

09.3

## Исследование искажений волнового фронта усиливаемого излучения в криогенно охлаждаемом лазерном усилителе

© В.А. Петров<sup>1,2</sup>, В.В. Петров<sup>1-3</sup>, Г.В. Купцов<sup>1,2</sup>, А.О. Купцова<sup>1,3</sup><sup>1</sup> Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

E-mail: petrov.nstu@gmail.com

Поступило в Редакцию 17 мая 2024 г.

В окончательной редакции 27 июня 2024 г.

Принято к публикации 28 июня 2024 г.

С помощью методики лазерного сканирования определены электронный и тепловой вклады в изменение волнового фронта излучения при усилении в криогенно охлаждаемом активном элементе на основе кристалла Yb:YAG. Проведен анализ оптической разности хода волн усиленного излучения в диапазоне частот повторения 200–1000 Hz с пиковой мощностью излучения накачки 200 W.

**Ключевые слова:** диодная накачка, высокая частота повторения импульсов, криогенные температуры, искажения волнового фронта излучения.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.20.58936.19996

Одним из направлений развития экспериментальной лазерной физики является создание лазерных систем, генерирующих импульсы с высокой пиковой и средней мощностью. Такие системы находят различное применение, в том числе для исследования нелинейного взаимодействия высокоинтенсивного излучения с веществом [1,2]. Многоканальные и многокаскадные лазерные усилители, в частности с активными элементами сложной конфигурации [3–5], используются в лазерных комплексах для получения высоких интенсивностей излучения. Это приводит к широкому классу задач, посвященному обеспечению стабильности, высокого качества параметров усиленного излучения и их контролю.

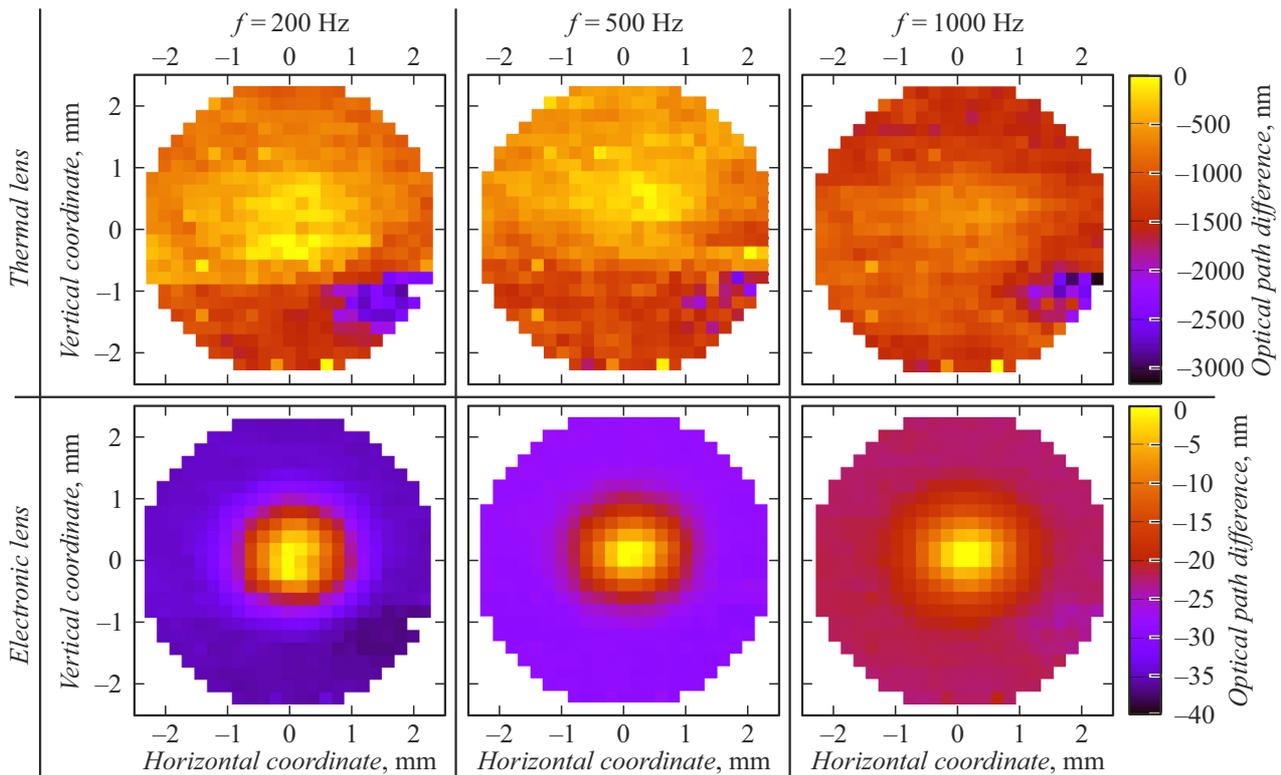
Настоящая работа посвящена исследованию механизмов искажения волнового фронта усиливаемого импульса, связанных с процессом лазерного усиления. Возникновение оптической разности хода между волнами, проходящими через разные участки активного элемента, обусловлено изменением значения показателя преломления. Оптическая разность хода между волной, прошедшей через центр накачиваемой области, и другими волнами складывается из компоненты  $\Delta\varphi_T$ , связанной с температурой, и компоненты  $\Delta\varphi_N$ , связанной с поляризуемостью среды [6–8]:

$$\Delta\varphi_T(x, y) = \left[ \frac{dn(T(x, y))}{dT} + 2n_0^3 C \alpha_T(T(x, y)) + (n_0 - 1)(1 + \nu) \alpha_T(T(x, y)) \right] \langle T(x, y) - T_0 \rangle L,$$

$$\Delta\varphi_N(x, y) = \frac{2\pi}{n_0} \left( \frac{n_0^2 + 2}{3} \right)^2 p N(x, y) L, \quad (1)$$

где  $x$  и  $y$  — координаты в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения [mm],  $dn/dT$  — зависимость изменения показателя преломления среды от температуры [K<sup>-1</sup>],  $n_0$  — показатель преломления среды,  $C$  — коэффициент фотоупругости,  $\alpha_T$  — коэффициент теплового расширения [K<sup>-1</sup>],  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $\langle T(x, y) - T_0 \rangle$  — разность между температурой в активном элементе в точке с координатами  $x$ ,  $y$  и температурой в центре пятна накачки, усредненная вдоль направления распространения излучения [K],  $L$  — длина среды [cm],  $p$  — разность поляризуемостей активных ионов в возбужденном и невозбужденном состояниях [cm<sup>3</sup>],  $N$  — населенность верхнего уровня [cm<sup>-3</sup>].

Требования к временному разрешению прибора, используемого для исследования динамики искажений волнового фронта, определяются характерными временами тепловой и электронной составляющей изменения показателя преломления. Коммерчески доступные датчики волнового фронта (датчики Шака–Гартмана) основаны на CCD-матрицах, что ограничивает их быстродействие. Одним из путей решения проблемы быстродействия является расчет оптической разности хода волн (ОРХВ) на основе экспериментально измеренных температурного поля и населенности верхнего уровня в активном элементе. Распределение температуры определяется экспериментально в области накачки в соответствии с разработанной авторами методикой лазерного сканирования. Метод основан на зависимости величины сечения поглощения ионов Yb<sup>3+</sup> от температуры на длине волны усиления 1030 nm [9]. Быстродействие метода обусловлено использованием фотодиодных приемников. Населенность верхнего уровня определяется исходя из экспериментально измеренного коэффициента



Оптические разности хода волн, связанные с тепловой составляющей (верхний ряд) и с электронной составляющей (нижний ряд), для частот повторения импульсов 200, 500 и 1000 Hz.

усиления  $G$ :

$$N = \frac{\ln G/L + f_L(T)\sigma(T)N_t}{\sigma(T) \cdot (f_L(T) + f_U(T))}, \quad (2)$$

где  $\sigma(T)$  — сечение усиления [ $\text{cm}^2$ ],  $f_L(T)$  и  $f_U(T)$  — населенности основного и рабочего уровней согласно статистике Больцмана,  $N_t$  — концентрация ионов-активаторов [ $\text{cm}^{-3}$ ].

Из формулы (2) видно, что учет распределения температуры необходим при определении как тепловой, так и электронной составляющей изменения показателя преломления. При этом величина измеренного коэффициента усиления не влияет на определение тепловой составляющей. Тепловая составляющая зависит от процессов нагрева и охлаждения среды с временами порядка секунд. Электронная составляющая связана с временем жизни рабочего уровня. Для лазерно-активных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в кристаллических матрицах время жизни рабочего уровня составляет порядка 1 ms. В соответствии с методом [9] излучение накачки кратковременно прерывается, при этом амплитуда электронной составляющей ОРХВ затухает на порядки быстрее амплитуды тепловой. Следовательно, электронная и тепловая составляющие ОРХВ определяются на основе одного измерения, но разрешены по времени, что позволяет исследовать динамику фазовых изменений излучения,

обусловленных влиянием температурных и лазерных процессов в области накачки активного элемента, в том числе для излучения с высокой частотой повторения импульсов.

Метод был применен для экспериментального исследования искажений волнового фронта излучения, усиливаемого в активных элементах криогенно охлаждаемого мультidisкового многопроходного усилителя со средней мощностью излучения диодной накачки до 200 W на элемент и частотой повторения импульсов до 1000 Hz. Активные элементы усилителя представляют собой диффузионно сваренные кристаллы YAG — Yb:YAG (концентрация ионов  $\text{Yb}^{3+}$  составляет 10 at.%). Кристаллы являются активными зеркалами в форме дисков с диаметром 25 mm, толщиной легированной части 3.75 mm и толщиной нелегированной части 2 mm [10].

Оптические разности хода волн, представленные на рисунке, были получены из экспериментально измеренных распределений коэффициентов поглощения и усиления при накачке импульсами с пиковой мощностью 200 W, центральной длиной волны 936 nm и диаметром профиля пятна накачки  $\sim 2$  mm. Излучение монохроматического сканирующего лазера с центральной длиной волны 1030 nm было сфокусировано в пятно диаметром  $\sim 250 \mu\text{m}$ . Скважность не изменялась при изменении частоты повторения импульсов и составляла 3.6 во всех экспериментах.

С изменением частоты повторения импульсов при фиксированной скважности распределение температуры в активном элементе изменяется незначительно. В связи с этим тепловая составляющая ОРХВ также качественно не изменяется. Для всех частот амплитуда ОРХВ составляет  $\sim 2500$  nm, среднеквадратическое отклонение  $\sim 500$  nm. Измеренная ОРХВ не имеет четко выраженного радиального градиента, что не позволяет оценить фокусное расстояние тепловой линзы. Во всех экспериментах наблюдалась характерная особенность в нижней правой четверти распределений. Авторы предполагают, что наличие особенности обусловлено дефектом активного элемента или особенностями его крепления к криогенному охладителю.

Для электронной составляющей ОРХВ имеет гауссов профиль. С уменьшением частоты повторения импульсов накачки наблюдается характерный рост амплитуды ОРХВ за счет увеличения запасенной энергии в активном элементе. В случае накачки с частотой повторения импульсов 200 Hz максимальная разница между центром активного элемента и его краем достигает  $\sim 40$  nm, в то время как в случае накачки с частотой повторения импульсов 1000 Hz аналогичная разница не превышает 30 nm. Оценка фокусного расстояния линз составляет порядка 10 m.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что при помощи методики лазерного сканирования вклады электронной и тепловой составляющих в изменение показателя преломления могут быть определены, в том числе при различии их амплитуд на порядки. Проведен анализ соотношения температурного и электронного вкладов в изменение фазового профиля усиленного излучения в диапазоне частот повторения 200–1000 Hz при постоянной средней мощности излучения накачки. Показано, что амплитуда тепловой составляющей искажений волнового фронта на два порядка больше амплитуды электронной составляющей.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00238.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.Ю. Железнов, Т.В. Малинский, С.И. Миколуцкий, В.Е. Рогалин, С.А. Филин, Ю.В. Хомич, В.А. Ямщиков, И.А. Каплунов, А.И. Иванова, Письма в ЖТФ, **47** (14), 18 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.14.51181.18724 [V.Yu. Zheleznov, T.V. Malinskiy, S.I. Mikolutskiy, V.E. Rogalin, S.A. Filin, Yu.V. Khomich, V.A. Yamshchikov, I.A. Kaplunov, A.I. Ivanova, Tech. Phys. Lett., **47** (10), 734 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021070282].
- [2] В.Е. Гусева, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало, ЖТФ, **92** (8), 1185 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52781.72-22 [V.E. Guseva, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo, Tech. Phys., **67** (8), 1002 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.08.54563.72-22].
- [3] N.M. Al-Hosiny, A.A. El-Maaref, R.M. El-Agmy, Tech. Phys., **66** (12), 1341 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221080028
- [4] V.A. Petrov, G.V. Kuptsov, A.O. Kuptsova, V.V. Atuchin, E.V. Stroganova, V.V. Petrov, Photonics, **10** (7), 849 (2023). DOI: 10.3390/photonics10070849
- [5] L.E. Zapata, M. Pergament, M. Schust, S. Reuter, J. Thesinga, C. Zapata, M. Kellert, U. Demirbas, A.-L. Calendron, Y. Liu, F.X. Kärtner, Opt. Lett., **47** (24), 6385 (2022). DOI: 10.1364/OL.476964
- [6] E. Anashkina, O. Antipov, J. Opt. Soc. Am. B, **27** (3), 363 (2010). DOI: 10.1364/JOSAB.27.000363
- [7] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. Georges, Prog. Quantum Electron., **30** (4), 89 (2006). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2006.12.001
- [8] I. Tamer, S. Keppler, M. Hornung, J. Körner, J. Hein, M.C. Kaluza, Laser Photon. Rev., **12** (2), 1700211 (2018). DOI: 10.1002/lpor.201700211
- [9] G.V. Kuptsov, A.O. Konovalova, V.A. Petrov, A.V. Laptev, V.V. Atuchin, V.V. Petrov, Photonics, **9** (11), 805 (2022). DOI: 10.3390/photonics9110805
- [10] Г.В. Купцов, В.А. Петров, В.В. Петров, А.В. Лаптев, А.О. Коновалова, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков, Квантовая электроника, **51** (8), 679 (2021). [G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, V.V. Petrov, A.V. Laptev, A.O. Konovalova, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pestryakov, Quantum Electron., **51** (8), 679 (2021). DOI: 10.1070/QEL17596].