

Поступило в Редакцию  
23 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24      26 декабря 1988 г.

## ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОСКИМ ПРОФИЛЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.А. Е п и ш и н, В.А. М а с л о в,  
В.Н. Р я б ы х, В.А. С в и ч,  
А.Н. Т о п к о в

Во многих приложениях лазеров требуются пучки с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении [1-7]. Для формирования таких пучков предложены внутрирезонаторные методы [1-3] и методы с использованием оптических внешних устройств [4-7]. В настоящей работе описан новый подход к формированию распределения интенсивности с плоской вершиной в волноводном лазере. Сообщается об использовании для получения такого распределения внешних устройств в виде круглого волновода типа канал в диэлектрике и периодической фазовой дифракционной структуры. Показана возможность применения последней для создания пучка ступенчато-однородного профиля.

Внутрирезонаторный способ получения заданного распределения интенсивности основан на замене одного из зеркал оптическим элементом со специально подобранными параметрами. Например, в [1] таким элементом являлся уголкового отражатель, в [3] - неоднородный интерферометр, в [8] - электродинамическая решетка с переменным шагом. Результаты исследования резонаторов волноводных лазеров [9] с внутренними отражателями вогнутого и выпуклого профилей, а также с отверстиями для вывода излучения, указывают для этих резонаторов более простой путь поиска способов формирования заданного распределения выходной интенсивности. Каждый тип колебаний в данных системах формируется путем интерференции распространяющихся волноводных мод. При изменении размеров резонатора, например, с легко выполнимыми и представляющими практический интерес сферическими или содержащими центральные отверстия зеркалами, изменяются амплитуды и фазы интерферирующих волн, что позволяет в некоторых пределах получать заданное распределение интенсивности на выходной апертуре.

Моделированием на ЭВМ методом, изложенным в [9], исследованы зависимости характеристик мод осесимметричного волноводного резонатора от его параметров с целью формирования однородного

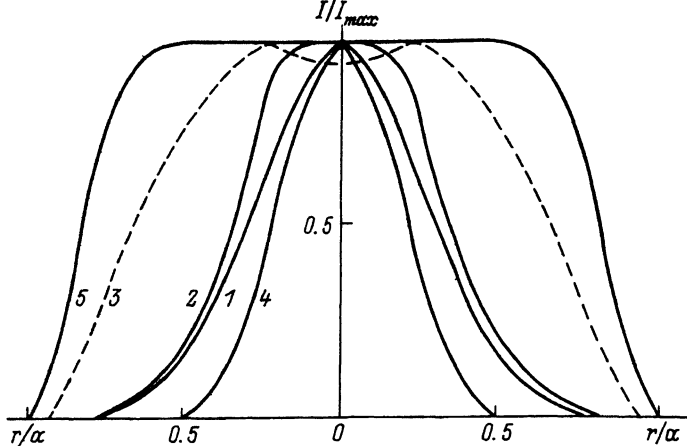


Рис. 1. Распределения интенсивности вдоль диаметра выходного отражателя волноводного лазера для низшей линейно поляризованной моды. Радиальная координата  $r \in [0, a]$ . Показатель преломления материала волноводов 4.3. 1, 2 - плоскопараллельные зеркала; 1, 3 - оба зеркала однородно отражающие; 2 - в одном из зеркал выходное центральное отверстие радиуса 0.28,  $N = \frac{a^2}{\lambda L} = 0.28$ ,  $\frac{a}{\lambda} = 47$ ; 3 - полуконфокальная геометрия отражателей,  $N = 0.41$ ,  $\frac{a}{\lambda} = 53$ .

распределения интенсивности выходного пучка. Установлено наличие параметров, при которых указанное распределение содержит протяженные равномерные центральные участки, рис. 1. Резонаторы состоят из волноводов вида канал в диэлектрике кругового сечения длины  $L$  радиуса  $a$  с зеркалами на торцах. Отметим выгодный энергетический режим мод, характеризуемых кривыми 2 и 3. Потери за проход в первом случае 28.6%, из них 26.1% - полезные потери на излучение в отверстие. Во втором случае волноводные потери составляют 3.3% и превышают всего на 0.2% соответствующие потери в плоскопараллельном резонаторе.

Кривая 2 иллюстрирует, что распределение интенсивности на выходном отверстии (обозначим его диаметр  $d'$ ) можно описать круговой функцией  $\text{sinc} \left( \frac{2r}{d'} \right)$ . Фаза комплексной амплитуды компонент излучающегося из резонатора поля изменяется в пределах отверстия не более чем на  $\pi/10$  по закону близкому к квадратичному. Используя квадратичные фазовые корректоры, такое распределение можно передать (при необходимости с изменением масштаба) на заданное расстояние [13]. Кроме того, покажем, что из него можно сформировать представляющее практический интерес распределение ступенчато-однородного профиля.

Для простоты ограничимся рассмотрением одномерного случая, заменив круглое отверстие щелью шириной  $d$  ( $-\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}$ ,  $-\infty < y < \infty$ ), с распределением поля на ней, описываемым прямоугольной функцией  $rect\left(\frac{x}{d}\right)$ . В плоскости пространственных частот, например расположенной в задней фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием  $F$ , находящейся на удалении  $F$  от отверстия, распределение комплексной амплитуды имеет вид функции отсчетов [13]  $sinc\left(\frac{xd}{\lambda F}\right)$ . Расположим в этой плоскости фазовую дифракционную решетку с периодом  $T \gg \lambda$  и коэффициентом пропускания (или отражения) на одном периоде

$$g(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{T}{4} \\ -1, & \frac{T}{4} < |x| \leq \frac{T}{2} \end{cases}.$$

Представленный рядом Фурье, этот коэффициент для решетки в целом можно записать в виде

$$R(x) = \frac{4}{\pi} \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m+1}}{(2m-1)} \cos\left[2\pi(2m-1)\frac{x}{T}\right].$$

Распределение комплексной амплитуды компонент поля после взаимодействия с решеткой в плоскости пространственных частот, например, расположенной в дальней зоне на расстоянии  $L$ , найденное [13] с точностью до постоянного множителя, в виде свертки преобразования Фурье функций  $R(x)$  и  $sinc\left(\frac{xd}{\lambda F}\right)$ , опишется выражением

$$V(x) = \sum_{m=1}^M \frac{(-1)^{m+1}}{(2m-1)} \left\{ rect\left[(x-\tau_m)D\right] + rect\left[(x+\tau_m)D\right] \right\},$$

где  $D = \frac{F}{Ld}$ ,  $\tau_m = \frac{(2m-1)\lambda L}{T}$ .

Сумма в фигурных скобках при  $m = \pm 1$  и  $T \gg 2\frac{\lambda F}{d}$  описывает интерференцию  $\pm 1$  порядков дифракции в точках наблюдения  $|x| \leq L\left(\frac{d}{2F} - \frac{\lambda}{T}\right)$ . При этом получается ступенчато-равномерный профиль распределения интенсивности

$$\left| \frac{V(x)}{V(0)} \right|^2 = \begin{cases} 1, & |x| \leq P \\ 0.25, & P < |x| \leq A - P \\ 1/9, & A - P < |x| \leq A + P \\ 1/36, & A + P < |x| \leq 2A - P \\ 1/225, & 2A - P < |x|, \end{cases} \quad (1)$$

где  $P = L \left( \frac{d}{2F} - \frac{\lambda}{T} \right)$ ,  $A = \frac{2\lambda L}{T}$ . На практике распределения интенсивности не имеют резкого спада, описываемого прямоугольной функцией. Благодаря этому при  $\frac{d}{F} \approx \frac{2\lambda}{T}$  на опыте можно получить распределение, близкое к равномерному в пределах области  $|x| < A$ .

Распределение (1) интересно для лазерной технологии, например, центральный участок ( $|x| < P$ ) может служить для резки материала, а менее интенсивный „пьедестал“ — для отпуска напряжения вблизи кромок, на что обратил внимание авторов Ю.С. Кулаенко, которому мы искренне признательны.

Таким образом, периодическая фазовая дифракционная решетка может использоваться для формирования распределений интенсивности поля ступенчато-однородного и однородного профилей. Ее достоинством, по сравнению с известной фазовой дифракционной структурой бинарного типа [5], является значительно меньшая критичность в юстировке. Ее недостаток, как внешнего устройства, связан со сравнительной сложностью профиля распределения поля падающего пучка.

Покажем, что, используя отрезок волновода вида канал в диэлектрике, можно создать внешнее устройство формирования однородного профиля распределения интенсивности при падении гауссоподобного пучка излучения. При возбуждении волноводов пучком, радиус которого на уровне  $e^{-1}$  по интенсивности меньше, чем радиус моды  $EH_{11}$ , в спектре возбуждаемых на входном торце мод высшие и основной типы колебаний находятся в фазе. Тогда возможно существование сечений волновода, где данные типы колебаний, сложившись в противофазе, приведут к формированию распределения, близкого к равномерному. На рис. 2. приведены результаты моделирования на ЭВМ и эксперимента, выполненных методами, приведенными в [11]. Численное исследование проведено с входными пучками гауссовым профилем амплитуды и плоским фазовым фронтом, отношение радиуса которых на уровне  $e^{-1}$  по интенсивности к радиусу волновода  $\frac{W}{a} \in [0.1; 0.5]$ . Наличие равномерного центрального участка в распределении интенсивности выходного поля обнаружено при  $\frac{W}{a} \in [0.2; 0.4]$ , кривые 4 ( $\frac{W}{a} = 0.25$ ) и 5 иллюстрируют случай, когда этот участок занимает наибольшую поверхность апертуры.

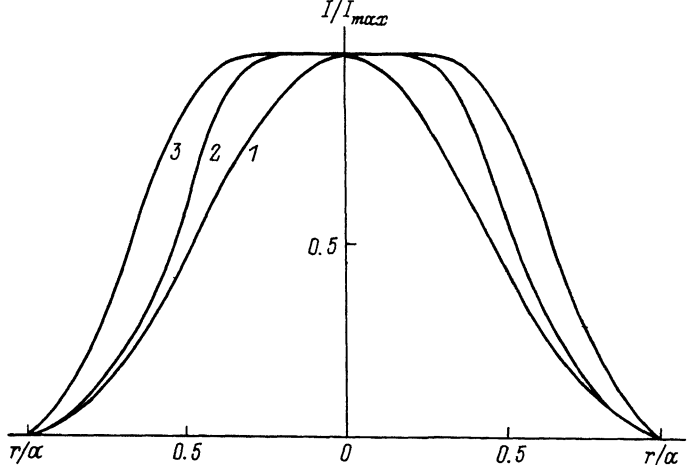


Рис. 2. Распределения интенсивности вдоль диаметра на входном (1, 4) и выходном торцах отрезка волновода вида канал в диэлектрике радиуса  $a$  и длины  $L$  при длине волны возбуждающего пучка  $\lambda$  и показателе преломления материала волновода 4.3,  $\frac{a}{\lambda} = 53$ .  $r$  - то же, что и на рис. 1. 1, 2, 3 -  $L = 1.3 \frac{a^2}{\lambda}$ ; 4, 5 -  $L = 4.3 \frac{a^2}{\lambda}$ . 1 - совпадающие теоретическое и экспериментальное распределения, 2 - эксперимент. Эксперимент выполнен при  $\lambda = 0.337$  мм с волноводом из стекла.

Достоинствами формирования поля при помощи рассмотренных волноводов являются осесимметричное преобразование, простота изготовления и эксплуатации, отсутствие интерференционного фона.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] А н а н ь е в Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения, М.: Наука, 1979, 328 с.
- [2] А в е р ь я н о в Н.Е., Б а л о ш и н Ю.А., Б е л ь к о в И.В., П а в л и ш и н И.В. - ЖПС, 1987, т. 46, № 3, с. 396-400.
- [3] М а т и з е н Ю.Э., Т р о и ц к и й Ю.В. - Квантовая электроника, 1988, т. 15, № 1, с. 208-211.
- [4] G r o j e a n R.E., F e l d m a n D., R o a s h J.E. - Rev. Sci. Instrum., 1980, v. 51, N 3, p. 375-376.
- [5] V e l d k a m p W.B. - Rev. Sci. Instrum., 1982, v. 53, N 3, p. 1294-1297.
- [6] G i r a r d e a u J.P., L i J.C., G i r a r d e a u - M o n t a u t C. - Optics Commun., 1986, v. 57, N 3, p. 161-165.

- [7] Воронцов М.А., Матвеев А.К., Сивонь В.П. Сб.: Компьютерная оптика, М., 1987, № 1, с. 74-78.
- [8] Баскаков О.И., Епишин В.А. У1 Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн. Краткие тексты докладов, кн. 2. Москва-Ереван, 1973, с. 256-260.
- [9] Бережный В.Л., Епишин В.А., Кононенко В.И. и др. - Препринт ХФТИ АН УССР № 82-48, Харьков, 1982. 56 с.
- [10] Казанцев Ю.Н., Харлашкин О.А. - Радиотехника и электроника, 1984, т. 29, № 8, с. 1441-1450.
- [11] Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. - Радиотехника и электроника, 1988, т. 33, № 4, с. 700-705.
- [12] Коряковский А.А., Марченко В.М., Прохоров А.М. Дифракционная теория метода Гальбот-интерферометрии и диагностика широкоапертурных волновых фронтов. Труды ИОФАН СССР, Наука, 1987, т. 7, с. 33-91.
- [13] Гудмен Д. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.

Харьковский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
11 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

### ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ЭФФЕКТИВНОЙ ДИФфуЗИИ ТЕЙЛОРА ОТ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА

А.М. Стамболцян

С помощью полуэмпирической теории осредненного стационарного турбулентного течения Пуазейля исследуется эффективный коэффициент диффузии Тейлора  $K_{эф}$ . Полученное в работе выражение для  $K_{эф}$  применимо при любых числах Рейнольдса. Для ламинарного потока и в области развитой турбулентности оно согласуется с классическими результатами Тейлора.

Эффективная диффузия Тейлора - это процесс продольного рассеяния примеси в сдвиговом потоке, обусловленный взаимодействием поперечной диффузии и продольного конвективного переноса. Дж.Тейлором [1, 2] были проведены две серии экспериментов по продольной диффузии пассивной примеси в прямых длинных горизонтальных трубах с ламинарным и развитым турбулентным потоками. При этом были найдены следующие закономерности, проявляющиеся как в ламинарных, так и в турбулентных потоках: а) на достаточно больших расстояниях от места введения примеси функция распределения