при температурном коэффициенте сдвига спектра излучения РЛД 0,28 нм/°С, что соответствует рас-согласованию полос поглощения АЭ и спектра излучения РЛД на величину до 22 нм.

Применение мультиспектральной AlGaAs/GaAs сделал возможным отказ от массивных систем активной термостабилизации РЛД и оптимизировать массовые и габаритные характеристики дальномера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проделанной работы можно сформулировать следующие основные выводы, которые могут быть использованы при разработке малогабаритных лазерных дальномеров, работающих в режиме пассивной модуляции добротности без активной системы термостабилизации:

1. Разработан образец импульсного лазерного дальномера на основе активного элемента из монокристалла Nd:YAG, помещённого в лейкосапфировую трубку и накачиваемого энергией мультиспектральных решёток лазерных диодов. Модуляция добротности устойчивого полуконфокального резонатора первого квадранта осуществляется при помощи пассивного затвора на основе самонасыщаемого поглотителя Cr:YAG. ПГС-преобразователь на основе нелинейного отрицательного кристалла КТР осуществляет преобразование энергии накачки с длиной волны излучения $\lambda = (1,064 \pm 0,025)$ мкм в сигнальное излучение с длиной волны $\lambda = (1,57 \pm 0,04)$ мкм, которая используется в качестве рабочего лазерного излучения.

2. Путём численного решения дифракционного интеграла Френеля–Кирхгофа рассчитаны оптимальные параметры оптического резонатора импульсного лазерного дальномера и пространственное распределение интенсивности в лазерном пятне, близкое к моде Гаусса–Лагерра TEM₂₀.

3. Показано, что использование лейкосапфировой трубки повышает эффективность системы накачки на 15% за счёт увеличения

эффективной площади поперечного сечения активного элемента. Кроме того, высокая теплопроводность лейкосапфира (почти 28 Вт/м К) позволяет достаточно эффективно отводить тепло от активного элемента, что в итоге поддерживает сечение усиления на уровне, необходимом для получения стабильной генерации.

4. Доказано, что возможно обеспечить стабильную генерацию при температурном рас-

согласовании спектра поглощения активного элемента и спектра излучения лазерной диодной матрицы на величину до 22 нм. Показано, что при ширине спектра излучения матрицы 10 нм (ширина по основанию) диапазон стабильной генерации изделия составляет 798–822 нм, что даёт возможность отказаться от использования системы термостабилизации диодных матриц.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Рикел, Радио и связь, 1994. 312 с.
2. Прохоров А.М. Справочник по лазерам в двух томах. Т. 1. Москва: Советское радио, 1978. 504 с.
3. Донченко В.А., Кабанов М.В., Самохвалов И.В. Распространение оптических волн в дисперсных средах. 2-е изд., испр. и доп. Томск: Изд-во НТЛ, 2014. 460 с.
4. Бондаренко Д.А., Карасик В.Е., Магдич Л.Н. и др. Малогабаритный эрбиевый лазерный излучатель с диодной накачкой и акустооптической модуляцией добротности // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. № 5. С. 14–30. <https://doi.org/10.18698/0236-2017-5-14-30>
5. Быков В.Н., Садовой А.Г. Эффективность лазера на эрбиевом стекле с пассивной модуляцией добротности резонатора // Квантовая электроника. 2005. Т. 32. № 3. С. 202–204. <https://doi.org/10.1070/QE2002v032n03ABEH002160>
6. Изынеев А.А., Садовский П.И., Садовский С.П. О возможности увеличения энергии импульса эрбиевого минилазера на стекле с пассивной модуляцией добротности // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 5. С. 389–392. <https://doi.org/10.1070/QE2010v040n05ABEH014291>
7. Крылов А.А. Компактные лазеры на Yb:Er стекле с диодной накачкой и активной модуляцией добротности для дальнометрии // Автореферат канд. дисс. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2018. 144 с.
8. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.Я. Поверхностное разрушение кристаллов рубина лазерным излучением // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 1. С. 31–36.
9. Костенков С.Н. Затухание интенсивности лазерного излучения при взаимодействии с высокодисперсными порошковыми средами // Автореферат канд. дисс. Ижевск: Удмуртский государственный университет, 2015. 123 с.
10. Палашов О.В., Хазанов Е.А., Мухин И.Б., Смирнов А.Н., Миронов И.А., Дукельский К.В., Гарибин Е.А., Федоров П.П., Кузнецов С.В., Осико В.В., Басиев Т.Т., Гайнутдинов Р.В. Измерение оптического поглощения образцов нанокерамики CaF_2 // Квантовая электроника. 2009. Т. 39 (10). С. 943–947. <https://doi.org/10.1070/QE2009v039n10ABEH014008>
11. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. Пер. с польск. В.Д. Новикова. М.: Мир, 1980. 540 с.
12. Бабишев А.В., Гладышев А.Г., Денисов Д.В. и др. Гетероструктуры квантово-каскадных лазеров с несе-

REFERENCES

1. Zverev G.M., Golyaev Yu.D. Lasers on crystals and their application. M.: Rikel, Radio and communications, 1994. 312 p.
2. Prokhorov A.M. Handbook of lasers in two volumes. T. 1. Moscow: Soviet radio, 1978. 504 p.
3. Donchenko V.A., Kabanov M.V., Samokhvalov I.V. Propagation of optical will in disperse media. 2nd edition, rev. and additional. Tomsk: Publishing House NTL, 2014. 460 p.
4. Bondarenko D.A., Karasik V.E., Magdich L.N. etc. Small-sized erbium laser emitter with diode pumping and acousto-optic Q-switching // Bulletin of MSTU named in honor of N.E. Bauman. Instrumentation ser. 2017. № 5. P. 14–30. <https://doi.org/10.18698/0236-2017-5-14-30>
5. Bykov V.N., Sadovoy A.G. Efficiency of an erbium glass with passive resonator Q-switching // Quantum Electronics. 2005. V. 32. № 3. P. 202–204. <https://doi.org/10.1070/QE2002v032n03ABEH002160>
6. Izynееv A.A., Sadovskiy P.I., Sadovskiy S.P. About the possibility of increasing pulse energy of an erbium minilaser on glass with passive Q-switching // Quantum Electronics. 2010. V. 40. № 5. P. 389–392. <https://doi.org/10.1070/QE2010v040n05ABEH014291>
7. Krylov A.A. Compact lasers on Yb:Er glass with diode pumping and active Q-switching for ranging // Thesis for the degree of candidate of technical sciences. St. Petersburg: ITMO University, 2018. 144 p.
8. Danileiko Yu.K., Manenkov A.A., Prokhorov A.M., Haimov-Malkov V.Ya. Surface destruction of ruby crystals by laser radiation // JTPH. 1970. V. 58. № 1. P. 31–36.
9. Kostenkov S.N. Attenuation of the intensity of laser radiation when interacting with highly dispersed media // PhD dissertation. Izhevsk: Udmurt State University, 2015. 123 p.
10. Palashov O.V., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Smirnov A.N., Mironov I.A., Dukelsky K.V., Garibin E.A., Fedorov P.P., Kuznetsov S.V., Osiko V.V., Basiev T.T., Gainutdinov R.V. Measurement of optical absorption of samples of CaF_2 nanoceramics // Quantum Electronics. 2009. V. 39 (10). P. 943–947. <https://doi.org/10.1070/QE2009v039n10ABEH014008>
11. Kachmarek F. Introduction to laser physics. Transl. from Polish by V.D. Novikov. M.: Mir, 1980. 540 p.
12. Babichev A.V., Gladyshev A.G., Denisov D.V. et al. Heterostructures of quantum-cascade lasers with non-selective overgrowth by the method of gas-phase epitaxy // Letters in JTPH. 2021. V. 47. № 24. P. 46–50. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.09.49371.18243>

- лективным заращиванием методом газофазной эпитаксии // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 24. С. 46–50. <https://doi.org/10.21883/PJTTF.2020.09.49371.18243>
13. Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Коваль Ю.П., Коняев В.П., Сапожников С.М., Любимцов А.В., Симаков В.А. Компактная решётка лазерных диодов на основе эпитаксиально интегрированных гетероструктур AlGaAs/GaAs // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 11. С. 993–995. <https://doi.org/10.1070/QEL16812>
 14. Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Телегин К.Ю. и др. Решётки лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур AlGaAs/GaAs с КПД до 62% // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 8. С. 693–695. <https://doi.org/10.1070/QEL16441>
 15. Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В., Тихонов Е.В. Процессы взаимодействия лазерного излучения с пористыми прозрачными материалами при их абляции // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 3. С. 235–243. <https://doi.org/10.1070/QEL16590>
 16. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 320 с.
 17. Звелто О. Принципы лазеров. Изд. 4-е. СПб.: Издательство «Лань», 2008. 720 с.
 13. Ladugin M.A., Bagaev T.A., Marmaluk A.A., Kovalev Yu.P., Koniaev V.P., Sapozhnikov S.M., Lobintsov A.V., Simakov V.A. Compact array of laser diodes based on epitaxially integrated AlGaAs/GaAs heterostructures // Quantum Electronics. 2018. V. 48. № 11. P. 993–995. <https://doi.org/10.1070/QEL16812>
 14. Ladugin M.A., Marmaluk A.A., Padalitsa A.A., Telegin K.Yu. et al. Laser diode arrays based on AlGaAs/GaAs quantum-well heterostructures with efficiency up to 62% // Quantum Electronics. 2017. V. 47. № 8. P. 693–695. <https://doi.org/10.1070/QEL16441>
 15. Osipov V.V., Lisenkov V.V., Platonov V.V., Tikhonov E.V. Processes of interaction of laser radiation with porous transparent materials during their ablation // Quantum Electronics. 2018. V. 48. № 3. P. 235–243. <https://doi.org/10.1070/QEL16590>
 16. Bykov V.P., Silichev O.O. Lasers resonators. M.: FIZMATLIT, 2004. 320 p.
 17. Zvelto O. Principles of lasers. 4nd edition. St. Petersburg: Publishing house «Lan», 2008. 720 p.

АВТОРЫ

Егор Владимирович Тихонов — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; Scopus ID: 57191201383; <https://orcid.org/0000-0001-7766-6343>; tihonovegor1992@gmail.com

Григорий Николаевич Маркушин — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; Scopus ID: 57218767952; <https://orcid.org/0000-0001-1611-7353>; markushin@e1.ru

Александр Викторович Кошелев — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; Scopus ID: 57218771679; <https://orcid.org/0000-0002-1126-4031>; avk89122622678@gmail.com

Юрий Анатольевич Векшин — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; <https://orcid.org/0009-0005-7180-6313>; yuanvek@gmail.com

Андрей Александрович Алмазов — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; <https://orcid.org/0009-0005-5773-9687>; 3diamonds@mail.ru

Алексей Владимирович Швалёв — Уральский оптико-механический завод им. Э.С. Яламова, 620100, Екатеринбург, Россия; <https://orcid.org/0009-0008-8092-8357>; a_shvalev@mail.ru

Валерий Викторович Коротаев — доктор технических наук, Национальный исследовательский университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия; Scopus ID: 6603855670; <https://orcid.org/0000-0001-7102-5967>; korotaev_v_v@mail.ru

AUTHORS

Egor V. Tikhonov — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; Scopus ID: 57191201383; <https://orcid.org/0000-0001-7766-6343>; tihonovegor1992@gmail.com

Gregory N. Markushin — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; Scopus ID: 57218767952; <https://orcid.org/0000-0001-1611-7353>; markushin@e1.ru

Alexander V. Koshelev — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; Scopus ID: 57218771679; <https://orcid.org/0000-0002-1126-4031>; avk89122622678@gmail.com

Yuri A. Vekshin — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; <https://orcid.org/0009-0005-7180-6313>; yuanvek@gmail.com

Andrey A. Almazov — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; <https://orcid.org/0009-0005-5773-9687>; 3diamonds@mail.ru

Alexey V. Shvalev — Ural Optical and Mechanical Plant named after E.S. Yalamov, 620100, Yekaterinburg, Russia; <https://orcid.org/0009-0008-8092-8357>; a_shvalev@mail.ru

Valery V. Korotaev — Doctor of Technical Sciences, ITMO University, 197101, Saint-Petersburg, Russia; Scopus ID: 6603855670; <https://orcid.org/0000-0001-7102-5967>; korotaev_v_v@mail.ru

Статья поступила в редакцию 27.04.2023
Одобрена после рецензирования 26.06.2023
Принята к печати 18.08.2023

The article was submitted to the editorial office 27.04.2023
Approved after review 26.06.2023
Accepted for publication 18.08.2023