

# Формирование негауссова профиля интенсивности в волноводном квазиоптическом резонаторе с асферическим отражателем

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

*Описан метод фазового сопряжения для формирования в волноводных квазиоптических резонаторах негауссовых световых пучков с заданным поперечным распределением интенсивности, основанный на коррекции фазы основной моды резонатора за счет изменения формы одного из отражателей. Теоретически показана возможность получения пучков с супергауссовым и кольцевым профилями интенсивности в волноводном резонаторе с асферическим зеркалом. Найдена область геометрических параметров резонатора, для которой различие между фазовыми функциями асферического и выпуклого сферического отражателей мало. Экспериментально подтверждено существование пучков с супергауссовым профилем интенсивности на выходе из волноводного субмиллиметрового ( $\lambda = 0.4326$  мм) резонатора с выпуклым сферическим зеркалом.*

**Ключевые слова:** волноводный резонатор, формирование пучка, асферический отражатель, одномодовый режим.

## 1. Введение

Из-за дифракции выходное распределение поля вне лазерного резонатора в общем случае представляет собой суперпозицию поперечных мод и имеет сложную форму. В связи с широким применением лазерного излучения в современных областях физики, технологических процессах, диагностических системах и медицине актуальными становятся задачи формирования заданного профиля лазерного пучка и управления им, а также повышения эффективности работы самих лазерных систем. Для достижения оптимального результата в каждом практическом применении необходимо использовать определенное распределение интенсивности лазерного излучения. Такие распределения интенсивности пучка в резонаторах обычно называют специальными («custom») модами [1], т. к. их пространственный профиль оптимизирован для конкретного применения. На практике часто требуется близкое к однородному супергауссово [2] и кольцевое поперечные распределения поля на выходном зеркале резонатора или в заданной плоскости вне резонатора. Например, при использовании лазеров для поверхностной обработки материалов, отжига дефектов полупроводников, локации, в системах оптоэлектронной обработки информации, нелинейного преобразования, офтальмохирургии желательны пучки с равномерным поперечным распределением интенсивности, резко спадающим на краях апертуры [3]. Показано, что лазерный пучок с кольцеобразным профилем интенсивности испытывает наименьшие нелинейные искажения по сравнению с пучками других форм при распространении в нелинейной и турбулентной среде [4]. Такие пучки вы-

зывают большой интерес в связи с их использованием в лазерных пинцетах для захвата и перемещения частиц микронных и субмикронных размеров в экспериментах в областях квантовой электродинамики, микробиологии, биомеханики, микро- и нанотехнологий [5].

Для получения пучка заданного профиля в открытых лазерных резонаторах в настоящее время активно применяются асферические фазосопряженные зеркала («graded-phase mirrors») [6]. В работе [7] впервые была поставлена проблема создания открытого резонатора, который может использоваться для формирования заданного выходного пучка. Предложен аналитический метод определения требуемой формы зеркала по заданному распределению поля на нем. В [8 – 10] численно исследованы энергетические потери и поперечные распределения поля основной моды в устойчивом и неустойчивом резонаторах с асферическими зеркалами конечной апертуры. Показано, что для устойчивых резонаторов при определенном выборе параметров асферичности зеркал может быть достигнута высокая степень однородности распределения амплитуды поля лазерного излучения, однако при этом существенно увеличиваются модовые потери. Итогом этих теоретических исследований явилась работа [11], где сформулирован общий подход, в рамках которого параметры резонатора (комплексные коэффициенты отражения резонаторных зеркал) находятся по заданному амплитудному и/или фазовому распределению поля на выходной апертуре и получены замкнутые интегральные уравнения для их определения.

Современный практический подход к применению в лазерных резонаторах асферических зеркал представлен и проанализирован в работах [1, 6, 12] с точки зрения получения требуемой (негауссовой) основной моды с заданным распределением поля на выходном зеркале Nd:YAG-, CO<sub>2</sub>- и He-Ne-лазеров. Резонаторы с деформируемыми зеркалами привлекают все большее внимание в связи с развитием методов и средств адаптивной оптики [13]. Дифракционные оптические элементы также могут эффективно преобразовывать один волновой фронт

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, Украина, 61077 Харьков, пл. Свободы, 4; e-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 9 апреля 2007 г., после доработки – 22 июня 2007 г.

излучения в другой. Такие элементы получили применение в резонаторах Nd:YAG-лазеров для формирования выходных пучков с требуемым профилем излучения [14], но элементы более сложны в изготовлении, чем асферические зеркала.

Волноводные квазиоптические резонаторы (ВКОР) представляют собой новый класс резонансных структур, применение которых в лазерах позволило максимально реализовать возможности достижения оптимальных энергетических и спектральных характеристик газоразрядных и твердотельных активных сред [15]. В таких резонаторах появляется возможность формирования негауссовых пучков излучения не только с помощью зеркал, но и за счет когерентного суммирования совокупности поперечных мод размещенного между зеркалами сверхразмерного волновода. Недавно было предложено использовать подобные резонаторы для получения квазиоднородных выходных пучков газовых и твердотельных лазеров [16, 17]. Однако их применение требует введения дополнительных фокусирующих элементов в резонатор, что приводит к усложнению конструкции. Представляет интерес поиск более простых и энергетически более эффективных методов формирования выходного пучка заданного профиля в ВКОР.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованиям одной из схем волноводного резонатора в субмиллиметровом (СММ) диапазоне длин волн, в которой задача получения выходного пучка с требуемым распределением интенсивности решается за счет применения в качестве одного из отражателей асферического зеркала заданной формы.

## 2. Теоретические соотношения и результаты расчетов

Теоретическое рассмотрение основано на методах фазового сопряжения и собственных колебаний [13, 18]. Суть метода фазового сопряжения заключается в нахождении функции фазовой коррекции отражателя, которая изменила бы падающее на отражатель поле так, чтобы вернувшись в исходную плоскость наблюдения выходное излучение имело заданное поперечное распределение интенсивности и/или фазы. Применим этот метод для расчета характеристик мод ВКОР с круглым поперечным сечением полого диэлектрического канала, закрытого на торцах отражателями, один из которых имеет плоскую поверхность, а другой – требуемую асферическую поверхность (рис. 1).

В основу расчета положим принятую для квазиоптических систем интерпретацию процесса формирования

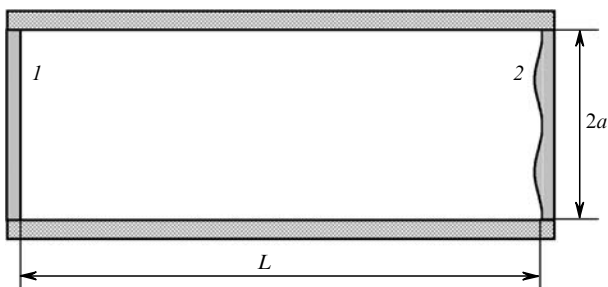


Рис. 1. Схема ВКОР с асферическим зеркалом: 1 – плоский отражатель; 2 – асферический отражатель.

резонаторных типов колебаний в результате интерференции распространяющихся по волноводу навстречу друг другу волновых пучков, отражаемых зеркалами [18]. Представим искомые функции распределения поля, описывающие типы колебаний резонатора, в виде разложения по медленно вытекающим модам волновода типа канал в диэлектрике (ВКД) [19]. Взаимодействие излучения с асферической поверхностью одного из зеркал опишем с помощью функции фазовой коррекции [20]. Обозначим диаметры волновода и зеркал резонатора через  $2a$ , а длину волновода (равную расстоянию между зеркалами) через  $L$ . При расчете данного резонатора также предполагалось, что выполнены условия квазиоптического приближения [18]: все размеры резонатора превышают длину волны  $\lambda$  ( $L/\lambda \gg 1$ ,  $a/\lambda \gg 1$ ), а продольные размеры значительно больше поперечных ( $L/a \gg 1$ ). Зависимость от времени, пропорциональную  $\exp(-i\omega t)$  (где  $\omega = ck$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $k = 2\pi/\lambda$ ), далее не учитывали.

При нахождении искомого профиля асферического зеркала учтем, что данная задача является осесимметричной, т. е. рассмотрению в резонаторе подлежит радиальное распределение поля, и обозначим  $V_m(\rho)$  радиальные ортонормированные функции для мод ВКД, где  $\rho = r/a$  – безразмерная радиальная координата в волноводе. Запишем выражение для требуемой комплексной амплитуды поля волнового пучка, падающего на плоский отражатель 1, в виде

$$U^{(1)}(\rho) = \sum_m C_m V_m(\rho), \quad (1)$$

где  $C_m$  – коэффициенты возбуждения волноводных мод. Тогда выражение для амплитуды поля на асферическом зеркале 2, расположенном на расстоянии  $L$  от плоского отражателя, записывается следующим образом:

$$U^{(2)}(\rho) = \sum_m C_m V_m(\rho) \exp(i\gamma_m L), \quad (2)$$

где  $\gamma_m$  – постоянные распространения мод ВКД [19].

Чтобы после отражения от зеркала 2 поле восстановило свою исходную форму на выходе из резонатора, необходимо с помощью функции фазовой коррекции  $F(\rho)$  асферического отражателя компенсировать фазовый набег, приобретаемый пучком излучения за круговой обход резонатора. Таким образом,  $F(\rho)$  будем искать в виде

$$F(\rho) = \exp[i\Psi(\rho)], \quad (3)$$

где  $\Psi(\rho)$  – фазовая функция зеркала 2. Исходя из изложенной выше идеи компенсации фазы исходного пучка излучения профиль этой функции определяется выражением

$$\Psi(\rho) = 2\text{Arg}[U^{*(2)}(\rho)], \quad (4)$$

где  $*$  – знак комплексного сопряжения.

Для нахождения уравнения, описывающего собственные колебания в рассматриваемом резонаторе, применим матричный метод [21]. Исходя из выражений (1) и (2), на асферическом зеркале для отраженного от него пучка имеем

$$U^{(3)}(\rho) = \sum_m C_m F(\rho) V_m(\rho) \exp(i\gamma_m L). \quad (5)$$

Перепишем (5), представив  $F(\rho)V_m(\rho)$  в виде суммы, аналогичной (1):

$$U^{(3)}(\rho) = \sum_m C_m \exp(i\gamma_m L) \sum_l D_{ml} V_l(\rho), \quad (6)$$

где

$$D_{ml} = \int_0^1 F(\rho) V_m(\rho) V_l(\rho) \rho d\rho.$$

Выражение для комплексной амплитуды волнового пучка, падающего на плоский отражатель  $I$ , можно записать в виде

$$U^{(4)}(\rho) = \sum_m C_m \exp(i\gamma_m L) \sum_l D_{ml} V_l(\rho) \exp(i\gamma_l L). \quad (7)$$

Отметим, что амплитуда  $U^{(4)}(\rho)$  получена в результате кругового обхода резонатора волной, характеризующейся функцией  $U^{(1)}(\rho)$  из (1). Для установившихся колебаний в резонаторе компонента поля в волновом пучке до и после кругового обхода изменяется в соответствии с выражением  $U^{(4)}(\rho) = \exp(i2kL)AU^{(1)}(\rho)$  [18]. После преобразований из (1) и (7) получаем систему уравнений для нахождения основных характеристик мод исследуемого резонатора:

$$AC_l = \sum_m C_m D_{ml} \exp[i(\gamma_m + \gamma_l - 2k)L]. \quad (8)$$

Решение системы уравнений (8) дает собственные значения  $A$  и собственные векторы  $C$ , компоненты которых представляют собой коэффициенты разложения мод резонатора по волноводным модам. Относительные потери энергии  $\delta$  и дополнительный к геометрооптическому фазовый набег моды за круговой обход резонатора  $\varphi$  определяются выражениями

$$\delta = 1 - |A|^2, \quad \varphi = \arg A. \quad (9)$$

При численном исследовании ограничимся практически важным случаем линейно поляризованного излучения. Среди типов колебаний ВКД имеется набор мод  $EH_{1m}$ , поля которых при  $m \leq (a/\lambda)^{1/2}$  [22] имеют линейную поляризацию и комплексные амплитуды, описываемые образующими полную систему ортонормированными функциями  $V_m(\rho) = \sqrt{2}J_0(U_m\rho)/J_1(U_m)$ , где  $J_0, J_1$  – функции Бесселя первого рода, а  $U_m$  – корни уравнения  $J_0(U_m) = 0$  [19]. Постоянные распространения этих мод

$$\gamma_m \approx k \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{U_m \lambda}{2\pi a} \right)^2 \left( 1 - \frac{in_1 \lambda}{\pi a} \right) \right], \quad (10)$$

где  $n_1 = 0.5(n^2 + 1)/(n^2 - 1)^{1/2}$  для мод  $EH_{1m}$ ;  $n$  – показатель преломления стенки волновода.

Для получения однородного выходного поля на основе метода фазового сопряжения рассчитана требуемая функция фазовой коррекции отражателя 2 волноводного резонатора. Расчеты комплексной матрицы в (8) проводились на компьютере с применением пакета программ

Mathcad. В работе [23] матричный метод применен нами для расчета характеристик мод волноводного диэлектрического резонатора НСОН-лазера ( $\lambda = 0.4326$  мм), зеркало 2 которого представляет собой выпуклый сферический отражатель. Выражение для функции фазовой коррекции этого отражателя имеет, согласно [20], следующий вид:

$$F(\rho) = \exp[-i\Phi(\rho)], \quad (11)$$

где  $\Phi(\rho) = 2\pi N v \rho^2$  – фазовая функция отражателя;  $N = a^2/(\lambda L)$  – число Френеля резонатора;  $v = L/R < 0$  – параметр конфокальности зеркала;  $R$  – радиус кривизны зеркала. В настоящей работе исследовалась среднеквадратичная мера различия  $\Delta$  между фазовыми функциями асферического отражателя ( $\Psi(\rho)$ ) и описанного выше выпуклого сферического отражателя ( $\Phi(\rho)$ ), рассчитываемая по следующей формуле [24]:

$$\Delta = \left[ \int_0^1 |\Psi(\rho) - \Phi(\rho)| d\rho \right]^{1/2}.$$

Число Френеля резонатора  $N$  изменялось в пределах 0.1–1, характерных для волноводных лазерных резонаторов, модуль параметра конфокальности выпуклого зеркала  $|v|$  варьировался в диапазоне 0.1–10. Расчет проводился при изменении длины резонатора в диапазоне 187–1870 мм и радиусе волновода  $a = 9$  мм ( $a/\lambda \approx 21$ ). В качестве материала волновода было выбрано пирексовое стекло с расчетным показателем преломления на данной длине волны  $n \approx 2.58 + i0.08$  [25]. На рис.2 показана область геометрических параметров резонатора ( $N \approx 0.259–0.275$ ,  $|v| \approx 1.17–1.96$ ), для которой характерна малая среднеквадратичная мера различия  $\Delta$ , не превышающая 10%. Из рис.3 видно, что в этой области наблюдается малое различие между фазовой функцией асферического отражателя, рассчитанной методом фазового сопряжения, и фазовой функцией выпуклого сферического отражателя. Поэтому далее в расчетах и эксперименте условия применения метода фазового сопряже-

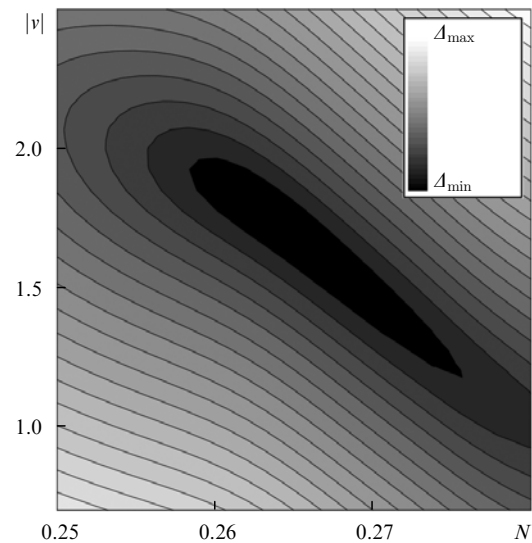


Рис.2. Зависимость среднеквадратичной меры различия  $\Delta$  между фазовыми функциями асферического и выпуклого сферического отражателей ВКОР от числа Френеля  $N$  и параметра конфокальности зеркала  $v$ .

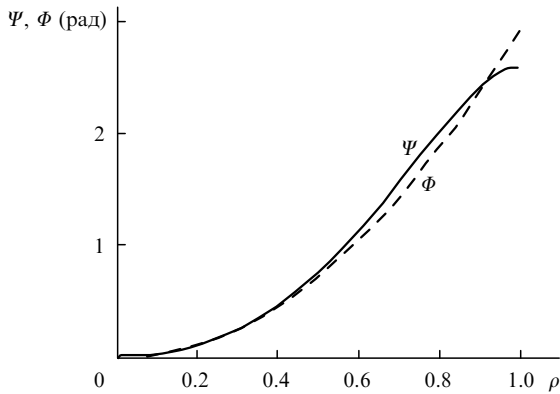


Рис.3. Фазовые функции асферического ( $\Psi$ ) и выпуклого сферического ( $\Phi$ ) отражателей ВКОР при  $N \approx 0.26$  и  $|v| \approx 1.8$ .

ния в ВКОР для формирования равномерного поля изучались на основе анализа модовых характеристик резонатора с выпуклым сферическим отражателем.

С использованием метода фазового сопряжения также численно изучалась возможность получения кольцевого профиля выходного пучка в исследуемом ВКОР. На рис.4,а показана определенная в расчете требуемая для этого случая фазовая функция зеркала 2 (рис.1) резонатора ( $N = 0.26$ ). На рис.4,б, в приведены формируемые при этом поперечные распределения интенсивности и фазы поля на выходном зеркале 1.

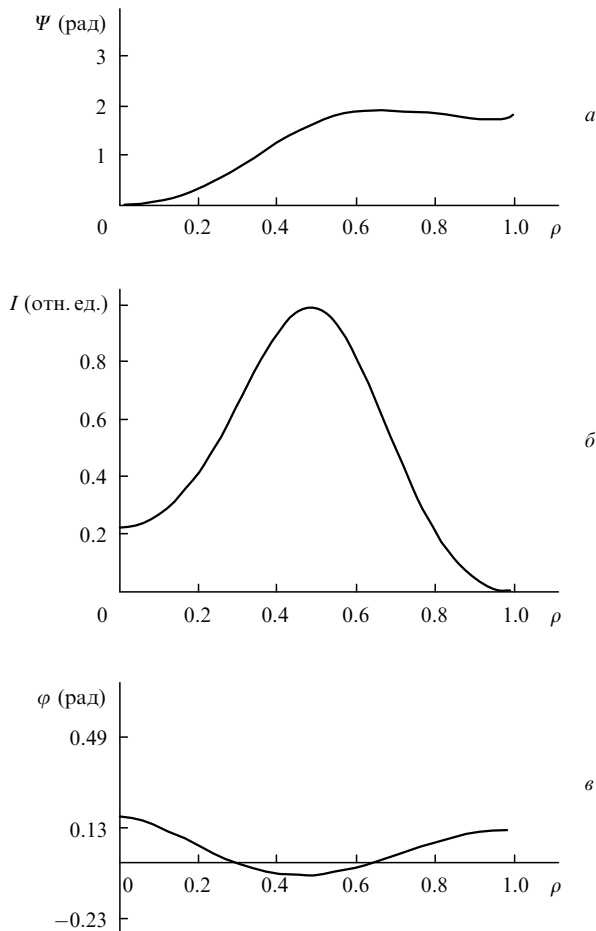


Рис.4. Фазовая функция асферического отражателя (а), а также радиальные распределения интенсивности (б) и фазы (в) на выходном зеркале ВКОР.

### 3. Экспериментальная установка. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Структурная схема экспериментальной установки для исследования спектра мод ВКОР и распределения их выходной интенсивности приведена на рис.5. Для получения симметричных резонансных кривых и обеспечения возможности исследования распределения интенсивности на выходе из резонатора он включался на «проход» [26]. Исследуемый резонатор образован полым стеклянным волноводом 9 диаметром 18 мм и длиной 720 мм. Отражатель 8 представляет собой двумерную никелевую сетку с периодом 100 мкм из лент шириной 25 мкм и толщиной 17 мкм. Для излучения на длине волны  $\lambda = 0.4326$  мм, на которой проводились измерения, коэффициент пропускания сетки составлял 6%. Для получения плоского или сферического профиля зеркала 8 использовалась тefлоновая плосковыпуклая линза 7 с радиусом кривизны выпуклой поверхности 400 мм. При плотном прижатии одной из поверхностей линзы к никелевой сетке можно было получить плоский или сферический профиль зеркала 8. При этом прозрачность отражателя в пределах погрешности измерений не изменялась. Отражатель 10 представляет собой плоскопараллельную пластину кристаллического кварца с нанесенной на ее внутреннюю поверхность емкостной алюминиевой сеткой с размером отражающих квадратов  $86 \times 86$  мкм и периодом 14 мкм. Измеренная прозрачность емкостной сетки равнялась 18%.

Все элементы резонатора были смонтированы на измерительной линии ИЗА-2, которая позволяла прецизионно (с перекосом не более  $1''$ ) с помощью электропривода 15 перемещать вдоль оптической оси резонатора выходной отражатель 10. Резонатор возбуждался через полупрозрачный отражатель 8 излучением СММ лазера с оптической накачкой (ЛОН), состоящего из  $\text{CO}_2$ -лазера накачки 1 и СММ ячейки 2. СММ ЛОН работал на молекулах муравьиной кислоты ( $\text{НСООН}$ ) на длине волны 0.4326 мм. Излучение лазера модулировалось опти-

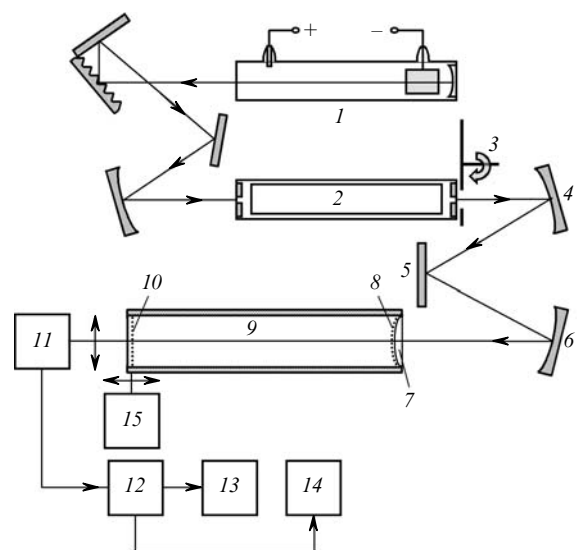


Рис.5. Структурная схема экспериментальной установки: 1 –  $\text{CO}_2$ -лазер; 2 – СММ ячейка; 3 – obtюратор; 4–6 – зеркала; 7 – тefлоновая линза; 8, 10 – отражатели; 9 – стеклянный волновод; 11 – пирозлектрический приемник; 12 – усилитель; 13 – осциллограф; 14 – самописец; 15 – электродвигатель.

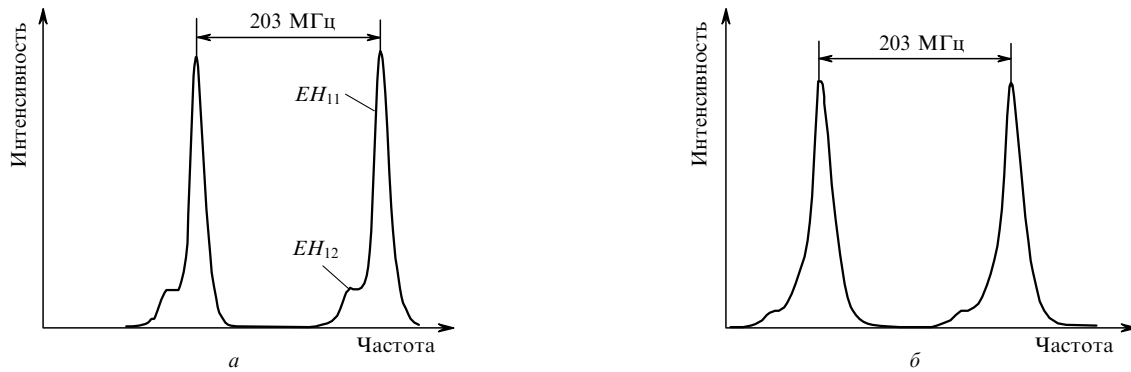


Рис.6. Спектры мод волноводных резонаторов с двумя плоскими (а) и с плоским и выпуклым сферическим отражателями (б).

ратором 3 и согласовывалось с резонатором с помощью зеркал 4–6. Радиус кривизны зеркала 4 ( $R = 5$  м) выбран с учетом расходимости пучка излучения СММ ЛОН, зеркало 5 – плоское. На расстоянии 115 см от зеркала 6 с радиусом кривизны 2 м располагался отражатель 8 исследуемого резонатора. В этой плоскости формировался пучок излучения с гауссовым профилем интенсивности диаметром 18 мм на уровне  $1/10$  от максимальной интенсивности и плоским фазовым фронтом. Прошедшее через резонатор излучение регистрировалось приборами 11–14.

Методика измерений аналогична описанной в [26]. Спектр собственных колебаний резонатора регистрировался при изменении длины резонатора электроприводом 15. Полные энергетические потери за круговой обход  $\delta$  определялись по измеренной ширине резонансной кривой. Поперечные моды идентифицировались по межмодовым интервалам, которые рассчитывались по их фазовым сдвигам за круговой обход резонатора, и известным из теории [19] поперечным распределениям интенсивности. Измерение поперечных распределений интенсивности вблизи выходного отражателя резонатора проводилось при сканировании пироэлектрического приемника 11 с пространственным разрешением 1 мм в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Геометрические размеры экспериментальной модели резонатора, описанной выше, выбраны соответствующими числу Френеля резонатора  $N \approx 0.26$  и модулю параметра конфокальности выпуклого отражателя  $|v| \approx 1.8$ , т. е. в области (рис.2), где распределения полей на выходном зеркале при использовании асферического и выпуклого сферического отражателей незначительно разли-

чаются (рис.3). На рис.6 приведены спектры мод резонаторов с двумя плоскими и с плоским и сферическим отражателями. В обоих случаях при перестройке резонатора наблюдаются две моды. При плоскопараллельной геометрии в спектре присутствуют моды  $EH_{11}$  и  $EH_{12}$ . Межмодовые расстояния в экспериментально полученном спектре соответствуют расчетным и равны 37 и 53 МГц соответственно для плоского и выпуклого сферического отражателя 8. Измеренные полные потери за круговой обход резонатора при использовании плоских отражателей составляют 43 %, а со сферическим отражателем – 53 %. Так как потери на связь и тепловые потери в зеркалах для различных геометрий резонатора неизменны, то разность полных потерь связана с увеличением потерь в волноводе для резонатора с выпуклым отражателем и составляет 10 %. Рассчитанные с использованием соотношения (10) волноводные потери для резонатора с плоскими зеркалами равны 16 %, а при использовании выпуклого отражателя они составляют 25 %, т. е. расчетное увеличение потерь за счет применения выпуклого отражателя равно 9 %. С учетом того, что погрешность измерения потерь в эксперименте составляла  $\pm 5$  %, получено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

На рис.7 приведены экспериментальные и расчетные распределения интенсивности на выходных зеркалах резонаторов для мод, имеющих наименьшие потери. Для резонатора с плоскими отражателями поперечное распределение интенсивности соответствует распределению для основной волноводной моды  $EH_{11}$ . При использовании выпуклого сферического отражателя распределение интенсивности, полученное экспериментально, качественно совпадает с расчетным и имеет близкий к однород-

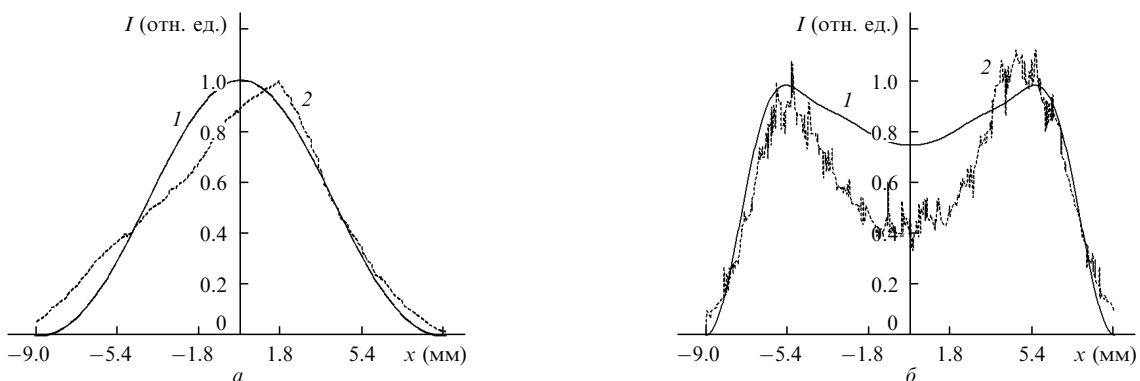


Рис.7. Расчетные (1) и экспериментальные (2) распределения интенсивности вдоль диаметра выходного зеркала для основных мод волноводных резонаторов с двумя плоскими (а) и с плоским и выпуклым сферическим отражателями (б).

ному супергауссов профиль, резко спадающий на краях апертуры. Некоторое различие между расчетными и экспериментальными распределениями поля в обоих случаях связано с неточной юстировкой зеркал резонатора и отклонениями геометрических размеров стеклянного волновода от идеальных (из-за эллиптичности, конусности, шероховатости поверхности), которые не учитывались в расчете.

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность использования для получения однородного выходного распределения интенсивности сферического выпуклого отражателя вместо более сложного в изготовлении асферического отражателя.

#### 4. Заключение

Описан метод фазового сопряжения для получения негауссовых световых пучков с заданным распределением интенсивности в ВКОР, основанный на коррекции фазы основной моды резонатора за счет изменения формы одного из отражателей. Теоретически показана возможность получения пучков с супергауссовым и кольцевым профилями интенсивности в таких резонаторах. Найдена область геометрических параметров резонатора, для которой различие между фазовыми функциями асферического и выпуклого сферического отражателей мало, и экспериментально подтверждено существование поперечной моды, имеющей супергауссов профиль интенсивности на выходе из волноводного СММ резонатора с выпуклым зеркалом. При этом наблюдается хорошая селекция поперечных мод резонатора по потерям энергии, т. е. возможно обеспечение одномодового режима генерации для этой моды.

1. Gerber M., Graf T., Kudryashov A. *Appl. Phys. B*, **83**, 43 (2006).
2. Santarsiero M., Borghi R. *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, 188 (1999).
3. Dickey F.M., Holswade S.C., Shealy D. *Laser Beam Shaping Applications* (New York: CRC Press, 2005).
4. Захаров И.Г., Карамзин Ю.Н., Трофимов В.А. *Оптика атмосферы и океана*, **8**, 706 (1995).
5. Friedman N., Khaykovich L., Ozeri R., et al. *Phys. Rev. A*, **61**, 031403 (2000).
6. Belanger P.A., Pare C. *Opt. Lett.*, **16**, 1057 (1991).
7. Вахитов Н.Г. *ДАН СССР*, **195**, 1323 (1970).
8. Lax M., Greninger C.E., Louisell W.H., McKnight W.B. *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 642 (1975).
9. Ищенко Е.Ф., Решетин А.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **51**, 1050 (1981).
10. Chao S.H., Shealy D.L. *Appl. Opt.*, **27**, 75 (1988).
11. Апполонов В.В., Артемов Д.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **20**, 1203 (1993).
12. Yang Z.H., Leger J.R. *Appl. Opt.*, **43**, 4095 (2004).
13. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. *Принципы адаптивной оптики* (М.: Наука, 1985).
14. Leger J.R., Chen D., Wang Z. *Opt. Lett.*, **19**, 108 (1994).
15. Очкин В.Н. *Волноводные газовые лазеры* (М.: Знание, 1988).
16. Бокуть Б.В., Романенко Е.С., Хило Н.А. *Квантовая электроника*, **18**, 985 (1991).
17. Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А., Топков А.Н., Фурсова Е.В. В сб.: *Радиотехника* (Харьков: Изд-е Харьковского нац. ун-та радиозлектроники, 2002, № 127, с. 104).
18. Каценеленбаум Б.З. *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966).
19. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
20. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
21. Sanderson R.L., Streifer W. *Appl. Opt.*, **8**, 131 (1969).
22. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н., Свич В.А., Топков А.Н. *Радиотехника и электроника*, **33**, 700 (1988).
23. Володенко А.В., Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А., Свич В.А., Топков А.Н. В сб.: *Радиофизика и электроника* (Харьков: ИРЭ НАН Украины, 2006, № 3, с. 348).
24. Василенко Г.И., Тараторин А.М. *Восстановление изображений* (М.: Радио и связь, 1986).
25. Birch J.R., Cook R.J., Harding A.F., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, 1353 (1975).
26. Дегтярёв А.В., Свич В.А., Ткаченко В.М., Топков А.Н. В сб.: *Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов* (Харьков, ИРЭ АН Украины, 1993, с. 105).