

Формирование однородного распределения интенсивности в непрерывном CO₂-лазере с фазоступенчатым зеркалом

О.В.Гурин, В.А.Епишин, В.А.Маслов, И.М.Милитинский, В.А.Свич, А.Н.Топков

Исследован способ получения негауссовых световых пучков с равномерным пространственным распределением интенсивности, основанный на выполнении одного из отражателей обобщенного конфокального резонатора в виде маски с дискретно расположенными фазосдвигающими неоднородностями. Теоретически и экспериментально подтверждено существование таких пучков на выходе CO₂-лазера с неоднородным фазоступенчатым зеркалом.

Ключевые слова: CO₂-лазер, одномодовый режим, пространственный профиль пучка излучения.

1. Введение

Для многих применений необходимым является заданная форма пространственного распределения одномодового выходного пучка, отличающаяся от известных распределений мод квазиоптических резонаторов. Например, часто требуется равномерное распределение амплитуды поля на выходном зеркале резонатора или в заданной плоскости вне резонатора. Такого рода задачи возникают при разработке технологических лазеров, лазеров для медицины и локации, при создании СВЧ полупроводниковых квазиоптических генераторов и других приборов миллиметрового диапазона [1–4].

Фаза оптического излучения является одним из параметров, позволяющих управлять пространственной модуляцией волнового фронта с целью получения заданного профиля интенсивности [5–8]. Формирование световых пучков с заданным распределением поля тесно связано с необходимостью получения одномодового излучения. В [9] описан способ выделения чистых поперечных мод лазера при помощи фазосдвигающей маски, расположенной по узловым линиям выделяемой моды на одном из зеркал оптического резонатора. Этот способ по сравнению с известным методом поглощающей маски позволяет усилить дискриминацию мод или уменьшить потери выделяемой моды при сохранении прежней степени дискриминации. В [10] для увеличения выходной мощности одномодового лазера предложено использовать устойчивые резонаторы, эквивалентные конфокальному и содержащие положительную линзу между зеркалами, – обобщенные конфокальные резонаторы (ОКР). Наиболее селективными среди них являются симметричные резонаторы, удовлетворяющие условию $(1 - L/2R) \times (1 - L/F) + L/R = 0$, где R – радиус кривизны зеркал, F – фокусное расстояние линзы, L – длина резонатора.

Для обеспечения одномодового режима генерации с заданным распределением поля в [11] предложен внутри-

резонаторный метод, отличающийся от известных методов несложной модификацией резонатора и малыми дополнительными потерями энергии. Метод [11] основан на том, что один из отражателей содержит дискретно расположенные поглощающие или рассеивающие неоднородности, находящиеся в тех областях, где обращается в нуль фурье-преобразование функции, характеризующей требуемое распределение поля. В [12] теоретически и экспериментально подтверждено возникновение негауссовых световых пучков с равномерным распределением интенсивности на выходе CO₂-лазера с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом. Модификации этого метода были также предложены в [13] и экспериментально реализованы для Nd:YAG-лазера в [14].

В настоящей работе определены конфигурация ОКР и геометрические параметры его фазоступенчатого зеркала (ФСЗ), позволяющие получить моду с однородным профилем распределения интенсивности на выходе CO₂-лазера. Существование такой моды подтверждено результатами численного решения на ЭВМ системы интегральных уравнений для ОКР с неоднородным ФСЗ при его различных геометрических параметрах и экспериментальными исследованиями CO₂-лазера с предложенным резонатором.

2. Теоретические соотношения

Схема рассматриваемого резонатора представлена на рис.1. Он состоит из двух круглых плоских зеркал с радиусами a_1 и a_2 и коэффициентами отражения T_1 и T_2 . Внутри резонатора расположен фазовый корректор в виде тонкой положительной линзы с фокусным расстоянием F . Расстояния от фазового корректора до зеркал L_1 и L_2 выбраны примерно равными F . Распределение поля на зеркалах можно представить в виде

$$U_{nm}(r, \varphi) = E_{nm}(r) \exp(in\varphi),$$

где n и m – целочисленные угловой и радиальные индексы; r, φ – полярные координаты.

Задача о собственных колебаниях в несимметричном резонаторе сводится к следующей системе интегральных уравнений:

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Украина, 61077 Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 15 сентября 2000 г., после доработки – 2 апреля 2001 г.

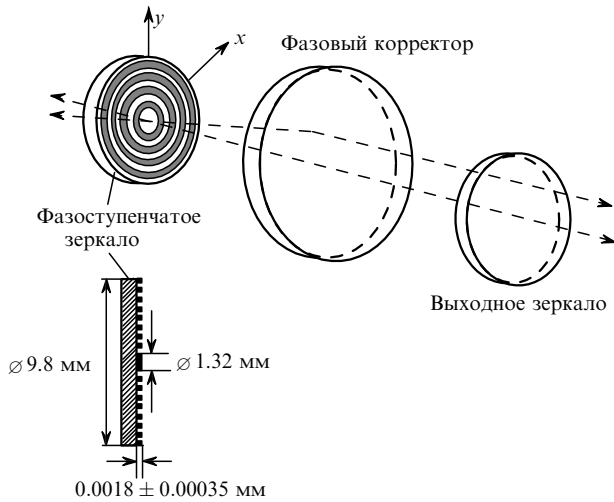


Рис.1. Схема обобщенного конфокального резонатора с фазоступенчатым зеркалом.

$$\int_0^1 E_{nm}^{(p)}(\rho_p) T_p(\rho_p) K(\rho_p, \rho_l) \rho_p d\rho_p = \alpha_{nm}^{(l)} E_{nm}^{(l)}(\rho_l). \quad (1)$$

Здесь и далее $p = 1, 2$ – номер отражателя; $l = 3 - p$; $\rho_{p,l} = r_{p,l}/a_{p,l}$. Постоянные $\alpha_{nm}^{(l)}$ симметризируют уравнения. Физический смысл имеет их произведение, модуль и аргумент которого равны коэффициенту уменьшения амплитуды и дополнительному набегу фазы электромагнитной волны за время кругового обхода резонатора. Ядра интегральных уравнений (1) записываются следующим образом:

$$K(\rho_p, \rho_l) = (-i)^{n+1} \eta_{pl} B_{pl} J_n(B_{pl} \rho_p \rho_l) \times \exp \left\{ i\pi \left[N_p \rho_p^2 \left(1 - \frac{N_p}{N_{0p} Z_{pl}} \right) + N_l \rho_l^2 \left(1 - \frac{N_l}{N_{0l} Z_{pl}} \right) \right] \right\},$$

где

$$\eta_{pl} = \frac{a_p}{a_l}; \quad B_{pl} = \frac{2\pi N_p N_l \eta_{pl}}{N_{0p} Z_{pl}}; \quad N_{p(l)} = \frac{a_{p(l)}^2}{\lambda L_{p(l)}}; \\ N_{0p} = \frac{a_p^2}{\lambda F}; \quad Z_{pl} = \frac{1 - \gamma_p \gamma_l}{(1 - \gamma_p)(1 - \gamma_l)}; \quad \gamma_{p(l)} = 1 - \frac{L_{p(l)}}{F};$$

J_n – функция Бесселя первого рода n -го порядка.

Пусть распределение амплитуды поля на одном из зеркал описывается круговой функцией

$$\text{circ } \rho = \begin{cases} 1, & \rho \leq 1, \\ 0, & \rho > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Подставив (2) в (1) и используя терминологию фурье-оптики [15], перепишем (1) в виде

$$\mathcal{F} \{ (\text{circ } \rho_p) T_p(\rho_p) K(\rho_p, \rho_l) \rho_p \} = \alpha_{nm}^{(l)} E_{nm}^{(l)}(\rho_l), \quad (3)$$

где \mathcal{F} – символ преобразования Фурье для функции, находящейся в фигурных скобках. Фурье-образ распределения поля (2) в случае бесконечного фазового корректора с точностью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид функции

$$\text{somb } G = \frac{2J_1(\pi G)}{\pi G}, \quad (4)$$

где $G = 2N_{pl}\rho_l$; $N_{pl} = a_p a_l / [\lambda F(1 - \gamma_p \gamma_l)]$ – число Френеля.

При расположении фазосдвигающих участков на одном из зеркал таким образом, что $\rho_l = v_{1g}/(2\pi N_{pl})$ (v_{1g} – корни функции J_1 ; $g = 1, 2, 3, \dots$) и учета возможности выделения поперечных мод при помощи фазосдвигающих масок [9] можно ожидать, что решением системы (1) будут функции, описывающие распределения поля на зеркалах, близкие к следующим аналитическим формам:

$$E_{nm}^{(p)}(\rho_p) = \text{circ } \rho_p, \quad E_{nm}^{(l)}(\rho_l) = \text{somb } \rho_l. \quad (5)$$

Поскольку $E_{nm}^{(p)}$ является фурье-преобразованием $E_{nm}^{(l)}$ и наоборот, тип колебаний, соответствующий таким распределениям, можно определить как фурье-моду.

Интегральные уравнения (1) решались на ЭВМ для симметричных резонаторов ($a_1 = a_2 = a$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$) матричным методом, предложенным в [16]. Исследовались зависимости амплитудных распределений полей и потерь энергии мод от числа Френеля резонатора N_{pl} , числа и размеров фазосдвигающих участков, фазового сдвига на этих участках. Основные результаты приведены в [17].

3. Экспериментальная установка и геометрические параметры ФСЗ

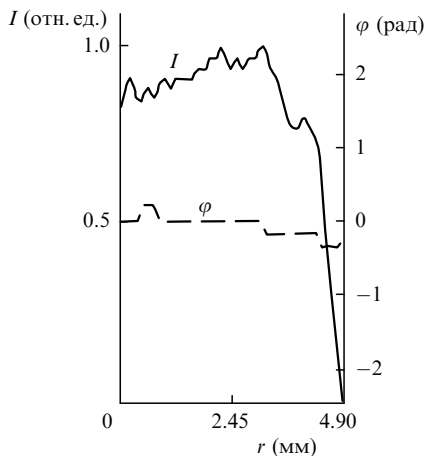
Экспериментальные исследования проводились на установке, подробно описанной в [12]. Отличие заключалось в способе накачки CO₂-лазера, которая осуществлялась продольным разрядом при постоянном токе. Напряжение питания (~3 кВ) подавалось на два кольцевых электрода из нержавеющей стали шириной 20 мм, расположенных вплотную к внутренней стенке лазерной трубки. Длина разрядного промежутка составляла 360 мм. CO₂-лазер работал в режиме медленной прокачки газовой смеси (CO₂:N₂:He:Xe = 1:1:4:0.25) при ее давлении 8 мм рт. ст.

Резонатор лазера был образован двумя плоскими круглыми зеркалами, радиусы которых равны 4.9 мм, и сферическим фазовым корректором – зеркалом радиусом 15 мм с фокусным расстоянием 500 мм. Лазерное излучение выводилось через плоское полупрозрачное германиевое зеркало с коэффициентом пропускания ~6.5%. Роль глухого отражателя выполняло либо плоское однородное алюминиевое зеркало на стеклянной подложке, либо плоское неоднородное алюминиевое ФСЗ.

ФСЗ изготовлено методом фотолитографии – нанесением алюминиевого покрытия специального профиля на подложку из нержавеющей стали. Рабочая поверхность зеркала представляет собой пространственный фазовый фильтр, состоящий из определенным образом подобранной последовательности чередующихся колец, которые обладают одинаковым коэффициентом отражения на всей поверхности зеркала, но различной кусочно-постоянной фазой. Фазосдвигающие участки зеркала выполнялись в виде канавок заданной глубины. Геометрия ФСЗ и размеры фазосдвигающих канавок выбирались на основании проведенных ранее расчетов для $\lambda = 10.6$ мкм [17].

Табл.1.

№	Ширина канавки		Ширина кольца	
	в ед. λ	(мм)	в ед. λ	(мм)
1	14.15	0.15	38.68	0.41
2	14.15	0.15	36.79	0.39
3	14.15	0.15	36.79	0.39
4	14.15	0.15	36.79	0.39
5	14.15	0.15	36.79	0.39
6	14.15	0.15	36.79	0.39
7	14.15	0.15	36.79	0.39
8	14.15	0.15	27.36	0.29

Рис.2. Расчетные распределения интенсивности поля I и фазы φ на выходном зеркале CO₂-лазера.

Профиль отражателя, используемого в экспериментальной установке и расчетной модели, показан на рис.1. Диаметр рабочей поверхности ФСЗ равен 9.8 мм, а центрального отражающего участка – 1.32 мм. Ширины фазосдвигающих канавок и отражающих колец (номера колец и канавок отсчитываются от центра зеркала) приведены в табл.1. Глубина фазосдвигающих канавок лежит в пределах 1.8 ± 0.35 мкм, т.е. $(0.17 \pm 0.033)\lambda$, а соответствующий ей фазовый сдвиг составляет $122.26 \pm 23.8^\circ$. Расчет распределений интенсивности и фазы на выходном зеркале исследуемого лазерного резонатора

производился с помощью уравнения (1), в которое подставлялись параметры ФСЗ из табл.1.

4. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Для снятия частотного вырождения [18] геометрия лазерного резонатора была выбрана отличной от конфокальной ($\gamma = -0.01$). Расчетные распределения интенсивности поля и фазы на выходном зеркале CO₂-лазера, имеющего указанную конфигурацию резонатора и содержащего ФСЗ, параметры которого приведены в табл.1, показаны на рис.2. Нормированная абсолютная мера различия между функцией вида $\text{sigc } \rho$ и профилем интенсивности поля U_1 на выходном зеркале, определяемая как [19]

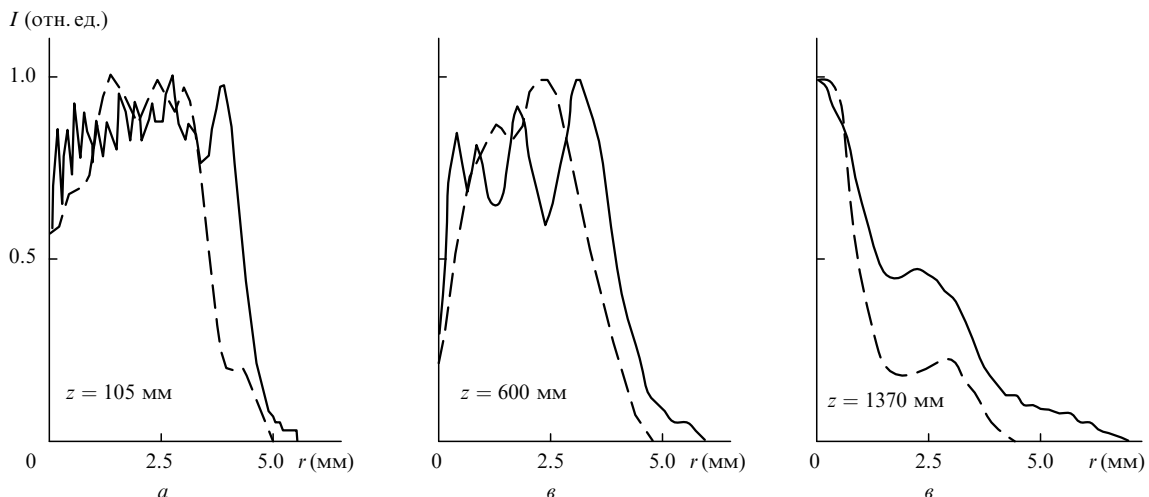
$$\Pi = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M |1 - |U_1(\rho_k)|^2|$$

(M – число точек дискретного задания функции U_1), не превышает 15 %.

Из-за невозможности измерения распределения интенсивности поля непосредственно на выходном зеркале, связанной с конструктивными особенностями CO₂-лазера, экспериментальные распределения выходного пучка записывались на различных расстояниях $z = 105, 600$ и 1370 мм от однородного полупрозрачного зеркала, удовлетворяющих условию зоны Френеля. Экспериментальные и соответствующие им расчетные распределения интенсивности в указанных сечениях приведены на рис.3.

Полученные результаты позволяют рассмотреть динамику поведения выходного пучка и более обоснованно провести сравнение экспериментальных результатов с численными расчетами. Видно, что радиальные профили интенсивности излучения, снятые экспериментально, близки к соответствующим им расчетным профилям как по форме, так и по радиусу пучка (на уровне e^{-2}).

Для подтверждения получения одномодового режима работы CO₂-лазера с радиальным профилем интенсивности выходного излучения, близким к функции $\text{sigc } \rho$, экспериментально и численно исследовались поперечные распределения интенсивности поля в фокальной плоскости фазовых корректоров. В качестве фазовых корректо-

Рис.3. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (штриховые кривые) радиальные распределения интенсивности выходного излучения CO₂-лазера на различных расстояниях z от однородного полупрозрачного зеркала.

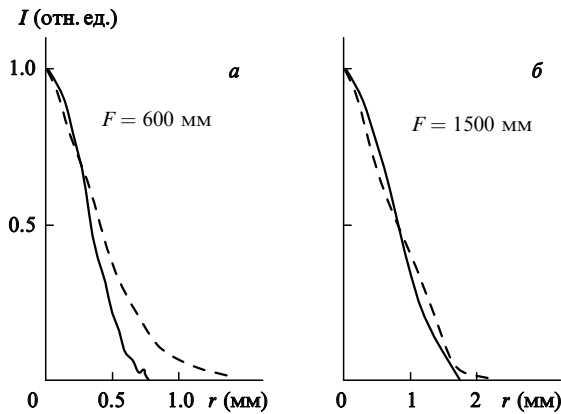


Рис.4. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (штриховые кривые) распределения интенсивности в фокусе разных фазовых корректоров.

ров использовались сферические зеркала с радиусами кривизны $R = 1200$ и 3000 мм. Зеркала устанавливались на фокусных расстояниях от выходного зеркала лазера под небольшим ($\sim 5^\circ$) углом к падающему излучению.

В фокусе расположенных таким образом зеркал записывались радиальные профили пучка излучения. Исходя из фурье-оптики [15], в случае формирования на выходном зеркале лазера распределения, близкого к функции $\text{sinc } \rho$, в фокальной плоскости фазового корректора будет наблюдаться распределение поля, близкое к функции $\text{somb } \rho$. Полученные экспериментальные и расчетные профили распределений интенсивности для указанных фазовых корректоров показаны на рис.4.

Следует отметить хорошую фокусировку исследуемого лазерного пучка, что подтверждает одномодовый характер излучения. Радиусы пучков на уровне 0.5, измеренные в ходе эксперимента и полученные расчетным путем, совпадают. Увеличение ширины сфокусированного пучка на уровне e^{-2} для фазового корректора с $R = 1200$ мм в эксперименте связано с несовершенством системы регистрации (диаметр чувствительной части приемника, зондирующего пучок, равнялся 0.5 мм).

При перестройке длины резонатора исследуемого CO_2 -лазера на $\lambda/2$ в его спектре наблюдалось 6 линий генерации на $10P$ ветви (14, 16, 18, 20, 22, 24). Идентификация линий генерации проведена с использованием спектроанализатора на основе дифракционной решетки типа эшелетт, построенного по схеме Эберта [20]. Следует отметить, что радиальные профили интенсивности для всех указанных линий генерации, снятые на одних и тех же расстояниях от выходного зеркала лазера, практически не различаются. Это указывает на широкополосность используемого ФСЗ. Кроме основной моды (фурье-моды), других поперечных мод в спектре излучения лазера при перестройке его резонатора не наблюдалось.

Расчетные дифракционные потери за круговой проход ($\Delta_{nm} = 1 - |\alpha_{nm}|^2$) основной моды в исследуемом

лазерном резонаторе составляют 4.5%. Без оптимизации прозрачности выходного зеркала мощность CO_2 -лазера на линии $10P(20)$ с исследуемым ФСЗ составила 0.63 Вт в одномодовом режиме, а с однородными плоскими зеркалами такого же диаметра в многомодовом режиме – 1.5 Вт. В случае однородных плоских отражателей, когда выходное зеркало диафрагмировалось до 2 мм, при перестройке резонатора наблюдались две моды генерации с распределениями поля, характерными для мод TEM_{00q} и TEM_{01q} открытого резонатора. При этом выходная мощность лазера на моде TEM_{00q} составила 0.5 Вт.

Таким образом, проведенные экспериментальные и теоретические исследования подтвердили перспективность использования предложенного внутррезонаторного фазового метода пространственной фильтрации для создания одномодовых лазеров с однородным выходным излучением. При этом вариацией геометрических размеров резонатора и конфигурации его неоднородного зеркала можно достигнуть экстремально низких дифракционных потерь.

1. Сухоруков А.П., Трофимов В.А. *Проблемы управления пространственной структурой световых пучков* (Итоги науки и техники. Сер. Управление пространственной структурой оптического излучения. М., ВИНТИ, 1990, т.1, с.71).
2. *Промышленное применение лазеров*. Под ред. Г.Кебнера (М., Машиностроение, 1988).
3. Veldkamp W.V., Kastner C.J. *Appl. Optics*, **21**, 345 (1982).
4. Шестопапов В.П. *Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники* (Киев, Наукова думка, 1985, т.2).
5. Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И. *Управляемые оптические системы* (М., Наука, 1988).
6. Van Neste R., Pare C., Lachance R.L., Belanger P.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2663 (1994).
7. Leger J.R., Chen D., Wang Z. *Optics Letts*, **19**, 108 (1994).
8. Завалов Ю.Н., Капцов Л.Н., Кудряшов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **27**, 57 (1999).
9. Кольченко А.П., Никитенко А.Г., Троицкий Ю.В. *Квантовая электроника*, **7**, 1756 (1980).
10. Вахитов Н.Г., Исаев М.П., Кушнир В.Р., Шариф Г.А. *Квантовая электроника*, **14**, 1633 (1987).
11. Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М., Юндев Д.Н. Патент РФ № 2025006 от 21.06.91; *Изобретения*, № 23, 171 (1994).
12. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М., Свич В.А., Топков А.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 424 (1998).
13. Barthelemy A., Colommeau V., Vampoutle M. France Patent № 2660492 (1991).
14. Kermene V., Saviot A., Vampuille M. et al. *Optics Letts*, **17**, 859 (1992).
15. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М., Мир, 1970).
16. Sanderson R.L., Streifer W. *Appl. Optics*, **8**, 131 (1969).
17. Гурин О.В., Маслов В.А., Милитинский И.М., Свич В.А., Топков А.Н. В сб. *Радиофизика и электроника* (Харьков, Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 1999, с.11).
18. *Техника субмиллиметровых волн*. Под ред. Р.А.Валитова (М., Сов.радио, 1969).
19. Хермен Г. *Восстановление изображений по проекциям* (М., Мир, 1983).
20. Малышев В.И. *Введение в экспериментальную спектроскопию* (М., Наука, 1979).