

УДК 621.373.826; 537.531

Численное моделирование одномодового режима генерации Ho:YAG лазера с торцевой накачкой

**В. А. Гарюткин, Г. М. Мищенко,
В. А. Волков**

Представлена численная модель гольмиевого лазера с торцевой накачкой на основе решения двумерного волнового уравнения в цилиндрических координатах. Модель позволяет рассчитывать выходные параметры одномодового гольмиевого лазера в непрерывном режиме генерации. Представлены результаты расчетного исследования формирования основной моды с учетом неоднородного распределения коэффициента усиления и показателя преломления в активном элементе. Показано, что в твердотельном лазере с торцевой накачкой резонаторные моды могут существенно отличаться от мод пустого резонатора. Продемонстрирована возможность получения выходной мощности не менее 45 Вт в одномодовом режиме при кпд генерации $\eta \geq 70\%$.

Введение

Лазерные среды, активированные ионами гольмия, находят широкое применение в медицине, науке и технике, поскольку излучение таких источников хорошо проходит в атмосфере и относительно безопасно для глаз. Генерация на переходах ионов Ho^{3+} происходит по квазитрехуровневой схеме. Поэтому для эффективной работы лазера требуются высокие плотности накачки, что обеспечивается при торцевой накачке. При согласовании области накачки с основной модой резонатора качество выходного излучения близко к дифракционному. Этот подход позволяет создавать эффективные и компактные лазерные источники с длиной волны $\approx 2,1$ мкм.

В работах [1–3] была продемонстрирована высокая эффективность Ho:YAG лазера с торцевой накачкой волоконным тулиевым лазером. При этом размер пучка накачки примерно совпадал с размером основной моды резонатора, и генерация происходила в одномодовом режиме. Нагрев активного элемента приводит к появлению тепловой линзы. Поскольку размер области накачки заметно меньше радиуса активного элемента, то профиль температуры близок к параболическому только вблизи оси кристалла. Поэтому реальные моды резонатора могут отличаться от лаггергауссовых мод. Целью настоящей работы являлось численное моделирование непрерывного одномодового гольмиевого лазера с торцевой накачкой на основе решения волнового уравнения в параксиальном приближении в цилиндрической системе координат.

Двумерная модель гольмиевого лазера

Чтобы смоделировать реальные моды резонатора для твердотельного лазера с торцевой накачкой, необходимо найти распределение электромагнитного поля в резонаторе с учетом усиления и неоднородного распределения показателя преломления в активном элементе (АЭ). Геометрия

задачи показана на рис. 1. Моделировался одномодовый непрерывный режим работы лазера. При этом решалась временная задача до выхода на стационар. Рассматривалась торцевая накачка Ho:YAG волоконным тулиевым лазером (длина волны накачки $\lambda_{\text{нак}} \approx 1,908$ мкм), поэтому считалось, что на входе в АЭ распределение мощности накачки по радиусу имеет гауссов профиль.

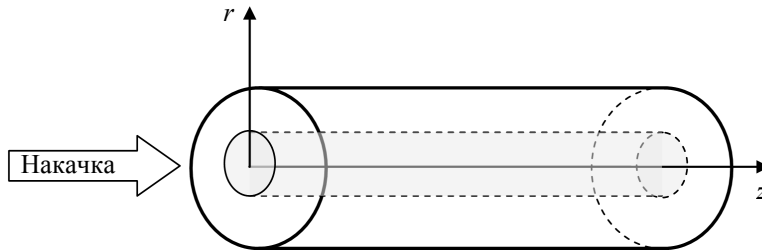


Рис. 1. Геометрия задачи

Поле лазерного излучения в резонаторе описывается системой параболических уравнений для комплексных амплитуд двух волн $E_1(r, z, t)$ и $E_2(r, z, t)$, которая в цилиндрической системе координат имеет вид

$$2ik_0n_0 \left(\frac{n_0}{c} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{\partial E_1}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_1}{\partial r} \right) + k_0^2 \left[i \frac{n_0}{k_0} (\chi - \alpha) + n^2 - n_0^2 \right] E_1 = 0, \quad (1)$$

$$2ik_0n_0 \left(\frac{n_0}{c} \frac{\partial E_2}{\partial t} - \frac{\partial E_2}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_2}{\partial r} \right) + k_0^2 \left[i \frac{n_0}{k_0} (\chi - \alpha) + n^2 - n_0^2 \right] E_2 = 0. \quad (2)$$

Здесь n_0 – исходный показатель преломления среды, $n(r, z, t)$ – показатель преломления среды при нагреве среды, χ – коэффициент поглощения в среде, $\alpha(r, z, t)$ – коэффициент усиления, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Граничные условия учитывают отражение лазерного излучения от зеркал резонатора.

Схема энергетических уровней и основные процессы в Ho:YAG показаны на рис. 2. Населенности лазерных уровней $N_1(r, z, t)$ и $N_2(r, z, t)$ в активной среде Ho:YAG находятся из уравнений:

$$\frac{dN_2}{dt} = \alpha_{\text{пог}} I_{\text{нак}} - k_{7r} N_2 - k_{77} N_2 N_2 - \alpha (I_1 + I_2), \quad (3)$$

$$N_1 + N_2 = N_0. \quad (4)$$

Здесь I_1 и I_2 – интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в противоположных направлениях ($I_i = |E_i|^2$), $\alpha_{\text{пог}}(r, z, t)$ – коэффициент поглощения для накачки, $I_{\text{нак}}(r, z, t)$ – интенсивность накачки, k_{7r} и k_{77} – скорости излучательной релаксации и ап-конверсии, N_0 – концентрация ионов Ho³⁺. При моделировании использовались следующие значения скоростей: скорость излучательной релаксации $k_{7r} \approx 140 \text{ с}^{-1}$, скорость ап-конверсии (концентрация ионов Ho³⁺ C_{Ho} = 1 %) $k_{77} \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [4].

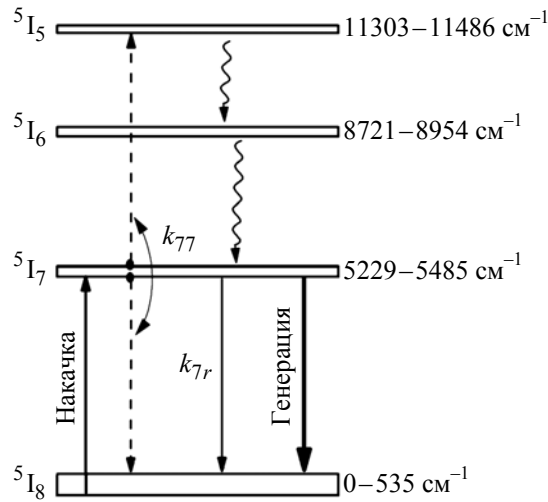


Рис. 2. Схема энергетических уровней Ho:YAG и основные процессы (— — излучательные переходы; ~ — безызлучательные переходы, ---- — ап-конверсия)

Распределение температуры в активном элементе $T(r, z, t)$ находится из решения двумерного нестационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{q}{\theta \rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{q}{\theta \rho} \frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial z^2} + \frac{1}{\theta \rho} F(r, z, t), \quad (5)$$

где ρ — плотность, θ — теплоемкость, q — коэффициент теплопроводности, $F(r, z, t)$ — плотность тепловых источников. Температура, получаемая при решении уравнения (5), используется для нахождения показателя преломления

$$n(r) = n_0 + [T(r) - T_{\text{пов}}] \frac{dn}{dT}, \quad (6)$$

где $T_{\text{пов}}$ — температура на поверхности активного элемента, $\frac{dn}{dT}$ — термооптическая постоянная.

Уравнения (1–5) решаются совместно до установления стационарного режима. Интегрирование производится методом конечных разностей на равномерной сетке по z . Шаг интегрирования по времени Δt связан с шагом пространственной сетки Δz соотношением $\Delta t = \frac{n}{c} \Delta z$. Для уменьшения времени счета параметры среды искусственно модифицировались [5]: концентрация ионов-активаторов и время жизни верхнего лазерного уровня делились на константу K ; сечения усиления и поглощения, а также скорость ап-конверсии, умножались на K . Преобразованные таким образом уравнения имеют то же самое стационарное решение, но достигают этого стационара гораздо быстрее и с меньшим числом релаксационных колебаний. В расчетах использовались значения $K = 10^5 - 10^6$.

Качество выходного излучения характеризуется параметром M^2 , для нахождения которого размеры лазерного пучка на промежутке между АЭ и выходным зеркалом аппроксимировались методом наименьших квадратов формулой

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где z_0 – положение перетяжки, ω_0 – радиус пучка в перетяжке. Радиусы пучков рассчитывались методом моментов по формуле

$$\omega^2 = 2 \int_0^\infty |E(r)|^2 r^3 dr / \int_0^\infty |E(r)|^2 r dr. \quad (8)$$

Расчетное моделирование

В первой серии расчетов исследовалось влияние размера пучка накачки на выходные характеристики гольмиевого лазера. Моделировался плоско-сферический устойчивый резонатор длиной 10 см. Активный элемент (Ho:YAG с концентрацией ионов гольмия $C_{Ho} = 1\%$, длиной 2 см и диаметром 5 мм) находился на расстоянии 1 см от плоского зеркала. Выходное сферическое зеркало имело радиус кривизны 30 см и коэффициент отражения 0,5. Мощность накачки составляла 40 Вт. Считалось, что генерация идет на длине волны 2,091 мкм. Размер пучка накачки варьировался от 140 до 350 мкм.

На рис. 3 показана зависимость усредненной по активному элементу температуры от радиуса, полученная при размере пучка накачки $\omega_{нак} = 300$ мкм. Для сравнения там же приведен квадратичный профиль температуры. Видно, что при $r > 200$ мкм имеет место существенное отклонение расчетного профиля температуры от квадратичного. Эти отличия можно рассматривать как аберрации тепловой линзы, которые и приводят к отличиям мод резонатора от лаггер-гауссовых мод.

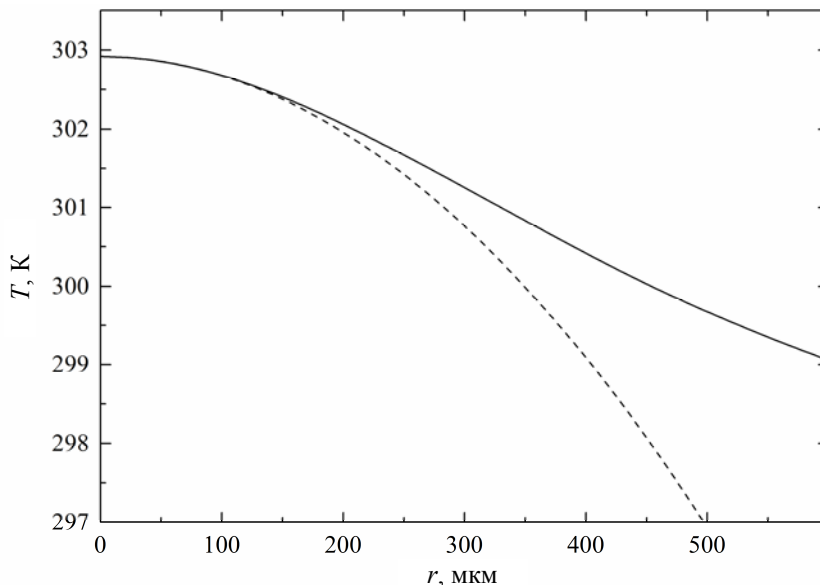


Рис. 3. Радиальный профиль температуры в активном элементе (— — расчет при $\omega_{нак} = 300$ мкм, --- — квадратичный профиль)

На рис. 4 показан характер изменения радиуса моды в резонаторе. Координата $z = 0$ соответствует плоскому зеркалу резонатора, а $z = 10$ см – сферическому зеркалу. Уже при квадратичном профиле показателя преломления проявляется различие в размерах моды при распространении пучка «вправо-влево». Связано это с тем, что при обходе резонатора должно быть скомпенсировано изменение радиального распределения поля из-за усиления в активном элементе. При неквадратичном профиле показателя преломления характер изменения радиуса моды сохраняется, но размеры моды и различие между прямой и обратной волнами несколько возрастают.

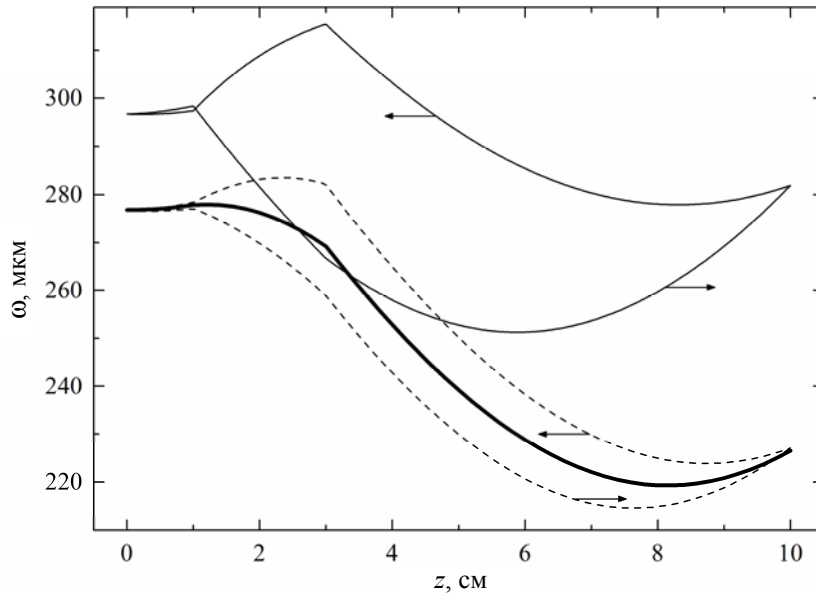


Рис. 4. Изменение радиуса моды в резонаторе при $\omega_{\text{нак}} = 300$ мкм: — — расчет по матричному методу; ---- — расчет с квадратичным профилем показателя преломления; — — расчет с температурной зависимостью (б) показателя преломления; \rightarrow — направление распространения

На рис. 5 представлены зависимости выходной мощности и параметра M^2 от размера пучка накачки $\omega_{\text{нак}}$. Из рисунка видно, что выходная мощность имеет максимум при $\omega_{\text{нак}} \approx 260$ мкм. При изменении $\omega_{\text{нак}}$ от 350 мкм до 140 мкм параметр M^2 возрастает от 1,13 до 1,95. Такое ухудшение качества выходного излучения обусловливается все большими отличиями профиля температуры в активном элементе от квадратичного.

На рис. 6 показаны профили интенсивности на выходном зеркале при различных значениях радиуса пучка накачки. Видно, что во всех распределениях имеются минимумы при $r \approx 400$ мкм и максимумы при $r \approx 500$ мкм. При $\omega_{\text{нак}} = 140$ мкм в центральной области распределения интенсивности наблюдается провал.

Существенной особенностью полученных мод является изменение распределений интенсивности по радиусу при обходе резонатора. Причем чем меньше $\omega_{\text{нак}}$, тем сильнее выражены эти изменения. На рис. 7 приведен пример изменения профиля интенсивности для волны, распространяющейся от сферического зеркала к плоскому. На сферическом зеркале в центральной области распределения интенсивности имеется небольшой провал. При распространении в пустоте от сферического зеркала к активному элементу поле «вытекает» из области $r = 150-350$ мкм в сторону больших и меньших радиусов. Как следствие – провал в центре сменяется максимумом,

а доля мощности, содержащаяся в периферийной части пучка, возрастает. Прохождение через усиливающую среду сильно увеличивает амплитуду поля в центральной области. При распространении излучения от плоского зеркала к сферическому имеет место обратный процесс: поле из центра и периферийной части пучка «перетекает» в область $r = 150-350$ мкм.

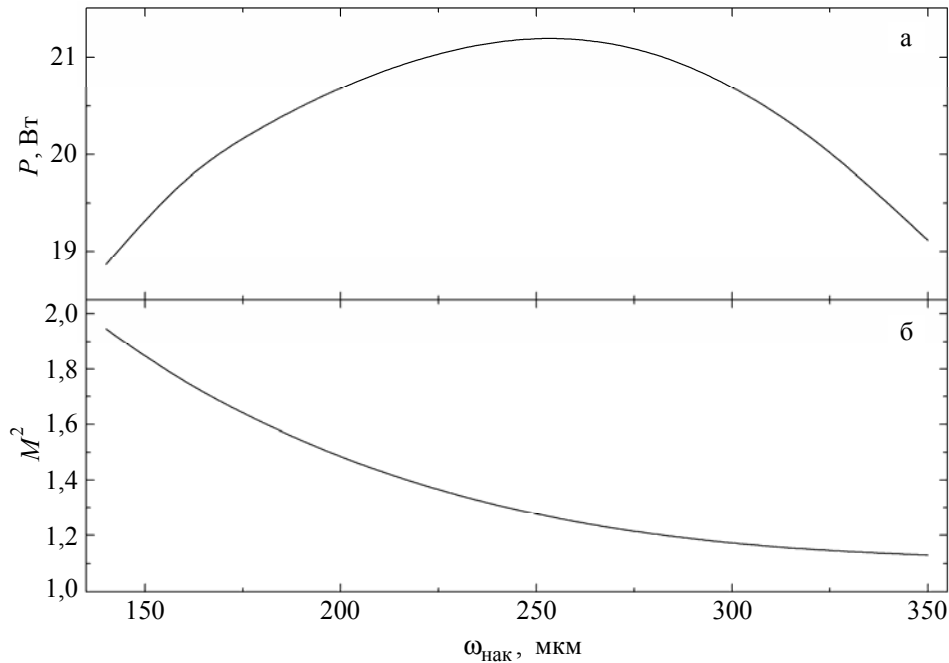


Рис. 5. Зависимости выходной мощности (а) и параметра M^2 (б) от размера пучка накачки

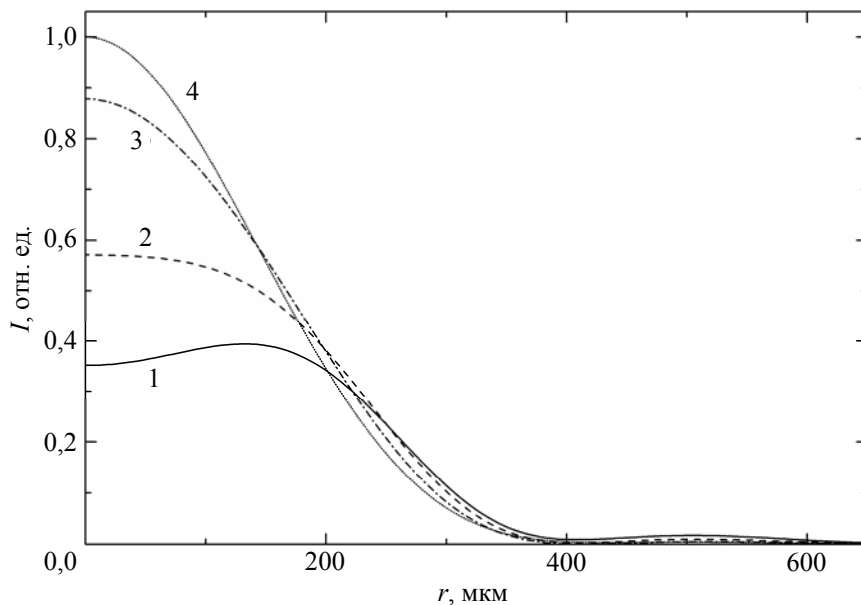


Рис. 6. Зависимости интенсивности от радиуса на выходном зеркале: 1 – $\omega_{\text{нак}} = 140$ мкм, 2 – $\omega_{\text{нак}} = 180$ мкм, 3 – $\omega_{\text{нак}} = 240$ мкм, 4 – $\omega_{\text{нак}} = 300$ мкм

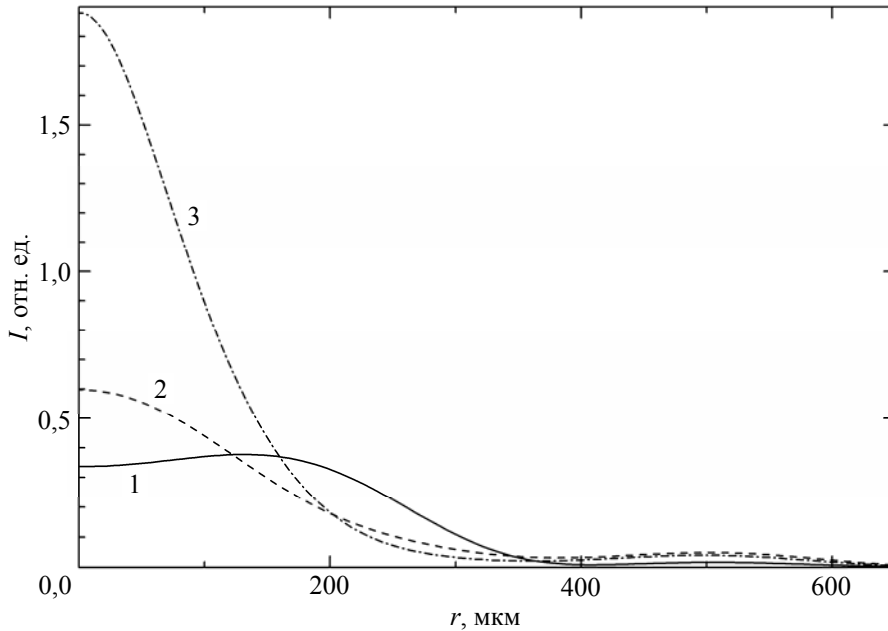


Рис. 7. Зависимости интенсивности от радиуса в различных плоскостях резонатора для волны, распространяющейся от сферического зеркала ($\omega_{\text{нак}} = 140 \text{ мкм}$): 1 – сферическое зеркало, 2 – на входе в АЭ, 3 – на выходе из АЭ

Во второй серии расчетов исследовались зависимости генерационных характеристик гольмиевого лазера от мощности накачки. Моделировались условия, соответствующие эксперименту [2]. Схема лазера показана на рис. 8. Излучение накачки проходит через дихроичное зеркало, совершает первый проход по АЭ, отражается от плоского зеркала и опять проходит через АЭ. Активный элемент (Ho:YAG с концентрацией ионов гольмия 1 % и длиной 2 см) располагался на расстоянии 0,2 см от плоского зеркала. Акустооптический модулятор из плавного кварца имел длину $\approx 30 \text{ мм}$. Физическая длина резонатора составляла 80 мм. В качестве выходного использовалось сферическое зеркало с радиусом кривизны 10 см и коэффициентом отражения $R_{\text{вых}} = 0,7$. В эксперименте излучение накачки фокусировалось таким образом, чтобы перетяжка находилась на плоском зеркале Z_1 и имела размер $\omega_{\text{нак}} \approx 200 \text{ мкм}$. При мощности накачки 14,3 Вт в режиме модулированной добротности получена средняя выходная мощность 9,2 Вт при качестве выходного излучения $M^2 \leq 1,05$.

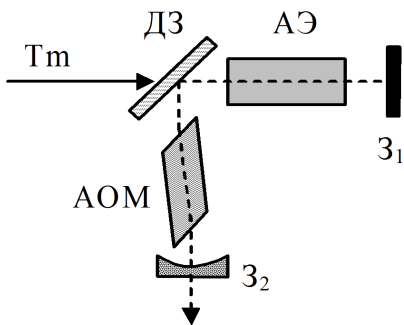


Рис. 8. Схема гольмиевого лазера в работе [2]: Z_1 и Z_2 – зеркала резонатора, ДЗ – дихроичное зеркало, АЭ – активный элемент, АОМ – акустооптический модулятор

На рис. 9 и 10 представлены результаты расчетов, полученные при двух значениях константы $dn/dT = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ и $dn/dT = 10,7 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$. Отметим, что второе значение термооптической константы эффективно учитывает влияние механических напряжений и выпучивания торцов, возникающих при нагреве в активном элементе. Из рис. 9 видно, что расчеты хорошо согласуются с экспериментом при мощности накачки $P_{\text{нак}} \leq 14,3 \text{ Вт}$.

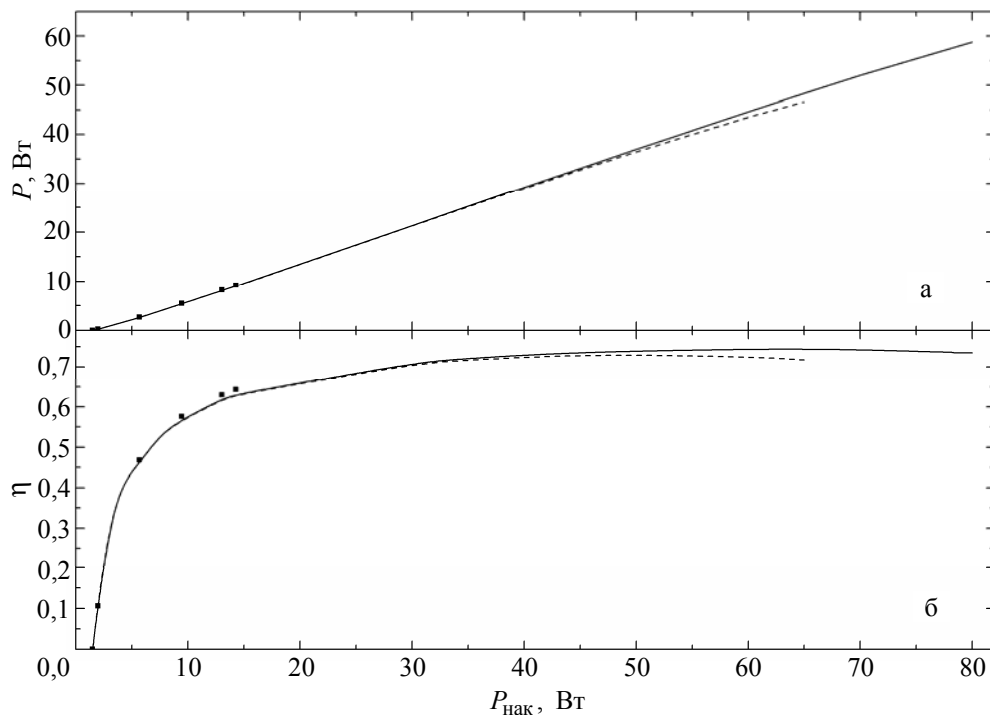


Рис. 9. Зависимости выходной мощности (а) и кпд генерации η (б) от мощности накачки: ■ – эксперимент [2]; — – расчет с $dn/dT = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; - - - – расчет с $dn/dT = 10,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

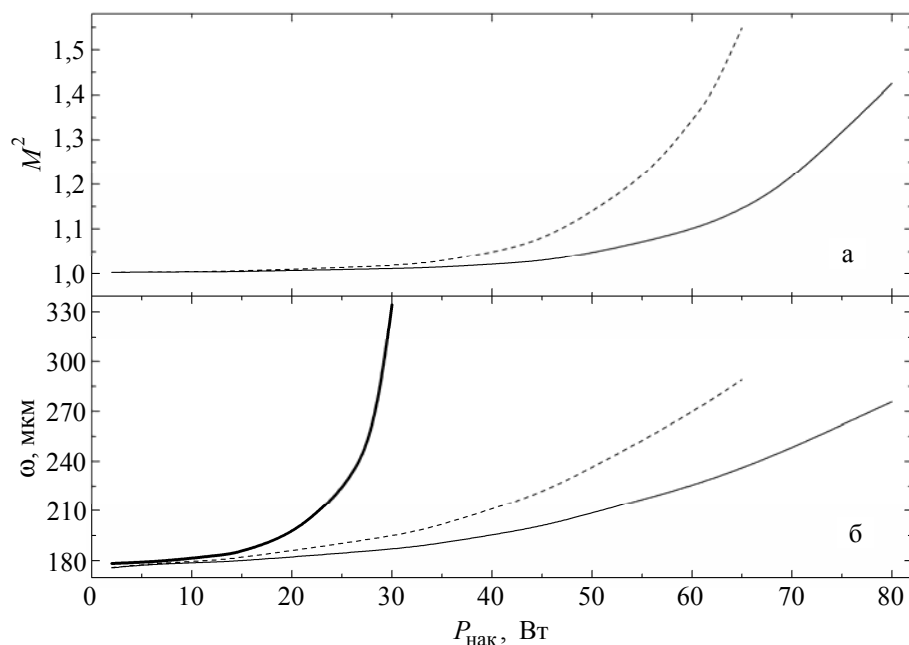


Рис. 10. Зависимости параметра M^2 (а) и размера основной моды на плоском зеркале (б) от мощности накачки: — – расчет с $dn/dT = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; - - - – расчет с $dn/dT = 10,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; — — – расчет по матричному методу

Важным результатом является получение устойчивого решения при довольно больших мощностях накачки: до 80 Вт при $dn/dT = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и до 65 Вт при $dn/dT = 10,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Эффективность генерации во всем диапазоне мощностей накачки остается высокой. При этом расчеты, проведенные с использованием матричного метода, показали, что резонатор становится неустойчивым уже при $P_{\text{нак}} > 30$ Вт (рис. 10,б). Такое несоответствие связано с двумя факторами. Во-первых, при возрастании размера моды имеет место вынос энергии из центральной части активного элемента за счет поглощения лазерного излучения, что сказывается на профиле температуры. Во-вторых, с ростом мощности накачки имеет место существенное искажение моды по сравнению с гауссовой модой. При этом центральная часть моды проходит через область с очень сильной тепловой линзой, а «хвост» распространяется в области с существенно меньшими градиентами температур.

Искажение моды с ростом мощности накачки сопровождается ухудшением качества выходного излучения (рис. 10,а). Видно, что при увеличении константы dn/dT зависимость параметра M^2 от мощности накачки становится более крутой. Отметим, что влияние термооптической константы на зависимости выходной мощности и КПД генерации от мощности накачки относительно небольшое.

Заключение

Результаты численного моделирования показали, что в твердотельном лазере с торцевой накачкой моды резонатора могут существенно отличаться от мод пустого резонатора. Неквадратичность профиля показателя преломления в активном элементе вызывает существенные искажения основной моды по сравнению с гауссовым пучком. Это вызывает ухудшение качества выходного излучения. В наибольшей мере указанные отличия проявляются при малых размерах пучка накачки и больших мощностях накачки. Показано, что возможно получение выходной мощности не менее 45 Вт в одномодовом режиме при КПД генерации $\eta \geq 70\%$.

Список литературы

1. Shen D., Sahu J., Clarkson W. A. Efficient holmium-doped solid-state lasers pumped by Tm-doped silica fiber laser // Proc. of SPIE, 2004, vol. 5620, p. 46–55.
2. Lippert E., Rustad G., Nicolas S., Arisholm G., Stenersen K. Fibre laser pumped midinfrared source // Proc. of SPIE, 2004, vol. 5620, p. 56–62.
3. Elder I. High average power thulium fibre laser pumped mid-IR source // Proc. of SPIE, 2007, vol. 6738, p. 673804-1–673804-10.
4. Barnes N. P., Walsh B. M., Filer E. D. Ho:Ho upconversion: application to Ho lasers // J. Opt. Soc. Am. B., 2003, vol. 20, N 6, p. 1212–1219.
5. Stenersen K., Lippert E., Rustad G., Arisholm G. Thermal effects in end-pumped solid state laser – influence on resonator stability, beam quality, and output power // FFI-Rapport 2001/03865 (Norwegian Defence Research Establishment, Kjeller, Norway, 2001).

Numerical simulation of single-mode lasing of end-pumped Ho:YAG laser

V. A. Garyutkin, G. M. Mishchenko, V. A. Volkov

We report the results of a numerical simulation of an end-pumped cw Ho:YAG laser. The numerical model is based on the solution of the two-dimensional wave equation in cylindrical coordinates. The influence of a pump power and a pumping beam radius on the output parameters of the Ho:YAG laser is considered. It is shown, that the cavity modes can differ from the modes of the empty cavity considerably. We demonstrated the possibility to obtain a single-mode lasing with the output power of 45 W or higher and the optical-to-optical efficiency of at least 70 %.