

Волноводный субмиллиметровый лазер с однородным выходным пучком

А.В.Володенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков

Описан способ получения негауссовых световых пучков с равномерным профилем интенсивности, основанный на использовании комбинированного волноводного квазиоптического резонатора, включающего в себя обобщенный конфокальный резонатор с неоднородным зеркалом с дискретно расположенными на его поверхности поглощающими неоднородностями и полый диэлектрический волновод, размеры которого удовлетворяют условиям самоизображения в нем однородного поля. Теоретически и экспериментально подтверждено существование квазиоднородных пучков на выходе оптически накачиваемого волноводного CH_3OH -лазера ($\lambda = 0.1188$ мм) с амплитудно-ступенчатым зеркалом.

Ключевые слова: CH_3OH -лазер, волноводный резонатор, формирование пучка, одномодовый режим.

1. Введение

Волноводные газовые лазеры находят широкое применение в различных областях науки и техники [1]. Существует ряд научных и прикладных задач, где использование лазерных пучков с гауссовым профилем, формирующихся в резонаторах с обычными плоскими или сферическими зеркалами, не является оптимальным. При применении лазеров в технологиях поверхностной обработки материалов, для отжига дефектов полупроводников, литографии, локации, в системах оптоэлектронной обработки информации и в медицине желательно использовать однородные выходные пучки, т. е. пучки с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении, резко спадающим на краях апертуры. Для практической реализации предложены сверхмногомодовые [2], уплощенные гауссовы [3] и супергауссовы профили интенсивности излучения [4].

Заданный профиль распределения интенсивности выходного пучка в лазерных системах получают, используя как внешнерезонаторные, так и внутриволноводные методы [5]. В волноводных газовых лазерах применяются комбинированные квазиоптические резонаторы, содержащие многомодовые сверхразмерные волноводы и участки свободного пространства. Поэтому методы формирования выходных пучков заданного профиля в таких лазерах должны основываться на тщательном выборе геометрических параметров и согласовании полых волноводов и участков свободного пространства для осуществления когерентного суммирования поперечных мод волноводного типа [6].

В работе [7] описан субмиллиметровый (СММ) компактный лазер, выполненный на основе свернутого с

помощью системы поворотных зеркал (СПЗ) волноводного резонатора. СПЗ аналогична схеме открытого обобщенного конфокального резонатора (ОКР) [8], которая позволила увеличить его селективность по отношению к основной моде и получить на выходе твердотельных и газовых ИК лазеров однородный выходной пучок [9–11]. В работах [12, 13] показана возможность неискаженной передачи волновых полей по многомодовым волноводам определенных размеров – полигармоническим волноводам.

Используя данные подходы к построению лазерных резонаторов, можно реализовать новый метод получения выходного равномерного профиля интенсивности излучения в волноводном лазере на основе комбинированного резонатора, включающего в себя ОКР с неоднородным зеркалом и полигармонический волновод. Цель настоящей работы – создание экспериментального образца одномодового волноводного СММ лазера с однородным выходным пучком на основе такого резонатора.

2. Теоретические соотношения

Теоретическое рассмотрение основано на методах собственных колебаний и фурье-оптики [14, 15]. Процесс формирования резонаторных типов колебаний описывается как интерференция распространяющихся навстречу друг другу по волноводу и на участках свободного пространства волновых пучков, отражаемых рефлекторами. Наличие фазовых корректоров и неоднородностей на зеркалах опишем с помощью функций амплитудно-фазовой коррекции [16]. Обоснуем предлагаемый принцип формирования моды с равномерным распределением интенсивности на выходном зеркале (фурье-мода) на примере резонатора с азимутально-симметричными круговыми отражателями.

Схема рассматриваемого резонатора представлена на рис.1. Резонатор содержит круглые диэлектрические волноводы I, I' радиусом a_1 и длиной L , закороченные с одного торца плоскими отражателями 2 и 3 с центральными отверстиями связи радиусами a_4 и a_5 соответ-

А.В.Володенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков. Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, радиофизический факультет, Украина, 61077 Харьков, пл. Свободы, 4; e-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 6 июня 2006 г., после доработки – 13 июля 2006 г.

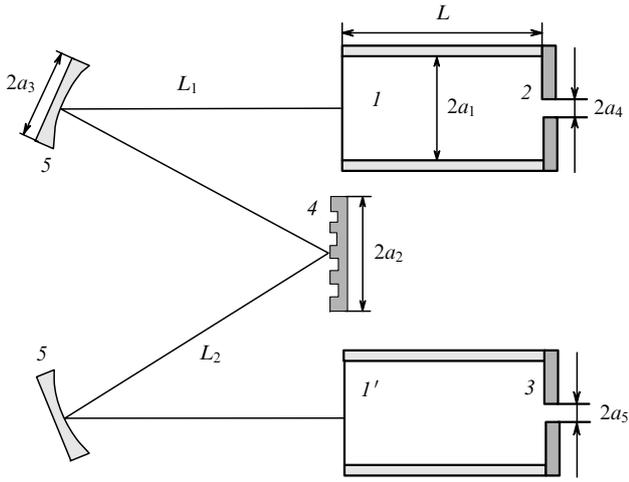


Рис.1. Схема волноводного квазиоптического резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом: I, I' – полые диэлектрические волноводы; 2, 3 – плоские отражатели с отверстиями связи; 4 – зеркало с амплитудным пространственным фильтром; 5 – квадратичные фазовые корректоры.

венно и оптически связанные между собой СПЗ через другой торец. Размеры волноводов должны отвечать условиям самоизображения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с супергауссовым распределением амплитуды поля. Эти условия получены в [17]. СПЗ состоит из плоского неоднородного зеркала 4 радиусом a_2 с амплитудным пространственным фильтром, расположенного на расстоянии L_2 от двух сферических зеркал 5 радиусом a_3 , находящихся на расстоянии L_1 от торцов волноводов. Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, что выполняются условие квазиоптического приближения $ka_i \gg 1$ (где $i = 1 - 5$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны) и условие параксиальности $k_{||} \gg k_{\perp}$ (продольное волновое число намного больше поперечного). Сферические зеркала будем считать аксиально-симметричными квадратичными фазовыми корректорами с фокусным расстоянием F .

Применяя методику, изложенную в [18, 19], задачу о собственных колебаниях в рассматриваемом резонаторе сводим к следующей системе интегральных уравнений:

$$\alpha C_g = \exp(i\gamma_g L) \sum_m \sum_n \sum_l \sum_p C_m B_{nm} D_{lp} b_{nl} b_{gp} \times \exp[iL(\gamma_n + \gamma_l + \gamma_p)], \quad g, l, m, n, p = 1, \dots, M. \quad (1)$$

Здесь C_g – коэффициенты разложения по M модам волноводной лазерной трубки искомыми функциями распределения комплексных амплитуд различных типов колебаний на поверхности выходного, например плоского, отражателя 2; α – искомые собственные значения системы уравнений (1), определяющие потери энергии исследуемых мод за круговой обход резонатора $\delta_r = 1 - |\alpha|^2$ и их дополнительный к геометрооптическому фазовый набег $\arg \alpha$; γ_i – постоянные распространения волноводных мод [20];

$$B_{mn} = \int_0^1 U_m(\rho_1) U_n(\rho_1) F_2(\rho_1) \rho_1 d\rho_1;$$

$$D_{lp} = \int_0^1 U_l(\rho'_1) U_p(\rho'_1) F_3(\rho'_1) \rho'_1 d\rho'_1;$$

U_i – ортонормированные функции распределения комплексных амплитуд волноводных мод лазерной трубки [18]; $\rho_1 = r_1/a_1$ – безразмерная радиальная координата для волновода I ; ρ'_1 – безразмерная радиальная координата для волновода I' ;

$$F_2(\rho_1) = \begin{cases} 1, & d_4 \leq \rho_1 \leq 1, \\ 0, & 0 \leq \rho_1 < d_4, \end{cases} \quad F_3(\rho'_1) = \begin{cases} 1, & d_5 \leq \rho'_1 \leq 1, \\ 0, & 0 \leq \rho'_1 < d_5 \end{cases}$$

– функции амплитудно-фазовой коррекции плоских зеркал 2 и 3; $d_4 = a_4/a_1$; $d_5 = a_5/a_1$;

$$b_{ij} = \int_0^1 U_i(\rho_1) Q_j(\rho_1) \rho_1 d\rho_1;$$

$$Q_j(\rho_1) = \int_0^1 Q^{(0)}(\rho_1, \rho'_1) U_j(\rho'_1) \rho'_1 d\rho'_1;$$

$$Q^{(0)}(\rho_1, \rho'_1) = \frac{N_1 N_2}{(1 - G_1)(1 - G_2)}$$

$$\times \int_0^1 Q(\rho_1, \rho_2) Q(\rho_2, \rho'_1) T(\rho_2) \rho_2 d\rho_2;$$

$$Q(\rho_1, \rho_2) = -4\pi^2 N_0 \exp[ik(L_1 + L_2)] \exp[i\pi(N_1 \rho_1^2 + N_2 \rho_2^2)]$$

$$\times \int_0^1 \exp[i\pi(N_0 Z \rho_3^2)] J_0(2\pi N_1 \xi_1 \rho_1 \rho_3) J_0(2\pi N_2 \xi_2 \rho_2 \rho_3) \rho_3 d\rho_3;$$

$$Q(\rho_2, \rho'_1) = -4\pi^2 N_0 \exp[ik(L_1 + L_2)] \exp[i\pi(N_2 \rho_2^2 + N_1 \rho_1'^2)]$$

$$\times \int_0^1 \exp[i\pi(N_0 Z \rho_3^2)] J_0(2\pi N_1 \xi_1 \rho_2 \rho_3) J_0(2\pi N_2 \xi_2 \rho_1' \rho_3) \rho_3 d\rho_3;$$

J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $T(\rho_2)$ – функция амплитудной коррекции неоднородного зеркала; $\rho_2 = r_2/a_2$ и $\rho_3 = r_3/a_3$ – безразмерные радиальные координаты неоднородного зеркала и фазовых корректоров соответственно;

$$N_{1,2} = \frac{a_{1,2}^2}{\lambda L_{1,2}}; \quad N_0 = \frac{a_3^2}{\lambda F}; \quad \xi_{1,2} = \frac{a_3}{a_{1,2}};$$

$$G_{1,2} = 1 - \frac{L_{1,2}}{F}; \quad Z = \frac{1 - G_1 G_2}{(1 - G_1)(1 - G_2)}.$$

Пусть распределение комплексной амплитуды компоненты поля на выходном зеркале 2 волноводного квазиоптического резонатора и, следовательно, на торце полигармонического волновода, обращенного к фазовому корректору, описывается круговой функцией

$$\text{circ } \rho_1 = \begin{cases} 1, & \rho_1 \leq 1, \\ 0, & \rho_1 > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Преобразование Фурье – Бесселя этой функции в случае бесконечно протяженного фазового корректора с точно-

стью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид [15]

$$\text{somb } \Theta = \frac{2J_1(\pi\theta)}{\pi\theta}, \quad (3)$$

где $\Theta = 2N_{12}\rho_2$; $N_{12} = a_1a_2/[\lambda F(1 - G_1G_2)]$ – число Френеля ОКР.

Расположив поглощающие элементы на неоднородном зеркале 4 резонатора таким образом, что $\rho_{2\chi} = v_{1\chi}/(2\pi N_{12})$ (где $v_{1\chi}$ – корни уравнения $J_1(v_{1\chi}) = 0$, $\chi = 1, 2, 3, \dots$), и учитывая возможность выделения поперечных мод при помощи вышеуказанных элементов [21], можно ожидать, что решением системы (1) будут функции, близкие к аналитическим формам (2), (3). При этом поперечные размеры однородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

Решение системы (1) возможно только на ЭВМ. Оно проводилось матричным методом [22] с помощью модифицированного алгоритма Рунгисхаузера. Имеются три независимых вида решений системы (1): для гибридных (EH_{nm}), поперечных электрических (TE_{0m}) и магнитных (TM_{0m}) мод, где n и m – азимутальный и радиальный индексы мод соответственно. Результаты расчетов, приведенные ниже, относятся к практически важным модам из класса осесимметричных EH_{1m} -мод, которые при $m \leq (a_1/\lambda)^{1/2}$ [23] имеют линейную поляризацию поля и комплексные амплитуды, описываемые составляющими полную систему ортонормированными функциями $U_m(\rho_1) = \sqrt{2}J_0(Y_m\rho_1)/J_1(Y_m)$ [18], где J_0, J_1 – функции Бесселя первого рода; Y_m – корни уравнения $J_0(Y_m) = 0$. Постоянные распространения этих мод [20]

$$\gamma_m \approx k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Y_m\lambda}{2\pi a_1} \right)^2 \left(1 - \frac{iv_1\lambda}{\pi a_1} \right) \right],$$

где $v_1 = 0.5(v^2 + 1)/(v^2 - 1)^{1/2}$; v – показатель преломления стенки волновода.

3. Экспериментальная установка

Структурная схема оптически накачиваемого СММ лазера и экспериментальной установки для его исследования приведена на рис.2. Для накачки СММ лазера используется CO_2 -лазер с разрядом постоянного тока. Частота излучения лазера перестраивалась в пределах Р- и R-ветвей с помощью эшелета. Конструкция лазера подробно описана в [24]. Его особенностью является расположение эшелета непосредственно в разрядной полости, что позволяет убрать из резонатора лазера дополнительный элемент (окно Брюстера) и повысить выходную мощность лазера и ее стабильность. Лазер работает в режиме медленной прокачки рабочей смеси состава $CO_2:N_2:He:Xe = 1:1:4:0.25$. Поворотом эшелета δ лазер можно настроить на любую из 80 линий Р- и R-ветвей в диапазоне длин волн 9.2 – 10.6 мкм. Зеркало резонатора 3 закреплено на пьезокорректоре 4, что обеспечивает возможность плавной перестройки частоты в границах контура усиления с помощью источника постоянного тока 5. Исходная мощность лазера составляет не менее 15 Вт на любой линии Р- и R-ветвей. С помощью плоского зеркала 11 и сферического (с радиусом кривизны 500 мм) зеркала 12 излучение CO_2 -лазера фокусируется на отверстии связи резонатора СММ ячейки.

СММ ячейка представляет собой вакуумную камеру, изготовленную из стеклянной трубы с внутренним диа-

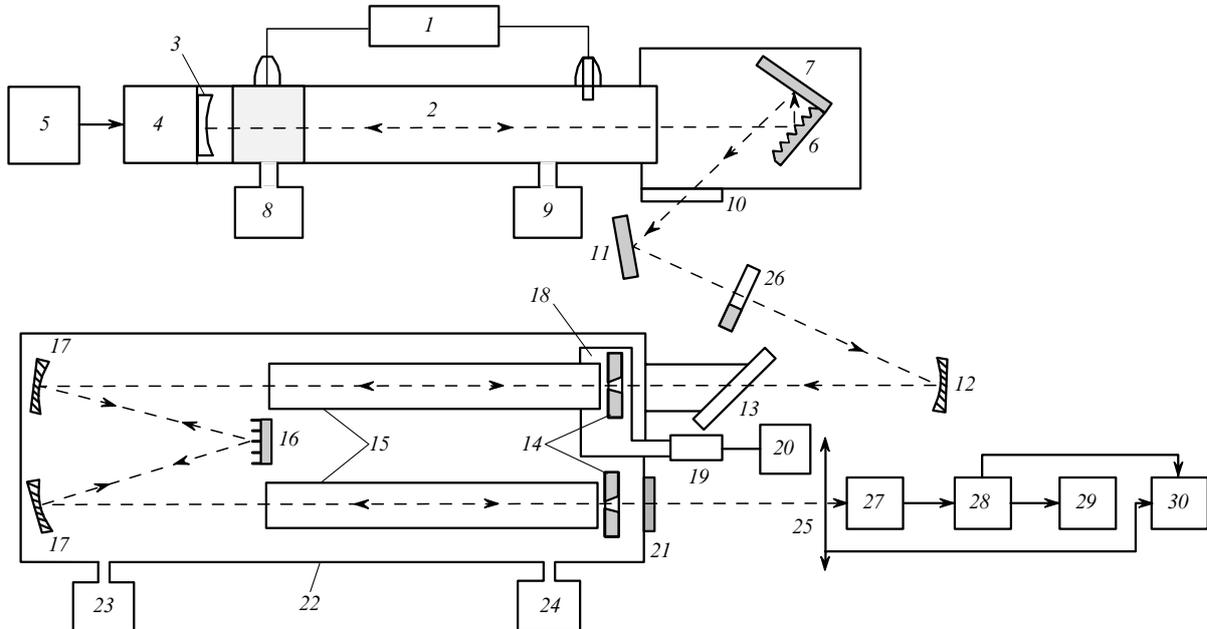


Рис.2. Структурная схема СММ лазера с амплитудно-ступенчатым зеркалом:

1 – высоковольтный источник питания CO_2 -лазера; 2 – разрядная трубка; 3 – сферическое зеркало; 4 – пьезоэлемент; 5 – источник напряжения постоянного тока; 6 – дифракционная решетка; 7 – уголкового отражатель; 8 – система откачки CO_2 -лазера; 9 – система напуска рабочей смеси CO_2 -лазера; 10, 13 – пластины из NaCl; 11 – плоское зеркало; 12 – сферическое зеркало; 14 – зеркала с отверстиями связи; 15 – кварцевые волноводы; 16 – амплитудно-ступенчатое зеркало; 17 – сферические зеркала СПЗ; 18 – устройство перемещения зеркала резонатора; 19 – микрометрический винт; 20 – электродвигатель; 21 – кварцевая пластина; 22 – вакуумный объем; 23 – система откачки СММ ячейки; 24 – система напуска рабочего газа в СММ ячейку; 25 – устройство азимутального перемещения приемника; 26 – механический модулятор; 27 – приемник СММ излучения; 28 – усилитель; 29 – осциллограф; 30 – самописец.

метром 80 мм и длиной 610 мм. Резонатор образован двумя кварцевыми волноводами 15 диаметром 9.6 мм и длиной 470 мм. Длина волноводов $L \approx 2.4 a_1^2 / \lambda$ выбрана соответствующей условиям самоизображения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с супергауссовым распределением амплитуды поля [17]. Фазовыми корректорами, выполняющими роль элементов фурье-преобразователя в расчетной модели лазерного резонатора, являются два сферических зеркала 17 диаметром 40 мм с фокусным расстоянием 80 мм. Для снятия частотного вырождения резонаторных мод [25] фазовые корректоры расположены на расстояниях от торцов волноводов и зеркала 16, примерно равных их фокусным расстояниям ($G_1 = G_2 = -0.01$). В качестве зеркала 16 в эксперименте использовались плоское стеклянное зеркало диаметром 12 мм с алюминиевым покрытием и алюминиевое неоднородное амплитудно-ступенчатое зеркало такого же диаметра. Оно выполняет также роль поворотного зеркала в СПЗ (17, 16, 17). Параметры неоднородного зеркала предварительно рассчитывались с использованием уравнения (1), и после его изготовления измеренные ширины отражающих колец и поглощающих канавок вновь подставлялись в уравнение (1) и проводился расчет характеристик мод для реальной модели резонатора.

Неоднородное зеркало в виде чередующихся отражающих колец и поглощающих излучение канавок было изготовлено механическим способом с помощью специального резца. Поглощающие канавки протачивались резцом на глубину ~ 0.2 мм (1.68λ) под углом 30° к плоскости отражающей поверхности зеркала. Это обеспечивало вывод отраженных от поверхности канавок лучей из резонатора лазера, что аналогично практически полному поглощению излучения на этих участках зеркала. Измеренный диаметр центрального отражающего участка зеркала равен 2.52 ± 0.01 мм ($21.21\lambda \pm 0.08\lambda$). Ширины отражающих колец и следующих за ними поглощающих канавок приведены в табл. 1.

Табл. 1.

N	Ширина кольца		Ширина канавки	
	(в ед. λ)	(мм)	(в ед. λ)	(мм)
1	10.60	1.26	3.03	0.36
2	6.57	0.78	3.03	0.36

Примечание: N – порядковый номер расположения канавок и колец относительно центра зеркала.

Зеркала 14 резонатора – медные плоские с центральными отверстиями связи диаметром 2 мм. Проведенные расчеты показали, что при таких диаметрах отверстий связи поле на зеркалах 14 практически не отличается от поля на зеркалах без отверстий. Все элементы резонатора расположены на общей станине. На ней размещен механизм плоскопараллельного перемещения 18, на котором закреплено одно из зеркал 14. Перемещение зеркала осуществляется микрометрическим винтом 19, находящимся за пределами вакуумного объема. Предусмотрена возможность автоматического перемещения зеркала с помощью электродвигателя 20.

Системы откачки 23 и газонаполнения 24 обеспечивают возможность напуска выбранного рабочего вещества в СММ объем и поддержания оптимального давления для получения максимальной выходной мощности.

Система регистрации лазерного излучения состоит из приемника СММ излучения (пирозлектрический детектор) 27, усилителя 28 (типа У2-8), осциллографа 29 (типа С1-93) и самописца 30 (типа КСП 4). Приемник закреплен в механизме азимутального перемещения. При этом обеспечивалась временная синхронизация самописца с механизмами перемещения приемника или зеркала резонатора. Диаметр чувствительной площадки приемника был равен 2 мм. При исследовании спектра излучения лазера на приемник устанавливалась конусообразная насадка с входным диаметром 20 мм.

4. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Длина волны исследуемого СММ излучения λ составляла 0.1188 мм. Параметры активной среды в расчетах были приняты равными параметрам для оптически накачиваемого волноводного СН₃ОН-лазера с медленной прокачкой рабочей смеси. Коэффициент усиления слабого сигнала $g_0 = 0.64 \text{ м}^{-1}$, а интенсивность насыщения излучающего перехода $I_s = 0.0725 \text{ кВт/см}^2$ [26]. Материалом стенок волноводов служило кварцевое стекло с расчетным показателем преломления $n \approx 2.32 + i0.40$ на $\lambda = 0.1188$ мм [27].

Применяя методику, изложенную в [28, 29], проведем расчет выходной мощности P исследуемого лазера с использованием известного выражения Ригрода [30]

$$P = \frac{\delta_{\text{out}}}{\delta_t} I_s V \left[g_0 - 0.5 \frac{1}{(1 - \delta_t) L_d} \right], \quad (4)$$

где δ_{out} – потери на связь; V – модовый объем генерируемой резонаторной моды; L_d – длина усиливающего ряда; $\delta_t = \delta_r + \delta_h$ – суммарные потери энергии моды за круговой обход резонатора; δ_h – тепловые потери в отражателях. Модовый объем V лазерного пучка в резонаторе находился по формуле

$$V = 2\pi^2 \int_0^L \int_0^1 \frac{I(\rho, z)}{I_{\text{max}}(\rho, z)} a_z^2 \rho d\rho dz, \quad (5)$$

где $\rho = r/a_z$ – безразмерная радиальная координата для волноводных каналов и участков свободного пространства в резонаторе; $I(\rho, z)$ и $I_{\text{max}}(\rho, z)$ – текущее и максимальное значения интенсивности поля в различных поперечных сечениях резонатора соответственно; a_z – радиус этих сечений. Суммарные тепловые потери в отражателях резонатора приняты равными 10 %.

Расчитанная по соотношениям (4) и (5) выходная мощность P экспериментального образца волноводного СН₃ОН-лазера при использовании однородного зеркала 16 (рис. 2) равна 1.5 мВт при модовом объеме для низшей резонаторной моды $V = 60.1 \text{ см}^3$. При использовании амплитудно-ступенчатого зеркала 16 с приведенными в разд. 2 параметрами, оптимальными для получения однородного поля на выходном зеркале, расчетная выходная мощность экспериментального образца волноводного СН₃ОН-лазера составила 1 мВт при модовом объеме фурье-моды $V = 65.4 \text{ см}^3$. Измеренная мощность экспериментального образца лазера при использовании однородного зеркала 16 равна 0.7 мВт, а при использовании неоднородного зеркала 16 она составляет 0.5 мВт. Измерения проведены болометрическим измерителем

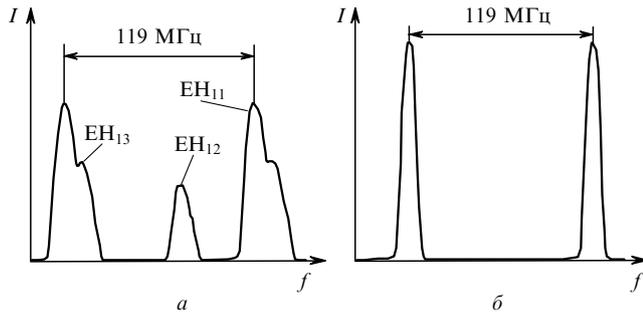


Рис.3. Перестроечные характеристики волноводного CH_3OH -лазера с однородным (а) и амплитудно-ступенчатым (б) зеркалами.

мощности типа БИМО-1. Некоторые различия в результатах расчетов и экспериментов можно объяснить отличиями принятых в расчетах характеристик активной среды (g_0, I_s) от реальных, а также отличиями использованных в расчете параметров волноводов (эллиптичность, шероховатость поверхности и т. д.) от экспериментальных и неучтенным в расчетах расположением в СПЗ фазовых корректоров под некоторыми углами к осям волноводов.

На рис.3 приведены полученные экспериментально перестроечные характеристики выходной интенсивности I излучения лазера в зависимости от изменения частоты резонатора f при использовании в качестве зеркала 16 однородного и амплитудно-ступенчатого зеркал. Из рис.3,а видно, что при перестройке длины резонатора лазера в случае применения однородного зеркала наблюдаются три низшие по потерям резонаторные EH_{1m} -моды. Как показали проведенные расчеты, потери этих мод за проход в данном случае составляют 27.67 %, 76.26 % и 89.88 % соответственно. При использовании в лазере амплитудно-ступенчатого зеркала в перестроечной характеристике излучения наблюдается одна мода (фурье-мода) (рис.3,б). Ее потери за проход составляют 34.18 %, а потери двух следующих по добротности мод – 80.72 % и 95.07 % соответственно. Применение в лазере неоднородного зеркала увеличивает потери излучения накачки [31], что приводит к уменьшению коэффициента усиления активной среды и отсутствию в спектре излучения высших мод.

В табл.2 приведены расчетные разности частот первой и второй (f_{12}), первой и третьей (f_{13}) по добротности мод для лазера с используемыми в качестве зеркала 16 однородным и амплитудно-ступенчатым зеркалами и экспериментально полученные разности частот генерируемых лазерных мод в случае применения однородного зеркала. Различие расчетных и экспериментальных данных можно объяснить затягиванием частоты в лазере, а также неполным совпадением геометрических размеров резонатора, принятых в расчете и используемых в экспериментальном образце лазера.

На рис.4 показаны расчетные поперечные распределения интенсивности и фазы поля на выходном зеркале 14 при использовании в лазере в качестве зеркала 16 од-

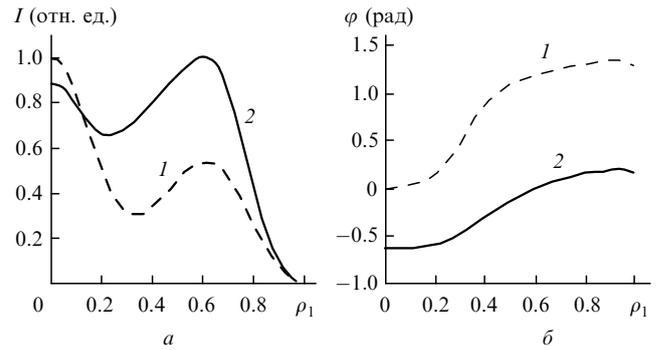


Рис.4. Расчетные радиальные распределения интенсивности (а) и фазы (б) на выходном зеркале лазера для однородного (1) и амплитудно-ступенчатого (2) отражателей.

нородного и амплитудно-ступенчатого зеркал. Нормированная абсолютная мера различия Π между круговой функцией $\text{sinc } \rho_1$ и профилем интенсивности поля $I(\rho_1)$ на выходном зеркале при использовании в резонаторе неоднородного зеркала, определяемая как [32]

$$\Pi = \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S |1 - I(\rho_{1s})|$$

(где S – число точек дискретного задания поля), не превышает 30 %.

Для подтверждения получения на выходном зеркале 14 CH_3OH -лазера радиального профиля интенсивности поля, близкого к однородной функции $\text{sinc } \rho_1$, экспериментально и численно исследовались поперечные распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне. На рис.5 приведены расчетные и экспериментально измеренные распределения интенсивности излучения исследуемого лазера в дальней зоне на расстояниях 380 и 670 мм соответственно от выходного зеркала 14 с отверстием связи диаметром 2 мм при использовании в качестве зеркала 16 амплитудно-ступенчатого зеркала. Радиусы пучков на половине максимума интенсивности, измеренные в ходе эксперимента и полученные расчетным путем, совпадают. Наблюдается хорошее соответствие расчетного и экспериментального профилей распределения интенсивности на расстоянии 670 мм. Некоторые различия в поперечных распределениях интенсивности на расстоянии 380 мм можно объяснить небольшими отличиями принятых в расчетах характеристик активной среды, формы (эллиптичность) и размера отверстий связи от используемых в эксперименте.

Таким образом, предложен и экспериментально ис-

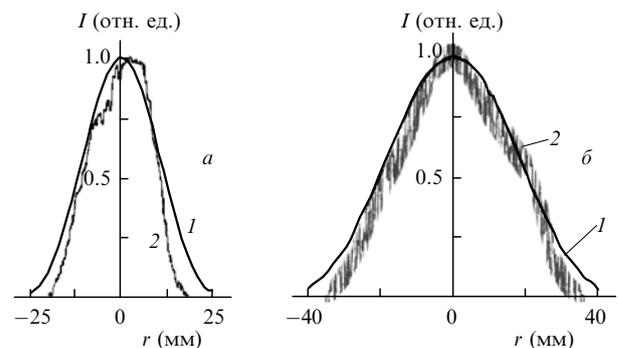


Рис.5. Расчетные (1) и экспериментальные (2) радиальные распределения интенсивности поля лазера с амплитудно-ступенчатым зеркалом на расстояниях 380 (а) и 670 мм (б) от выходного зеркала.

Табл.2.

Тип зеркала	Расчет		Эксперимент	
	f_{12} (МГц)	f_{13} (МГц)	f_{12} (МГц)	f_{13} (МГц)
Однородное	54.74	14.28	46.41	10.71
Амплитудно-ступенчатое	58.31	38.08		

следован оптически накачиваемый СММ лазер с равномерным профилем выходного пучка, созданный на основе комбинированного волноводного квазиоптического резонатора свернутой конструкции, включающего в себя обобщенный конфокальный резонатор с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом и полигармонический волновод. Показано, что предложенный метод внутрирезонаторного формирования однородных выходных пучков в волноводных лазерах может обеспечить также подавление высших типов колебаний в таких генераторах.

Авторы благодарят А.Я.Аникеева за помощь в изготовлении амплитудно-ступенчатого зеркала.

1. Очкин В.Н. *Волноводные газовые лазеры* (М.: Знание, 1988).
2. Borghi R., Santarsiero M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 745 (1999).
3. Gory F. *Opt. Commun.*, **107**, 335 (1994).
4. Santarsiero M., Borghi R. *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, 188 (1999).
5. Oron R., Davidson N., Hasman E., Friesem A.A., in *Progr. in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 2001, Vol. 42, p. 325).
6. Бокуть Б.В., Романенко Е.С., Хило Н.А. *Квантовая электроника*, **18**, 985 (1991).
7. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 346 (2001).
8. Вахитов Н.Г., Исаев М.П., Кушнир В.Р., Шариф Г.А. *Квантовая электроника*, **14**, 1633 (1987).
9. Büttner A., Kowarschik R., Zeitner U.D. *Appl. Phys. B*, **81**, 601 (2005).
10. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 424 (1998).
11. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 543 (2001).
12. Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11**, 572 (1968).
13. Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. *Квантовая электроника*, **5**, 1877 (1978).
14. Каценеленбаум Б.З. *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966).
15. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
16. Епишин В.А. *Квантовая электроника*, **5**, 1263 (1978).
17. Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А. и др. В сб.: *Радиотехника* (Харьков: Изд-е Харьковского нац. ун-та радиоэлектроники, 2001, вып. 121, с. 117).
18. Abrams R.L., Cherster A.N. *Appl. Opt.*, **13**, 2117 (1974).
19. Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А. и др. В сб.: *Радиотехника* (Харьков: Изд-е Харьковского нац. ун-та радиоэлектроники, 2002, вып. 127, с. 104).
20. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
21. Епишин В.А., Лытов А.В., Камышан В.А. *Труды V Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн* (Л.: Наука, 1971, с. 91).
22. Sanderson R.L., Streifer W. *Appl. Opt.*, **8**, 131 (1969).
23. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. *Радиотехника и электроника*, **33**, 700 (1988).
24. Бережный В.Л., Кононенко В.И., Павличенко О.С., Шабанов Ю.Е., Аникеев А.Я., Диденко В.Н., Епишин В.А., Покормяко Н.Г., Свич В.А., Топков А.Н., Ткаченко В.М. *Препринт Харьковского физико-технического ин-та АН УССР №87-37* (Харьков, 1987).
25. *Техника субмиллиметровых волн*. Под ред. Р.А.Валитова (М.: Сов. радио, 1969).
26. Дюбко С.Ф., Фесенко Л.Д. *Препринт Ин-та радиофизики и электроники АН УССР № 137* (Харьков, 1979).
27. Birch J.R., Cook R.J., Harding A.F., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, 1353 (1975).
28. Siegman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **13**, 2775 (1974).
29. Gurin O.V., Maslov V.A., Svich V.A., Topkov A.N. *Proc. II Int. Conf. on Advanced Optoelectronics & Lasers* (Alushta, Ukraine, 2003, Vol. 1, p. 140).
30. Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (М.: Радио и связь, 1981).
31. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др. *Вестник Харьк. нац. ун-та им. В.Н.Каразина*, № 570, вып. 2, 50 (2002).
32. Хермен Г. *Восстановление изображений по проекциям* (М.: Мир, 1983).