

УДК 621.373.826

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ В УСЛОВИЯХ
ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКИ****В.В. Назаров, Л.В. Хлопонин, В.Ю. Храмов, Н.А. Федоров**

Проведены исследования характеристик излучения генерации твердотельного Eг:YLF-лазера с продольной диодной накачкой в моноимпульсном режиме и в режиме стационарной генерации в условиях неоднородного коэффициента усиления. Для обоих случаев предложена модель взаимодействия излучения накачки с активной средой. Для случая моноимпульсной генерации представлены основные пространственные и энергетические зависимости излучения генерации от параметров резонатора, а также от концентрации активатора в активном элементе. Для случая стационарной генерации приведены зависимости интенсивности основной моды от параметров излучения накачки и от значений коэффициента усиления слабого сигнала.

Ключевые слова: лазеры на эрбиевых кристаллах, пространственные характеристики лазерной генерации, продольная диодная накачка, стационарная генерация.

Введение

В последнее время, благодаря разработке эффективных мощных диодов, возрос интерес к разработке лазеров с диодной накачкой. Лазеры с продольной диодной накачкой обеспечивают высокую эффективность накачки и более высокие пространственные характеристики излучения генерации в сравнении с лазерами с поперечной накачкой. Такие преимущества лазеров с продольной накачкой, как высокая энергетическая эффективность и качество пучка излучения генерации, делают их пригодными для использования в различных медицинских приложениях, при разработке оптических сред для записи информации, цветных дисплеев, оптических методов тестирования. Для оптимизации процесса разработки таких лазеров одним из наиболее важных факторов, определяющих эффективность лазерной генерации, а также выходную мощность, является проблема пространственного перекрытия излучения накачки и пучка генерации, который определяется модовым составом генерируемого излучения. Влияние размеров пучков накачки и лазерного излучения на величину порога и эффективность лазерной генерации исследовано в ряде работ [1–3], в большинстве которых рассматривается усредненный по объему активного элемента размер пучка накачки. Несмотря на то, что данный подход дает возможность получить простые аналитические зависимости для проведения оптимизации, влияние ряда параметров, таких, как расходимость и положение перетяжки пучка накачки в объеме активного элемента, на энергетические и пространственные характеристики лазерной генерации, не может быть учтено в рамках таких простых моделей. В ряде работ определение интеграла перекрытия пучков накачки и излучения генерации рассматривается при помощи численных методик [4–5], в которых учитываются пространственные характеристики пучка накачки. Тем не менее, оценка интеграла перекрытия основывается на методах линейной аппроксимации вблизи порога и может быть признана корректной при внутриврезонаторных интенсивностях, пренебрежимо малых по сравнению с интенсивностями насыщения коэффициента усиления активной среды.

Моделирование взаимодействия излучения диодной накачки с активным элементом

Для исследования влияния неоднородности коэффициента усиления эрбиевых активных сред на характеристики лазерного излучения была разработана модель твердотельного лазера с продольной диодной накачкой. В основе этой модели лежит численная методика, позволяющая исследовать влияние параметров импульса накачки на распределение коэффициента усиления в объеме активной среды. Процесс взаимодействия импульса излучения накачки с эрбиевыми кристаллами основывается на численной модели, описывающей взаимодействие излучения импульса излучения накачки с резонансно поглощающей средой. Методика численного решения описывает распространение в протяженной поглощающей среде короткого импульса (рис. 1), представляющего собой однородную волну с плоским фронтом, распространяющуюся вдоль оси резонатора. Математически подобная задача сводится к решению нелинейной системы уравнений в частных производных для функций $I(z, t)$ и $U(z, t)$:

$$\frac{\partial I_p(z,t)}{\partial z} = -(\sigma_{abs} \cdot N_1 - \sigma_{em} \cdot N_2) \cdot I_p - b \cdot I_p,$$

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = (\sigma_{abs} \cdot N_1 - \sigma_{em} \cdot N_2) \cdot I_p - \frac{N_2}{T_1} - 2 \cdot \gamma \cdot N_2^2, \quad (1)$$

$$N_2 = N_s - N_1,$$

где I – интенсивность излучения накачки; N_1, N_2 – населенность нижнего и верхнего уровней активной среды; N_s – концентрация активных центров; $\sigma_{abs}, \sigma_{em}$ – сечения поглощения и вынужденного излучения для излучения накачки; b – коэффициент нерезонансных потерь; T_1 – время жизни верхнего уровня; γ – коэффициент ап-конверсии, который в наших расчетах составлял $10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$ [6].

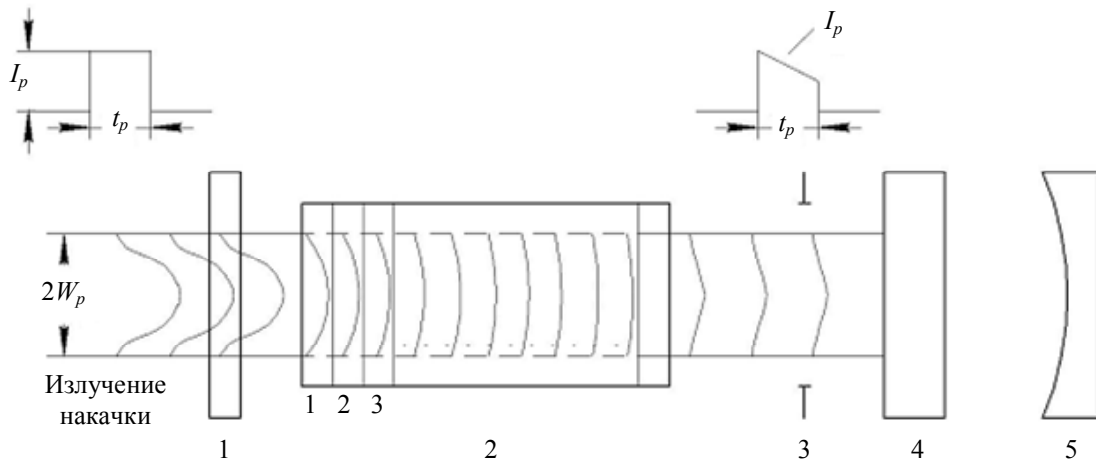


Рис. 1. Взаимодействие излучения диодной накачки с активным элементом:
1, 5 – зеркала резонатора; 2 – активный элемент; 3 – диафрагма; 4 – модулятор добротности

Начальные условия определяются заданием значений $U(z,0)$ и $I(z,0)$ в некоторый начальный момент времени $t = 0$, граничные условия – заданием прямоугольного импульса $I(0,t)$ на входе в усиливающую среду. Для численного решения уравнений при данных граничных и начальных условиях применялся метод конечных разностей. Достоинство данного способа заключается в его простоте. Однако его существенный недостаток – пропорциональность погрешности шагу сетки, поэтому обеспечение необходимой точности требует решения с достаточно малыми шагами, что значительно увеличивает машинное время вычислений.

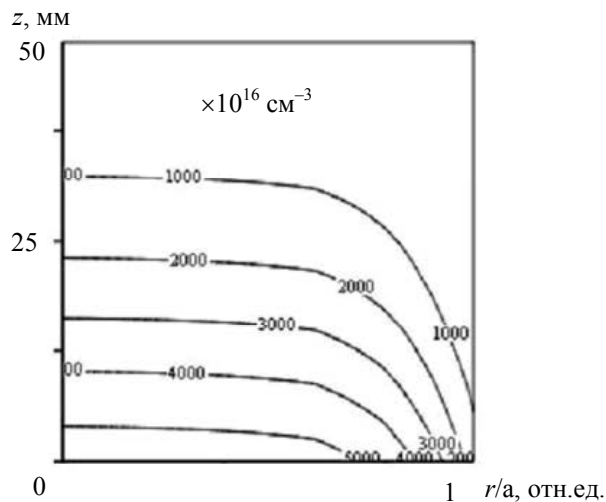


Рис. 2. Пространственное распределение населенности верхнего лазерного уровня для $c = 1 \text{ ат.}\%$

При помощи метода сеток был проведен анализ уравнений (1). Целью анализа было получить пространственное распределение инверсной населенности в активном элементе для различных значений

концентрации активатора. На рис. 2 представлено пространственное распределение инверсной населенности для концентрации активатора $c = 1$ ат.%. При проведении численного анализа были использованы следующие параметры: длина активного элемента $L = 50$ мм; коэффициент нерезонансных потерь $b = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$; диаметр активного элемента 2 мм; радиус пучка накачки $w_p = 0,8$ мм; плотность мощности излучения накачки в центре активного элемента $I_0 = 1200 \text{ Вт/см}^2$. Расчет производился при длительности импульса накачки $t_0 = 2$ мс.

Согласно полученным результатам, при больших значениях концентрации активатора (больше 0,6–0,7 ат.%) поглощение излучения накачки происходит в первых слоях активного элемента. Таким образом, для больших концентраций коэффициент усиления среды определяется первыми слоями активного элемента.

Исследование пространственных характеристик излучения Er:YLF-лазера с продольной диодной накачкой

Для расчета пространственно-временной структуры поля используется модель лазерного резонатора, позволяющая исследовать процесс формирования поля лазерного излучения с учетом дифракции и усиления активной среды. Последовательность проведения расчета пространственно-временной структуры поля при моноимпульсном режиме генерации можно условно разделить на два этапа.

- На первом этапе находится стационарное распределение комплексной амплитуды в плоскости выходного зеркала с использованием стандартной процедуры Фокса–Ли. При расчете стационарного распределения комплексных амплитуд схема резонатора включает элементы, не содержащие усиливающей или поглощающей активной среды. В качестве начального распределения комплексной амплитуды выбирается распределение, имеющее гауссов поперечный профиль амплитуды и постоянную по сечению фазу.
- На втором этапе расчета полученное стационарное распределение комплексной амплитуды используется в качестве исходного при определении пространственно-временной структуры поля при моноимпульсном режиме генерации. В процесс расчета включаются также элементы, содержащие усиливающую активную среду, а также модулятор добротности, вносящий потери, зависящие от времени (рис. 1).

В результате численных исследований были определены энергетические и пространственные характеристики лазерного излучения в моноимпульсном режиме генерации.

На рис. 3 представлена зависимость энергии генерации моноимпульса от кривизны выходного зеркала для пяти значений концентраций. Максимальная энергия моноимпульса, полученная в данном резонаторе, достигается при концентрации активатора 0,3 ат.% (кривая 2) и кривизне выходного зеркала $0,4 \text{ м}^{-1}$. При этом же значении кривизны зеркала наблюдаются максимумы энергий для концентраций 0,1 ат.% (кривая 1), 1 ат.% (кривая 4) и 1,5 ат.% (кривая 5).

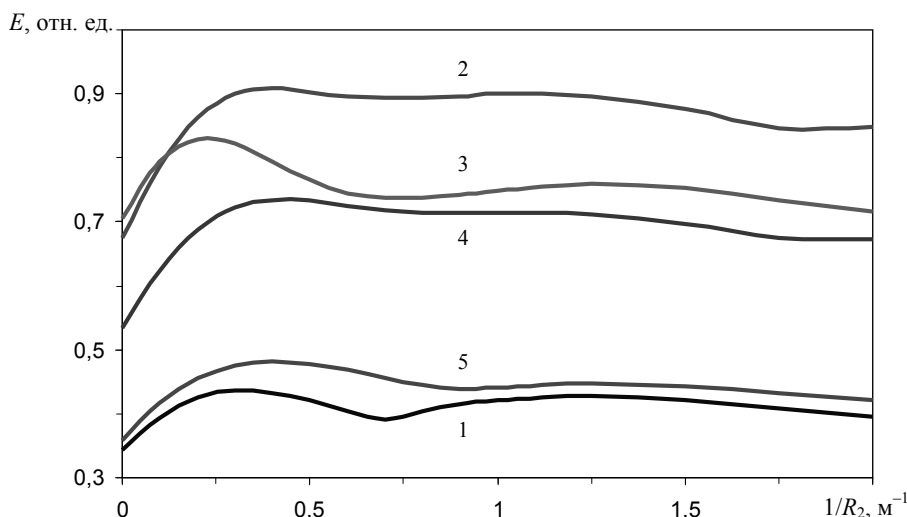


Рис. 3. Зависимость энергии моноимпульса от кривизны выходного зеркала. Концентрация активатора 0,1; 0,3; 0,5; 1; 1,5 ат.% (кривые 1–5 соответственно)

В ходе исследований были получены также пространственные характеристики излучения генерации (рис. 4). Оптимальное значение коэффициента отражения – 0,95. Качество пучка оценивалось по формуле

$$M^2 = \pi \cdot w_b \cdot \theta_d .$$

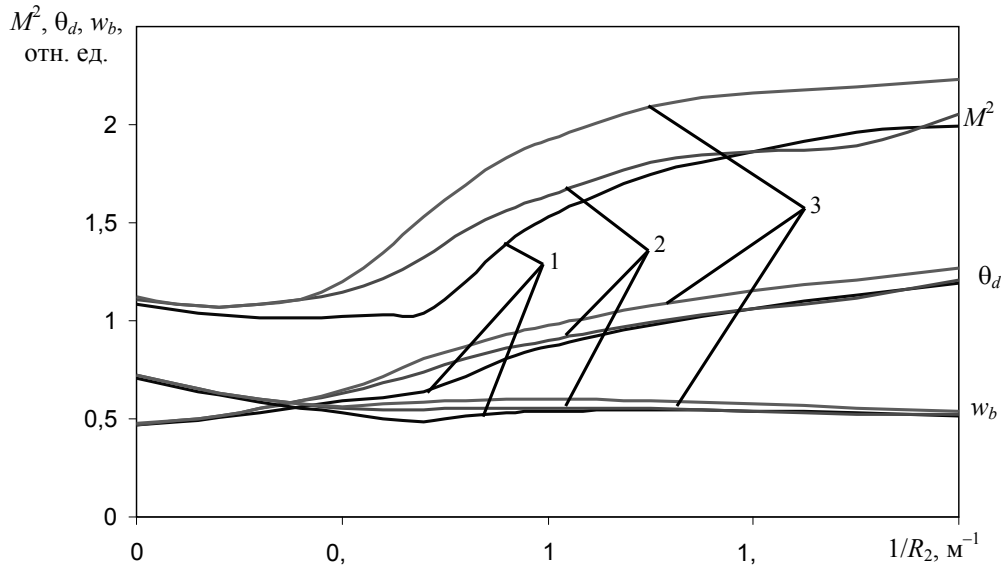


Рис. 4. Зависимость пространственных характеристик излучения генерации – радиуса пучка w_b , расходимости излучения θ_d и качества пучка M^2 – от кривизны выходного зеркала. Концентрация активатора 0,1; 0,3; 0,5 ат. % (кривые 1–3 соответственно)

При изменении кривизны происходит уменьшение характерного размера пучка излучения генерации и увеличение расходимости излучения соответственно. Тем не менее, при увеличении кривизны выходного зеркала ухудшается качество пучка. Это обусловлено возникновением генерации на дополнительных поперечных модах резонатора.

Моделирование стационарного режима генерации в условиях неоднородного коэффициента усиления

В ходе решения данной стационарной задачи активная среда представляется в виде тонкого слоя с заданным поперечным распределением коэффициента усиления слабого сигнала и стационарным распределением инверсии. Поперечный профиль коэффициента усиления будем описывать функцией Гаусса.

Моделирование проводилось для следующих геометрических параметров резонатора лазера: радиус апертуры $a = 1,1$ мм; длина оптической базы резонатора $L_{base} = 0,08$ м; длина волны излучения Er:YLF-лазера $\lambda = 2,81$ мкм; кривизна выходного зеркала $R_2 = 2$ м⁻¹; коэффициент отражения выходного зеркала $R0 = 0,95$; толщина тонкого слоя активной среды $dz = 1$ мм; число Френеля $F = 5,4$ определено выражением

$$F = \frac{a^2}{\lambda \cdot L_{base}}$$

Профиль коэффициента усиления в тонком слое активной среды задавался как

$$\alpha_i = \alpha_0 \cdot \exp\left(-2 \left(\frac{r_i}{w_p}\right)^2\right),$$

где $r = \frac{r_i}{a}$ – радиальная координата; w_p – радиус пучка накачки; α_0 – коэффициент усиления в центре активного элемента, вычисленный из выражения для коэффициента усиления слабого сигнала

$$k_{ae} = \exp(\alpha_0 \cdot dz).$$

При каждом прохождении излучения через тонкий усиливающий слой активной среды приращение интенсивности составляло [7, 8]

$$\frac{\partial I^+}{I_s} = \frac{I^+}{I_s} \cdot \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I^+}{I_s} + \frac{I^-}{I_s}} \cdot dz$$

для прямой волны (волны, идущей в прямом направлении) и, аналогично, I^- для обратной. Для удобства расчетов интенсивность излучения представлена в единицах интенсивности насыщения I/I_s . Интенсивность насыщения вычислялась как

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{\text{ген}} \cdot T_1},$$

где h – постоянная Планка; ν – частота излучения; $\sigma_{\text{ген}}$ – сечение эмиссии на длине волны генерации; T_1 – время жизни верхнего лазерного уровня. Для активной среды Eg:YLF интенсивность насыщения составляет 1,9 кВт/см².

В ходе моделирования была получены зависимости интенсивности излучения основной моды от радиуса пучка накачки при различных значениях коэффициента усиления (рис. 5). Согласно полученным данным, при увеличении радиуса пучка накачки (при неизменной плотности мощности излучения накачки) интенсивность излучения основной моды возрастает до тех пор, пока распределение коэффициента усиления в тонком слое активного элемента не станет равномерным в пределах заданной апертуры.

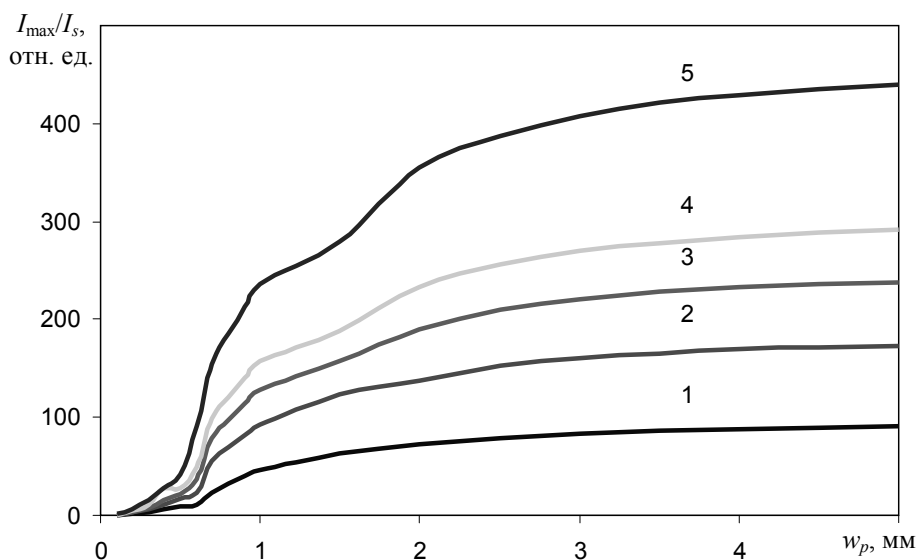


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности основной моды в единицах интенсивности насыщения I_{max} / I_s от радиуса пучка накачки при значениях коэффициента усиления слабого сигнала $k_{ae} = 1,5; 2; 2,5; 3; 5$ (кривые 1–5 соответственно)

Заключение

В ходе данной работы была разработана модель продольной диодной накачки, позволяющая исследовать процессы формирования инверсной населенности в активном элементе с учетом пространственного неоднородного распределения излучения накачки. С помощью данной модели были получены зависимости населенности верхнего лазерного уровня от продольной и радиальной координаты.

Предложена модель резонатора моноимпульсного лазера с продольной диодной накачкой, позволяющая исследовать энергетические и пространственные характеристики излучения генерации: радиус пучка w_b , расходимость излучения θ_d и качество пучка M^2 .

Предложена модель для исследования стационарного режима генерации твердотельного лазера в условиях продольной диодной накачки с учетом насыщения коэффициента усиления. В рамках данной модели были исследованы характеристики стационарного поля в резонаторе при различных коэффициентах усиления слабого сигнала k_{ae} , а также для ряда значений радиусов пучка накачки w_p .

Литература

1. Risk W.P. Modeling of longitudinally pumped solid state lasers exhibiting reabsorption losses // J. Opt. Soc. Am. B. – 1988. – V. 5. – P. 1412–1423.
2. Fan T.Y., Sanchez A. Pump source requirements for end pumped lasers // IEEE J. of Quantum Electronics (QE). – 1990. – V. 26. – № 2. – P. 311–316.
3. Laporta P., Brussard M. Design criteria for mode size optimization in diode pumped solid state lasers // IEEE J. of Quantum Electronics (QE). – 1991. – V. 27. – № 10. – P. 2319–2326.
4. Pfister C., Albers P., Weber H.P. Influence of spatial mode matching in end-pumped solid state lasers // Appl. Phys. B. – 1992. – V. 54. – № 1. – P. 83–88.
5. Chen Y.F., Liao T.S., Kao C.F. et al. Optimization of fiber coupled laser diode end pumped lasers // IEEE J. of Quantum Electronics (QE). – 1996. – V. 32. – № 11. – P. 2010–2016.

6. Ткачук А.М., Разумова И.К., Мирзаева А.А., Малышев А.В., Гапонцев В.П. Ур-конверсия и заселение возбужденных уровней иона эрбия в кристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_4$ ($x=0.003-1$) при непрерывной накачке излучением InGaAs-лазерных диодов // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92. – № 1. – С. 73–88.
7. Храмов В.Ю. Расчет элементов лазерных систем для информационных и технологических комплексов: Учебно-методическое пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 79 с.
8. Храмов В.Ю., Назаров В.В., Пушкарева А.Е., Сачков Д.Ю., Сидорова О.П. Моделирование взаимодействия излучения с веществом в задачах лазерной оптики: Учебно-методическое пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 111 с.

- Назаров Вячеслав Валерьевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, lab255@grv.ifmo.ru
- Хлопонин Леонид Викторович** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, l_khloponin@yahoo.com
- Храмов Валерий Юрьевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой, khramov@grv.ifmo.ru
- Федоров Никита Анатольевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, студент, nikifedorov@mail.ru