

Особенности оптимизации оптических резонаторов с регулярными мелкомасштабными неоднородностями активной среды

В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов

Рассмотрены особенности параметрической оптимизации резонаторов, содержащих регулярные мелкомасштабные неоднородности. Детально исследованы два наиболее важных с практической точки зрения случая – неустойчивый резонатор с мелкомасштабными фазовыми неоднородностями в активной среде и устойчивый резонатор с мелкомасштабными амплитудными модуляциями, связанными с использованием для вывода излучения перфорированного зеркала.

Ключевые слова: оптический резонатор, мелкомасштабные неоднородности, перфорированные зеркала, оптимизация резонатора, расходимость лазерного излучения, внутрирезонаторные потери.

Внутрирезонаторные aberrации, наиболее часто встречающиеся в мощных лазерах, можно условно разделить на крупномасштабные, характерный размер которых соизмерим с выводной апертурой лазера, и мелкомасштабные, соизмеримые с размером зоны Френеля используемого резонатора [1–3]. Мелкомасштабные амплитудные и фазовые неоднородности обусловлены наличием повторяющихся конструктивных элементов, формирующих активную среду, таких как последовательности осесимметричных сопел в сопловом блоке сотовой конструкции в проточных сверхзвуковых лазерах [4], секционированный катод в быстропроточных электрозарядных лазерах [5], лампы накачки многолампового осветителя твердотельного лазера [6] и перфорированные зеркала устойчивого резонатора для вывода излучения в СО₂-лазерах [7–9].

В ряде случаев мелкомасштабные неоднородности оказывают существенное влияние на характеристики излучения. Степень влияния зависит как от типа и параметров используемого резонатора, так и от структуры самих неоднородностей.

Наиболее важными с точки зрения практических приложений являются два случая: мелкомасштабные фазовые неоднородности активной среды в неустойчивом резонаторе и амплитудная модуляция, обусловленная использованием выводного перфорированного зеркала в устойчивом резонаторе. Рассмотрим особенности оптимизации параметров таких резонаторов для обоих видов неоднородностей.

Известно, что параметры лазерного излучения можно объединить в три основные группы: энергетическую (мощность, энергия, расходимость, плотность энергии излучения и т. д.), спектральную (длина волны, ширина спектра и т. д.) и корреляционную (когерентность и поляризация

излучения). В данном случае речь идет о мощных лазерах, предназначенных для передачи энергии излучения в дальнюю зону и/или для воздействия на объект в фокальной области, поэтому выбор оптимизируемого параметра и возможных функционально-параметрических ограничений будет осуществляться применительно к параметрам первой группы. Возможные оптимизируемые параметры и параметрические ограничения приведены ниже в табл.1.

Для оценки мощности лазерного излучения можно использовать формулу Ригрода [9]:

$$P = \frac{I_s t S}{2} \frac{2k_0 L_0 + \ln(1-t-\beta)}{-\ln(1-t-\beta)}, \quad (1)$$

где L_0 – протяженность активной среды вдоль оси резонатора; S – площадь апертуры; k_0 – средний по объему среды коэффициент усиления слабого сигнала; I_s – интенсивность насыщения; β – внутрирезонаторные потери; t – коэффициент пропускания выходного зеркала, который для неустойчивого резонатора может быть выражен через коэффициент увеличения M : $t = 1 - 1/M^2$. После неустойчивого резонатора дифракционная расходимость излучения

$$\theta = 2 \frac{\lambda}{D} \frac{M}{M-1}. \quad (2)$$

Рассмотрим особенности оптимизации устойчивого резонатора с перфорированным зеркалом. Конструктивно перфорированное зеркало состоит из n отверстий диаметром $d_0 \leq 2(\lambda L)^{1/2}$, где L – длина резонатора. Коэффициент пропускания перфорированного зеркала $t = nS_0/S$, где $S_0 = \pi d_0^2/4$ – площадь одного отверстия; S – суммарная площадь зеркала. Детально конструкция перфорированного зеркала рассмотрена в [9].

В резонаторе с перфорированным зеркалом суммарные потери $\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3$. Здесь β_1 – потери на зеркалах (за счет поглощения и рассеяния на поверхности зеркала), β_2 – потери из-за дифракции излучения на малых «апертурах», которые образуются между отверстиями, и β_3 – потери на рассеяние и поглощение излучения на краях отверстий [7].

В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов. Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 198005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: vlobachev@yandex.ru

Поступила в редакцию 31 марта 2005 г., после доработки – 13 июля 2005 г.

Табл.1. Оптимизируемые параметры резонатора.

Оптимизируемый параметр	Возможные ограничения	Тип резонатора или усилителя	Особенности резонатора или усилителя	Применение лазера с указанным резонатором (усилителем)
P	$\theta \leq \theta_{\max}$	Устойчивый резонатор	$N_F > 10$	Отладка лазера (системы подготовки активной среды), фокусировка излучения
P/θ^2	$P \geq P_{\min}$	Устойчивый резонатор	$N_F < 10$	Передача излучения в дальнюю зону (фокусировка на цель)
P/θ^2	$P \geq P_{\min}$	Неустойчивый резонатор или однопроходный усилитель	–	
PS_h	$P \geq P_{\min}$	Однопроходный усилитель	–	

Примечание: P – мощность лазерного излучения; θ – расходимость излучения; $N_F = a^2/(\lambda L)$ – число Френеля резонатора; a – половина характерного размера апертуры; L – длина резонатора; λ – длина волны излучения.

В работе [7] показано, что $\beta_3 = 4ht/d_0$, где h – толщина технологической фаски на кромке отверстия (в реальных зеркалах $h = 0.05 - 0.1$ мм). Зависимость β_2 от параметров резонатора является более сложной: эта составляющая зависит от числа Френеля резонатора $N_F = D^2 \times (4\lambda L)^{-1}$, от числа Френеля отверстия $N_0 = d_0^2/(4\lambda L)$ и от параметров устойчивости резонатора $g_1 = 1 - L/R_1$, $g_2 = 1 - L/R_2$, где R_1, R_2 – радиусы кривизны зеркал. В [7] представлена номограмма, по которой можно определить потери β_2 . Условно зависимость составляющей потерь β_2 от основных параметров резонатора можно записать в следующем виде:

$$\beta_2 = \beta_2(t, N_0, N_F, g_1, g_2).$$

На рис.1 представлены расчетные зависимости β_2 от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора t при различных N_F и $N_0 = 0.25, g_1 = 1, g_2 = 0.75$. Расчет резонатора в дифракционном приближении выполнен по методике, описанной в [10].

Потери внутри резонатора с перфорированным зеркалом сложным образом зависят от коэффициента пропускания выходного зеркала:

$$P = \frac{I_s t S}{2} \times \frac{2k_0 L_0 + \ln\{1 - t - [\beta_1 + 4ht/d_0 + \beta_3(t, N_0, N_F, g_1, g_2)]\}}{-\ln\{1 - t - [\beta + 4ht/d_0 + \beta_3(t, N_0, N_F, g_1, g_2)]\}}. \quad (3)$$

На рис.2 представлены зависимости мощности излучения P лазера с устойчивым резонатором от коэффициента пропускания выходного зеркала t , рассчитанные с помощью формулы (3) для следующих условий, соответ-

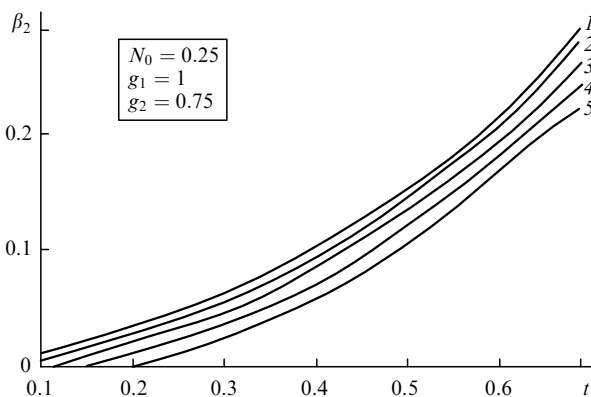


Рис.1. Зависимости β_2 от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора t при $N_F = 20$ (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4) и 100 (5).

ствующим описанной в [7] экспериментальной установке CO_2 -ГДЛ: $k_0 = 0.5 \text{ м}^{-1}, I_s = 2 \text{ кВт/см}^2$, длина активной среды по сопловому блоку 1 м, расстояние между плоскостями установки зеркал резонатора 1.7 м, поперечные размеры активной среды 0.12×0.12 м. При использовании медных зеркал коэффициент потерь на каждом перфорированном зеркале β_{10} составлял 0.015, а суммарные потери на отражение $\beta_1 = k\beta_{10}$ (k – число отражений за полный проход в резонаторе). Рассматривались четыре возможные схемы резонатора, представленные в табл.2. Параметры резонатора с перфорированным зеркалом сравнивались с параметрами традиционного резонатора с выводным зеркалом, изготовленным из кристалла селенида цинка (далее – кристаллическое зеркало).

Из рис.2 следует, что в случае использования как кристаллического выходного, так и перфорированного зеркала максимальная мощность лазера достигается при однопроходной или трехпроходной схеме резонатора. Максимальная мощность лазера для двухпроходной схемы меньше на 25%, а для четырехпроходной – на 50%. Это обстоятельство объясняется тем, что с увеличением числа проходов увеличивается число отражений от зеркал, а следовательно, и составляющая потеря β_1 ; кроме того, уменьшается площадь излучающей апертуры. Это, в свою очередь, в соответствии с формулами (1) и (2) ведет к уменьшению мощности излучения. С другой стороны – увеличивается длина активной среды вдоль оси резонатора, что повышает мощность; при трехпроходной схеме это увеличение компенсирует воз-

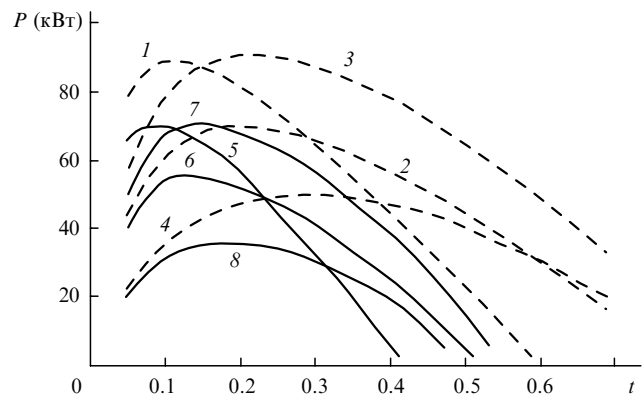
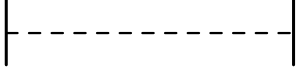
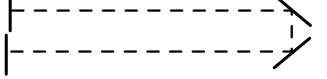
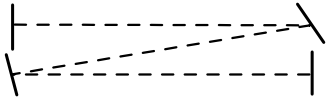
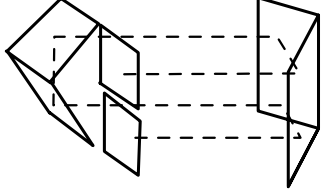


Рис.2. Зависимости мощности P излучения CO_2 -ГДЛ с устойчивым резонатором от коэффициента пропускания выходного зеркала t при использовании полупрозрачного кристаллического зеркала (1–4) и перфорированного зеркала (5–8); кривые 1 и 5 соответствуют схеме №1, 2 и 6 – №2, 3 и 7 – №3, 4 и 8 – №4 (табл.2).

Табл.2.

Номер схемы	Тип и схема устойчивого резонатора	Апертура (м)	L_0 (м)/ L (м)	N_F	k
1	Однопроходный 	0.12×0.12	1/1.7	200	2
2	Двухпроходный (П-образный) 	0.12×0.06	2/3.4	56	6
3	Трехпроходный (Z-образный) 	0.12×0.06	3/5	38	6
4	Четырехпроходный 	0.06×0.06	4/6.8	12	14

росшие потери и уменьшение апертуры. В двухпроходной и четырехпроходной схемах факторы увеличения потерь и уменьшения апертуры оказываются преобладающими, и мощность снижается (в четырехпроходной схеме потери возрастают очень существенно – до 21 %).

Очевидно и то, что максимальная мощность излучения в резонаторе с перфорированным зеркалом на 15 % – 25 % ниже, чем с кристаллическим, что подтверждается экспериментальными результатами [7] и связано с возрастанием β_2 и β_3 . При этом оптимальное пропускание для резонаторов с перфорированным зеркалом оказывается всегда существенно меньше (10 % – 20 %), что также обусловлено возросшими потерями.

Рассмотрим влияние мелкомасштабных фазовых неоднородностей активной среды на работу неустойчивого резонатора. Для этого необходимо учесть три основных момента:

- соотношение размера первой зоны Френеля резонатора и периода пространственной неоднородности;
- возможность самокомпенсации неоднородностей при наклонном прохождении лучей;
- эффект увеличения расходимости при уменьшении масштаба неоднородности.

Особое значение в неустойчивом резонаторе имеет соотношение между размером первой зоны Френеля и периодом фазовой неоднородности в активной среде. Как показано в [2], наибольшее влияние такие неоднородности оказывают на угол расходимости и мощность излучения, особенно в том случае, когда характерный размер мелкомасштабной неоднородности совпадает с размером эквивалентной зоны Френеля неустойчивого резонатора. Если неоднородность эквивалентна собирающей линзе, в приосевой зоне резонатора (зоне задающего генератора) может возникать локальный резонатор с параметрами устойчивости, существенно отличающимися от расчетных. При этом имеет место нарушение дифракционной связи генерационной зоны с остальной областью активной среды, что приводит к максималь-

ному возрастанию расходимости излучения. В случае, когда размер неоднородности отличается от размера зоны Френеля, влияние возмущений на мощность и расходимость излучения хотя и имеет место, но оно невелико [2].

Очевидно, что указанные тенденции определяют оптимальные параметры резонатора. Рассмотрим неустойчивый резонатор с апертурой 0.12×0.12 м, расстоянием между зеркалами 3 м и протяженностью активной среды 2 м. Коэффициент усиления слабого сигнала активной среды, как и ранее, равен 0.5 м^{-1} , а интенсивность насыщения составляет 2 кВт/см^2 . В активной среде присутствует периодическая неоднородность, аналогичная моделируемой в [2], с характерным пространственным масштабом 2 см. Диаметр эквивалентной зоны Френеля неустойчивого резонатора может быть определен по формуле

$$d_F = 2 \left(\frac{2\lambda L}{M - 1} \right)^{1/2}.$$

Для заданных выше параметров неустойчивого резонатора при коэффициенте увеличения $M = 1.64$ диаметр зоны Френеля будет равен пространственному масштабу неоднородности. При этом в соответствии с данными [2] будет иметь место наиболее сильное увеличение угла расходимости и снижение мощности излучения по сравнению со случаем невозмущенной активной среды.

На рис.3 показаны зависимости нормированного угла расходимости и нормированной мощности от увеличения неустойчивого резонатора для случаев, когда неоднородность эквивалентна собирающей или рассеивающей линзе. Нормирование указанных параметров проводилось на их значения, полученные при идеальной активной среде.

В обоих случаях зависимости расходимости излучения имеют выраженный максимум при определенном критическом значении коэффициента $M = 1.65$. Это именно та ситуация, когда период неоднородности сов-

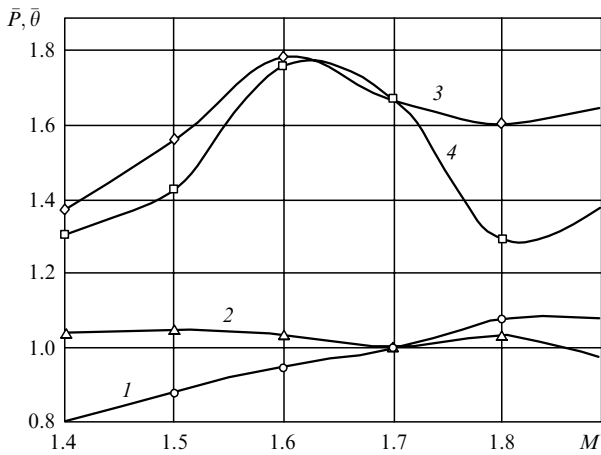


Рис.3. Зависимости нормированной мощности \bar{P} (1, 2) и нормированной расходимости $\bar{\theta}$ (3, 4) от M для неустойчивого резонатора при неоднородности на оси, соответствующей собирающей (1, 3) и рассеивающей (2, 4) линзам.

падает с размером зоны Френеля неустойчивого резонатора. В приосевой области, играющей роль задающего генератора, возникает локальное изменение параметров устойчивости, что, как указывалось выше, приводит к нарушению дифракционной связи приосевой зоны с остальной областью неустойчивого резонатора, а следовательно, к нарушению согласованности колебательных процессов в неустойчивом резонаторе. Все это искажает модовую структуру и вызывает соответствующее увеличение расходимости излучения.

Когда коэффициент увеличения больше критического, на зоне Френеля уместается менее периода неоднородности и, следовательно, дисперсия фазы в зоне задающего генератора становится меньше дисперсии на полном периоде пространственного возмущения. При коэффициенте увеличения меньше критического возникает ситуация, когда в зоне Френеля уместается более одного периода возмущений активной среды. В этом случае в приосевой области неустойчивого резонатора наступает дифракционное «размытие» неоднородности, т.е. ее частичная самокомпенсация.

В обоих случаях – когда зона Френеля больше или меньше периода неоднородности – мода неустойчивого резонатора по форме приближается к моде резонатора с идеальной активной средой, а расходимость излучения уменьшается по сравнению со случаем совпадения периода неоднородности с размером зоны Френеля.

Из рис.3 видно, что относительная мощность излучения при рассеивающей неоднородности на оси резонатора практически не зависит от коэффициента увеличения, а значит, и от соотношения между размерами зоны Френеля и периодом неоднородности. Когда неоднородность на оси резонатора эквивалентна собирающей линзе, наблюдается отличие мощности излучения от идеального случая, но не более чем на 20 %.

Указанные тенденции приводят к соответствующим отличиям в зависимости оптимизируемого параметра неустойчивого резонатора P/θ^2 от M . На рис.4 показаны такие зависимости для четырех случаев:

- расчет с использованием формул (1) и (2);
- расчет резонатора в дифракционном приближении для идеальной активной среды;
- расчет резонатора в дифракционном приближении,

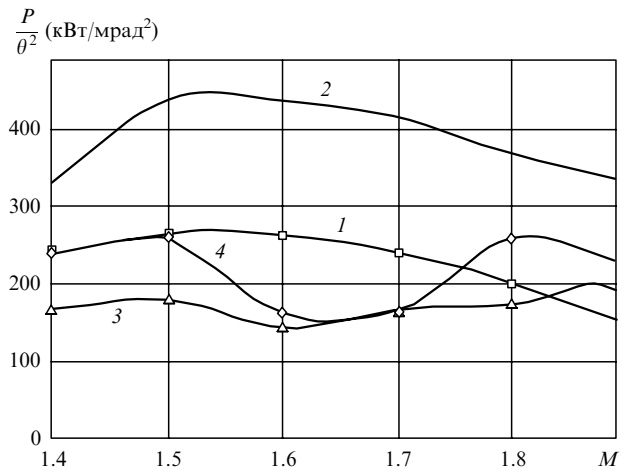


Рис.4. Зависимости критерия P/θ^2 от коэффициента M : 1 – расчет по формулам (1) и (2); 2–4 – расчет в дифракционном приближении (2 – идеальная активная среда, 3 – собирающая линза на оси резонатора, 4 – рассеивающая линза на оси резонатора).

когда приосевая неоднородность эквивалентна рассеивающей линзе;

– расчет резонатора в дифракционном приближении, когда приосевая неоднородность эквивалентна собирающей линзе.

Из рис.4 видно, что оптимальное для идеального резонатора значение коэффициента увеличения $M \approx 1.6$, при котором достигается максимальная интенсивность излучения, оказывается наилучшим при наличии в резонаторе мелкомасштабных неоднородностей; при таком увеличении размер зоны Френеля резонатора совпадает с периодом неоднородности и угловая расходимость излучения оказывается максимальной. В этом случае оптимальным следует считать $M = 1.5$ или 1.8 . В обоих случаях интенсивность в дальней зоне, определяемая критерием P/θ^2 , оказывается практически одинаковой. Однако в зависимости от типа неоднородности при $M = 1.5$ выходная мощность излучения может быть на 15 % – 35 % больше, чем при $M = 1.8$. Вместе с тем при $M = 1.5$ увеличивается чувствительность неустойчивого резонатора к возможным неточностям юстировки и разъюстировки в процессе работы (абберации нечетных порядков).

На рис.5 показаны аналогичные зависимости мощности излучения P от M . Видно, что для идеального неустойчивого резонатора оптимальное значение M с точки зрения максимума мощности по дифракционному

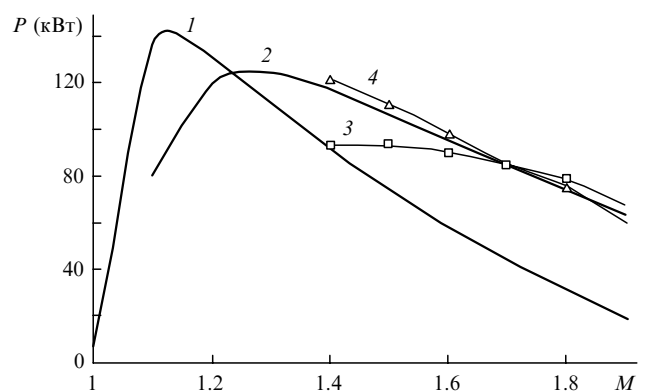


Рис.5. Зависимости мощности излучения P от коэффициента M (обозначения соответствуют рис.4).

расчету оказывается примерно на 20 % больше, чем рассчитанное по формуле Ригрода. Объясняется это, в частности, отличием реального коэффициента пропускания выходного зеркала неустойчивого резонатора от вычисленного в геометрическом приближении по формуле $t = 1 - 1/M^2$.

Подводя итоги, можно сделать следующие выводы.

1. Снижение мощности излучения на 15 % – 25 % и уменьшение оптимального коэффициента пропускания выходного зеркала на 10 % – 15 % для устойчивого резонатора с перфорированным выходным зеркалом по сравнению с аналогичным резонатором с кристаллическим зеркалом обусловлены возрастанием уровня внутрирезонаторных потерь, связанных с поглощением и рассеянием излучения на перфорированных зеркалах; при этом мощность излучения в устойчивом резонаторе с перфорированным зеркалом в значительной степени определяется параметрами отверстий и оптической схемой резонатора.

2. В неустойчивом резонаторе с мелкомасштабными фазовыми неоднородностями в активной среде максимальная расходимость излучения имеет место тогда, когда период неоднородности совпадает с размером зоны Френеля резонатора.

3. При коэффициенте увеличения, который соответствует размеру зоны Френеля резонатора, равному периоду неоднородности, интенсивность излучения в дальней зоне уменьшается, что влияет на выбор оптимальных значений коэффициента увеличения при оптимизации неустойчивого резонатора.

1. Orlova I.V. *Proc. NATO ASI Series 3, High Technol.*, **45**, 55 (1997).
2. Лобачев В.В., Страхов С.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 67 (2004).
3. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
4. Russel D.A., Neice S.E., Rose P.H. *AIAA J.*, **13**, 593 (1975).
5. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин А.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
6. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.Л., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).
7. Борейшо А.С., Леонов А.Ф., Страхов С.Ю., Трилис А.В. *Квантовая электроника*, **33**, 177 (2003).
8. Лосев С.А. *Газодинамические лазеры* (М.: Наука, 1977).
9. Борейшо А.С., Леонов А.Ф., Страхов С.Ю., Трилис А.В. *Патент на изобретение «Резонатор»*. Заявка № 2002134858/28(036713), дата подачи заявки 23.12.2002 г., положительное решение от 27.08.2004 г.
10. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).