

А. В. Морозов, И. И. Пахомов

**К РАСЧЕТУ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ
ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ**

Рассмотрены вопросы расчета параметров лазерных пучков, формируемых зеркально-линзовыми резонаторами. В качестве линзового элемента использована тепловая линза, возникающая в процессе создания инверсной населенности в твердотельных активных средах методом оптической накачки.

При расчете параметров лазерного излучения твердотельных лазеров необходимо учитывать характеристики активной среды (кристалла или стекла), которые существенным образом влияют на параметры лазерного излучения. К таким характеристикам относятся неоднородность среды, изменение показателя преломления по объему и др. В зависимости от этих характеристик конфигурация эквивалентного резонатора может изменяться.

Оптическая однородность активных элементов лазеров является их важной характеристикой [1]. При низкой оптической однородности элементов, например при наличии свилей, генерируемый лазерный пучок рассеивается в них, теряет за счет этого выходную мощность и ухудшает поперечное распределение интенсивности. Другой пример неоднородности — неравномерное по сечению двулучепреломление в активном элементе. При этом кроме рассеяния пучка наблюдается нарушение его поляризации — она становится неодинаковой в разных частях пучка. Поэтому изучение возможных источников оптической неоднородности активных элементов, разработка методов ее уменьшения и подавления ее влияния на характеристики лазерного пучка являются важной практической задачей.

Все оптические искажения активных элементов можно разделить на две группы: искажения, появляющиеся в процессе выращивания кристалла (були) из-за несовершенств технологии выращивания, и искажения, появляющиеся в элементах под воздействием нагрева источником накачки.

Существенное значение для качества генерируемого излучения имеют неоднородность показателя преломления и наличие двулучепреломления в кристаллах. Появляющиеся при выращивании и изготовлении кристаллов искажения могут быть заметно уменьшены за счет применения более современных технологий этих процессов.

Термооптические искажения кристаллической решетки, возникающие под действием нагрева источником накачки лазера, уменьшить сложнее, поскольку их источник принципиально не может быть устранен (можно лишь уменьшить его влияние).

Возникающие термооптические искажения определяются суммарным эффектом нескольких физических процессов, протекающих в активном элементе: нагрева элемента за счет поглощения излучения источника накачки (включая тепловое излучение), охлаждения элемента за счет контактной передачи теплоты в окружающую среду и за счет излучения через внешнюю поверхность элемента. Температурное поле внутри активного элемента устанавливается как результат баланса этих двух процессов и зависит от теплопроводности и теплоемкости материалов элемента и хладагента, окружающего элемент.

Неоднородность температуры по сечению приводит к появлению в кристалле так называемой тепловой линзы — возникающей при нагреве кристалла оптической неоднородности, которая по своему действию на световой пучок аналогична обычной линзе, применяемой в оптике. Лазерный кристалл с тепловой линзой представляет собой протяженную линзоподобную среду, которая приближенно может быть описана математическим аппаратом квадратичной среды.

Параллельный световой пучок, проходя линзоподобный кристалл, фокусируется в некоторой точке O на продолжении оптической оси, называемой фокусом (рис. 1). На фокусном расстоянии f внутри кристалла находится главная плоскость H_2 , характеризующая линзоподобную среду. Световой пучок, проходящий через кристалл, описывается с помощью оптических характеристик: фокусного расстояния f и положения главных оптических плоскостей H_1 , H_2 . Эти характеристики определяются тепловой добавкой к показателю преломления следую-

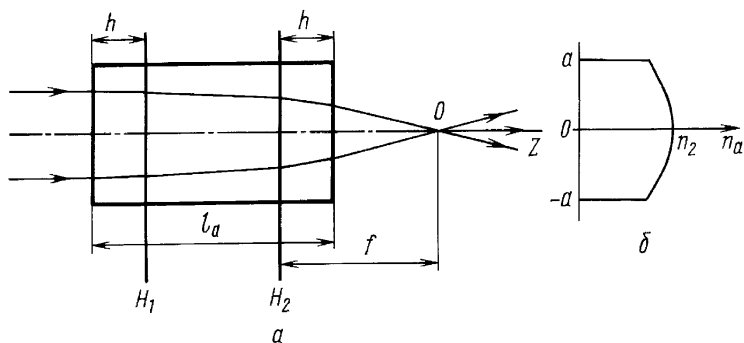


Рис. 1. Эффект тепловой линзы в кристалле:

a — фокусировка светового пучка; b — радиальное распределение показателя преломления

щими выражениями [2]:

$$f^{-1} = \sqrt{n_2 n_a} \sin \left(l_a \sqrt{\frac{n_2}{n_a}} \right), \quad h = \frac{1}{\sqrt{n_2 n_a}} \operatorname{tg} \left(\frac{l_a}{2} \sqrt{\frac{n_2}{n_a}} \right), \quad (1)$$

где h — расстояние от главных плоскостей H_1, H_2 до ближайшего торца кристалла.

В большинстве случаев для лазеров на кристаллах величина тепловой добавки является такой малой, что выполняется неравенство

$$l_a \sqrt{n_2} \ll 1. \quad (2)$$

В этом случае выражения (1) упрощаются и приобретают вид

$$f^{-1} = n_2 l_a, \quad h = \frac{l_a}{2 n_a}. \quad (3)$$

Тепловая добавка n_2 складывается из двух основных составляющих n_{2T} и n_{2K} . Составляющая n_{2T} определяется эффектом изменения показателя преломления кристалла при его нагреве:

$$\Delta n = \Delta T \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (4)$$

где Δn — изменение показателя преломления кристалла в некоторой его точке, возникшее в результате изменения температуры на ΔT ; $\partial n / \partial T$ — термооптический коэффициент. Выражение для n_{2T} имеет вид [2]

$$n_{2T} = \left(\frac{P_a}{2kV_a} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right), \quad (5)$$

где P_a — поглощенная мощность накачки; k — постоянная Больцмана; V_a — объем активной среды.

Составляющая n_{2K} определяется эффектом теплового “выпучивания” торцов активного элемента, в результате которого поверхность торцов приобретает выпуклую форму, подобную обычной линзе. Выражение для n_{2K} имеет вид [2]

$$n_{2K} = \left(\frac{P_a n_a}{2kV_a l_a} \right) \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right), \quad (6)$$

где $\partial l / \partial T$ — коэффициент теплового расширения материала кристалла.

Таким образом, оптическая сила тепловой линзы f^{-1} выражается через характеристики кристалла и полную поглощенную в нем мощность накачки P_a :

$$f^{-1} = \frac{P_a}{V_a} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \frac{l_a}{2k} + \frac{n_a}{2k} \frac{\partial l}{\partial T} \right). \quad (7)$$

В результате того, что активный элемент приобретает свойства линзы, зеркальный резонатор, формирующий лазерный пучок, становится зеркально-линзовым.

Резонаторы могут быть: с двумя сферическими зеркалами, плоским и сферическим зеркалом, двумя плоскими зеркалами и более сложные.

Определим значение параметра конфокальности излучения, формируемого зеркально-линзовым резонатором, с учетом влияния эквивалентной тепловой линзы кристалла. Для получения обобщенных результатов рассмотрим случай полусферического резонатора с плоским выходным зеркалом. Расчетная схема резонатора представлена на рис. 2.

Рассчитывая прохождение лазерного излучения через резонатор в обратном ходе лучей (от выходного зеркала), получаем выражение для параметра конфокальности падающего пучка Z_K^2 на выходе резонатора:

$$Z_K^2 = \frac{f_l^4 + 2f_l^2 Z_p \Delta}{f_3^2 - \Delta^2} - Z_p^2. \quad (8)$$

Следовательно, Z_K^2 зависит от параметров резонатора. Исследуя зависимость $Z_K(Z_p)$, видим, что параметр конфокальности имеет экстремум-минимум при

$$Z_{p\text{экс}} = \frac{f_l^2 \Delta}{f_3^2 - \Delta^2}. \quad (9)$$

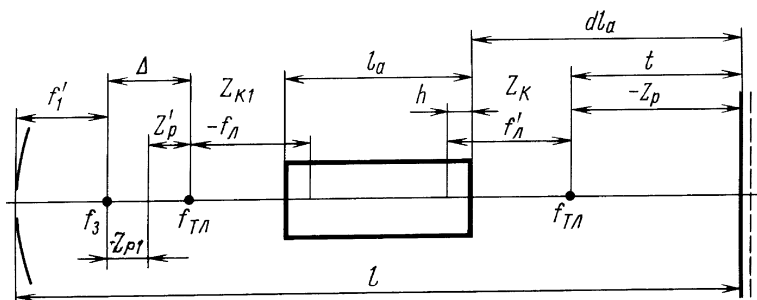


Рис. 2. Расчетная схема резонатора:

f_3 — фокусное расстояние глухого зеркала; f_l — фокусное расстояние тепловой линзы; dl_a — расстояние от выходного торца активного элемента до полупрозрачного зеркала; Z_K, Z_{K1} — параметры конфокальности; Z_p, Z_{p1} — расстояния до плоскости перетяжки; f_{TL} — фокус тепловой линзы; l — длина резонатора

Подставляя равенство (9) в выражение (8), после несложных преобразований получим

$$Z_{\text{кэкс}}^2 = \frac{f_{\text{л}}^4 f_3^2}{(f_3^2 - \Delta^2)^2}. \quad (10)$$

Очевидно, что в данном случае резонатор является устойчивым при любых мощностях накачки.

Поскольку $Z_{\text{р}}$ и Δ зависят от фокусного расстояния тепловой линзы, то они являются функциями от мощности накачки P_a . Выражения для $Z_{\text{р}}$ и Δ имеют следующий вид:

$$Z_{\text{р}} = dl_a + h - f'_{\text{л}}, \quad (11)$$

$$\Delta = dl_a + l_a - h + f'_{\text{л}} + f'_3 - l. \quad (12)$$

Подставляя выражения (11) и (12) в выражение (8), а также учитывая равенство (7), можно получить семейство графиков зависимости квадрата параметра конфокальности полусферического резонатора от мощности энергии накачки, поглощенной активным элементом.

На рис. 3–5 представлены зависимости параметра конфокальности $Z_{\text{к}}$ от мощности поглощенной энергии накачки при различных значениях параметров резонатора.

На рис. 3 все кривые построены для следующих начальных условий: расстояние dl_a от торца активного элемента до плоского зеркала (см. рис. 2), с которым совпадает перетяжка формируемого пучка, составляет 100 мм; длина l резонатора (см. рис. 2) равна 1000 мм. Для кривой 1 при значении мощности, равном 49,3 Вт, значение выражения (8) равно нулю. При ббльших значениях мощности выражение (8)

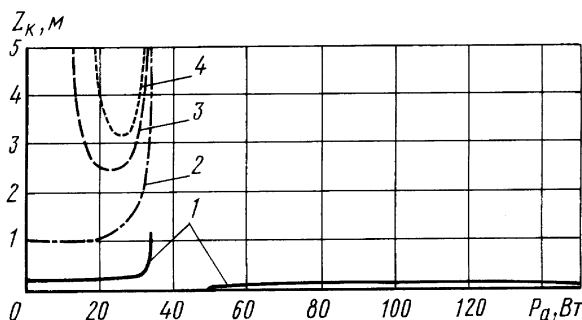


Рис. 3. Зависимость параметра конфокальности резонатора от мощности поглощенной энергии накачки при различных значениях фокусного расстояния глухого зеркала:

$f'_3 = 0,5$ (1); 1 (2); -1 (3); $-0,5$ (4) м

принимает положительные значения, т.е. резонатор становится устойчивым; при меньших значениях — неустойчивым.

Для отрицательных фокусных расстояний глухого сферического зеркала (зеркало выпуклое, кривые 3, 4) при малых значениях мощности поглощенной энергии накачки, а следовательно, больших фокусных расстояниях тепловой линзы кристалла резонатор является неустойчивым. Первая и вторая точки разрыва зависимости (8) для таких случаев соответствуют обращению в нуль знаменателя.

Для расчета графиков на рис. 4 были приняты следующие начальные условия: фокусное расстояние f'_3 глухого сферического зеркала (см. рис. 2) составляет 1000 мм; длина l резонатора (см. рис. 2) равна также 1000 мм.

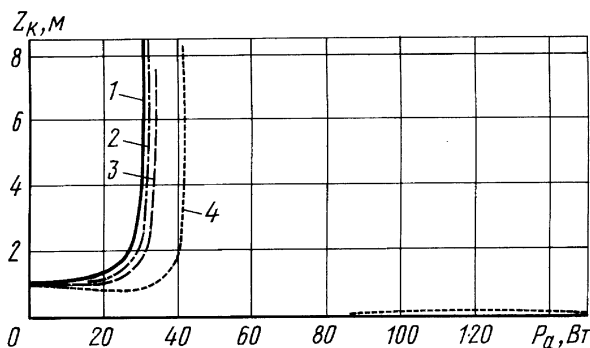


Рис. 4. Зависимость параметра конфокальности резонатора от мощности поглощенной энергии накачки при различных значениях расстояний от выходного торца активного элемента до плоского зеркала:
 $d_{l_a} = 0,01$ (1); $0,05$ (2); $0,1$ (3); $0,25$ (4) м

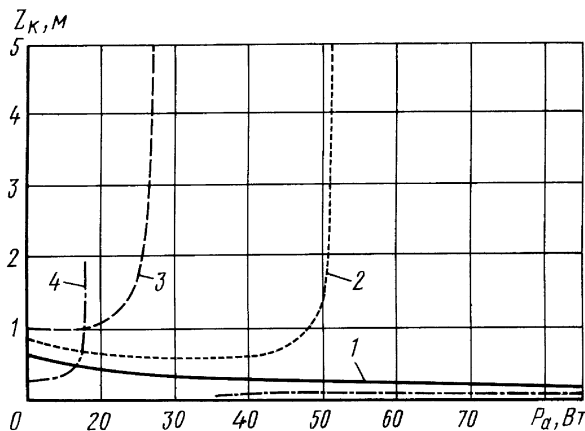


Рис. 5. Зависимость параметра конфокальности резонатора от мощности поглощенной энергии накачки при различных значениях длины резонатора:
 $l = 0,25$ (1); $0,5$ (2); 1 (3); 2 (4) м

Точки разрыва этих кривых соответствуют обращению в нуль знаменателя, как и точки разрыва на кривых, представленных на рис. 3.

На рис. 5 кривые построены для следующих начальных условий: фокусное расстояние f'_3 глухого сферического зеркала (см. рис. 2) составляет 1000 мм; расстояние dl_a от торца активного элемента до плоского зеркала (см. рис. 2) равно 100 мм.

Используя выражения (7), (9)–(12), а также задавая необходимые конструктивные параметры и зная мощность энергии накачки, а значит, и фокусное расстояние эквивалентной тепловой линзы, можно определить неизвестные величины и, тем самым, синтезировать резонатор с заранее заданными параметрами излучения на выходе.

Например, задавая Z_k и зная мощность излучения накачки, можем определить f'_d , тогда параметр конфокальности определяется параметрами f_3 и Δ . Построив зависимость $\Delta(f_3)$, выбираем f_3 и Δ . Определяем по выражению (9) $Z_{p\text{экс}}$ — положение плоскости сечения перетяжки. В эту плоскость помещаем плоское зеркало или рассчитываем радиус R сферического зеркала, которое создает сечение перетяжки в рассчитанной плоскости.

Рассмотрим пример. Необходимо рассчитать параметры резонатора, формирующего пучок с параметром конфокальности $Z_k = 2$ м. Дано: $f'_d = 100$ мм, $l = 400$ мм.

Для решения поставленной задачи воспользуемся формулами (9), (10). В качестве свободного параметра примем, например, радиус кривизны второго зеркала, равный 20 мм.

Из выражения (10) находим $\Delta = \pm 9,997$ мм. Проверяем значение параметра конфокальности по формуле (10): $Z_k = 2000$ мм. Из выражения (9) находим $Z_p = 1666416,629$ мм.

Определяем требуемое удаление выходного зеркала от переднего фокуса тепловой линзы: $x = -L + \Delta + 2f'_d + f'_3 = -180$ мм. Тогда радиус пучка в сечении перетяжки составляет $R_0 = \sqrt{\lambda Z_k / \pi} = 0,821$ мм. Следовательно, радиус кривизны выходного зеркала составляет $R = x + Z_k^2 / x = 22302$ мм.

Как видно из зависимости (8) с учетом выражений (7), (11) и (12), основное влияние на нестабильность геометрических параметров излучения на выходе резонатора оказывает нестабильность накачки, что, в свою очередь, приводит к изменению фокусного расстояния эквивалентной тепловой линзы и даже может вывести резонатор из области устойчивости.

Далее рассмотрим один из способов стабилизации геометрических параметров излучения, формируемого резонатором с тепловой линзой кристалла.

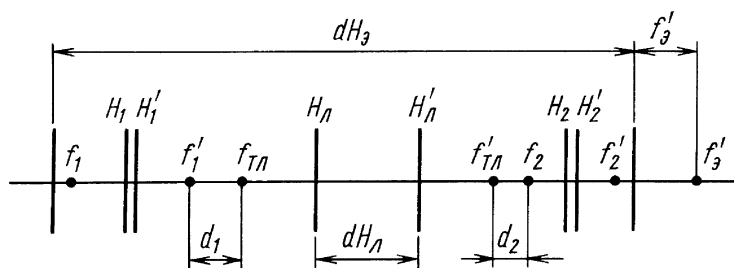


Рис. 6. Схема компенсации

Предлагаемая схема компенсации неустойчивости параметров накачки приведена на рис. 6.

Для устранения влияния неустойчивости параметров накачки необходимо выдерживать постоянными два параметра предлагаемой системы: оптическую силу Φ_3 эквивалентной оптической системы и расстояние dH_3 от передней главной плоскости эквивалентной системы до заднего фокуса.

Выражения для этих величин можно представить в следующем виде:

$$\Phi_3 = \frac{d_1 \left(f'_n + d_2 - d_1 \frac{d_1 + f'_n}{f'_n} \right)}{f'_1 f'_2 f'_n}, \quad (13)$$

$$dH_3 = dH_n + dH_1 + dH_2 + 2f'_n + d_1 + d_2 + f'_1 + f'_2 + \frac{1}{\Phi_3} \times \\ \times \left(\frac{d_1}{f'_n f'_1} (2f'_n + f'_2 + d_2 - d_1) + \frac{d_2}{f'_n f'_2} (2f'_n + f'_1 + d_1 - d'_2) - 2 \right). \quad (14)$$

Решая совместно уравнения (13) и (14), определяем выражение для d_2 как функции от фокусного расстояния тепловой линзы:

$$d_2 = \frac{d_1^3 - d_1 f_n'^2 + d_1^2 f'_n + F_c f_n'^2 f'_1 f'_2}{d_1 f'_n}, \quad (15)$$

где F_c — требуемое значение оптической силы эквивалентной системы.

С учетом формулы (15) из выражения (14) определяем d_1 и d_2 .

Выводы. В настоящей работе рассмотрены некоторые вопросы, связанные с расчетом параметров зеркально-линзовых резонаторов и формируемых ими пучков. Получено выражение для параметра конфокальности пучка, которое позволяет определять области устойчивости и неустойчивых резонаторов. Подробно рассмотрены резонаторы, для

которых $Z_p = \frac{f_l^2 \Delta}{f_3^2 - \Delta^2}$. В этом случае $Z_k^2 > 0$, т.е. резонатор всегда устойчивый. Сформулирован подход к расчету параметров резонатора при заданном значении параметра конфокальности формируемого пучка. Рассмотрен способ стабилизации параметров пучка при изменении мощности источника накачки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. З в е р е в Г. М., Г о л я е в Ю. Д. Лазеры на кристаллах и их применение. – М.: Радио и связь, 1994.
2. М е з е н о в А. В., С о м с Л. Н., С т е п а н о в А. И. Термооптика твердотельных лазеров. – Л.: Машиностроение, 1986. – 199 с.
3. П а х о м о в И. И., Ц и б у л я А. Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. – М.: Радио и связь, 1986.
4. К а р а п е т я н К. Р. Расчет характеристик лазерного пучка, формируемого устойчивым резонатором, с учетом нагрева активного элемента из АИГ:Nd излучением накачки // Вестник молодых ученых. – 2000. – № 7. – С. 70–75.

Статья поступила в редакцию 27.06.2002

Иван Иванович Пахомов родился в 1930 г., окончил в 1954 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, заслуженный профессор кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 130 научных работ в области оптики, физики лазеров, расчета оптических систем лазерных приборов, оптических систем переменного увеличения.

I.I. Pakhomov (b. 1930) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1954. D. Sc. (Eng.), honoured professor of “Laser and Optical and Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 130 publications in the field of optics, laser physics, design of optical systems for laser devices, optical systems with zoom.



Александр Викторович Морозов родился в 1980 г. Студент МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области лазерной техники.

A.V. Morozov (b. 1980), student of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of laser technology.

