

# ИЗОБРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С ВОЛНОВОДОМ

А.Н. Малов, Э.А. Сенокосов, О.А. Рогожникова, В.С. Фещенко  
Иркутский государственный технический университет

## Введение

Ряд перспективных задач современной науки и техники, требуют поиска принципиально новых подходов к решению проблемы представления, передачи и обработки изображений [1-4].

В настоящее время, широко используется метод поэлементной передачи изображений по световодному жгуту с упорядоченным расположением изолированных друг от друга волокон [1], при этом каждое волокно жгута передает только одну точку изображения. На выходе из жгута формируется мозаичное изображение, составленное из отдельных точек.

Такая передача изображений имеет ряд недостатков: во-первых, ограничена разрешающая способность, связанная как с возможностью перекачки энергии из одного волокна в другое, так и с дифракцией света на торце каждого волокна. Во-вторых, потеря фазовой информации в изображении, т.е. переданное изображение является принципиально плоским. И, наконец, принципиально невозможно обработать изображение во время передачи.

Все вышеперечисленные ограничения составных волноводов стимулировали интерес к разработке методов передачи изображений по многомодовым волноводам [1].

## 1. Основная теория

Разрешающая способность волновода, как и любой другой оптической системы, определяется его апертурой. Апертура волновода, будет определяться его геометрическими параметрами и зависит от способа ввода излучения в волновод. Для диэлектрического волновода максимальная апертура ограничивается, так называемой числовой апертурой  $NA$

$$NA = \sin \alpha = [n_0^2(\lambda) - n_1^2(\lambda)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – предельный угол ввода излучения в волновод;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $n_0$  – коэффициент преломления сердцевины волновода;  $n_1$  – коэффициент преломления оболочки.

Следовательно, максимальная разрешающая способность (предельная пространственная частота) для диэлектрического волновода определяются следующим выражением:

$$v_{ap} = NA/\lambda = [n_0^2(\lambda) - n_1^2(\lambda)]^{1/2} / \lambda. \quad (2)$$

Как видно, она не зависит от геометрических параметров и длины волновода.

Кроме того, существенное влияние на разрешающую способность диэлектрического волновода оказывает модовая структура поля внутри него. В [5] строго показано, что количество передаваемых деталей предмета равно количеству мод волновода, участвующих в создании изображения. Количество

мод распространяющихся в планарном, диэлектрическом волноводе, согласно [2], будет

$$N = \left( \frac{2d}{\lambda} \right) \{ 2n_0(\lambda) \times [n_0(\lambda) - n_1(\lambda)] \}^{1/2} + \frac{1}{2}, \quad (3)$$

где  $d$  – толщина волноводного слоя.

Следовательно, разрешающая способность волновода, ограниченная модовой структурой поля, будет

$$v_{mod} = \frac{(2d/\lambda) \{ 2n_0(\lambda) [n_0(\lambda) - n_1(\lambda)] \}^{1/2} + 1/2}{L}, \quad (4)$$

где  $L$  – размеры передаваемого изображения.

Оптимальным по габаритным характеристикам и разрешающей способности, будет очевидно волновод, для которого

$$v_{ap} = v_{mod}. \quad (5)$$

Многочисленные исследования конца прошлого века [1] показали, что не все моды оптического волновода участвуют в построении изображения. Так, согласно [1], число мод участвующих в построении изображения на порядок меньше общего их количества. И их количество быстро убывает с увеличением длины волновода, из-за растущего расхождения фаз мод высших порядков (межмодовая дисперсия). Из-за этого явления, пропускная способность волновода сильно отличается от значений (1) и (4), и передача изображений, даже теоретически, ограничивается расстояниями порядка одного метра [1].

В то же время моды волновода часто могут являться собственными функциями преобразования Фурье. И если передавать через волновод не само изображение, а его Фурье-спектр, то может появиться возможность передать информацию, содержащуюся в изображении без потерь, если удастся сохранить фазовые соотношения между спектральными компонентами.

Известны функция веса и амплитудно-фазовая частотная передаточная функция (далее передаточная функция) изображающей системы с линзой и свободного пространства [6]. Следовательно, для описания процесса преобразования излучения в оптической системе с волноводом нужно определить передаточную функцию волновода. Сделаем это, частично используя расчеты [1].

Сначала, для простоты, рассмотрим планарный многомодовый металлический волновод, представляющий собой слой диэлектрика с показателем преломления  $n_0$  и толщиной  $d$ , заключенный между двумя идеально проводящими металлическими обкладками (рис. 1).

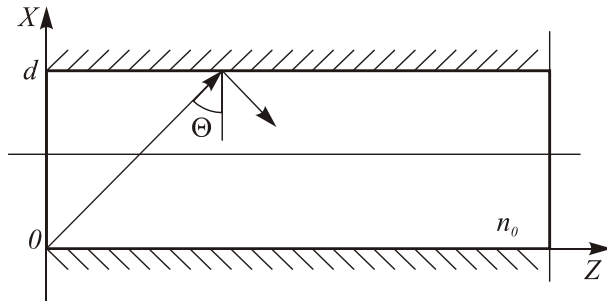


Рис. 1. Планарный волновод

Пусть входной торец волновода ( $z = 0$ ) возбуждается монохроматическим источником света с распределением электромагнитного поля  $E_0(x)$ . Это распределение, с учетом апертюры волновода, можно представить в виде суперпозиции волновых функций волновода  $F_m(x)$  с амплитудами  $a_m$ :

$$E_0(x) = \sum_{m=1}^M a_m F_m(x), \quad (6)$$

где  $M$  – номер предельной моды.

Распределение поля в произвольном сечении волновода  $z \gg \lambda$  так же определяется суперпозицией волновых функций волновода. Однако в отличие от сечения  $z = 0$  в этой суперпозиции учитывается разница в константах распространения разных мод  $\beta_m$ :

$$E_z(x) = \exp(j\beta_1 z) \times \sum_{m=1}^M a_m F_m(x) \exp(jz(\beta_m - \beta_1)). \quad (7)$$

Передаточная функция волновода тогда будет иметь вид:

$$W(\beta_m) = \exp[jz(\beta_m - \beta_1)]. \quad (8)$$

Константу распространения  $\beta_m$  можно найти согласно следующему выражению [1]:

$$\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda m}{2dn_0}\right)^2}, \quad (9)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $n_0$  – коэффициент преломления сердцевинки волновода,  $d$  – толщина волновода.

Следовательно, передаточная функция (8) примет вид:

$$W(m) = \exp \left\{ jz \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \left[ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda m}{2dn_0}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2dn_0}\right)^2} \right] \right\}. \quad (10)$$

Если учитывать только параксиальные моды, для которых выполняется неравенство  $\lambda m / 2dn_0 \ll 1$ , выражение можно упростить путем замены корней первыми двумя членами их разложений в ряд:

$$\begin{aligned} W(m) &= \\ &= \exp \left\{ -jz \frac{2\pi n_0}{\lambda} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda m}{2dn_0} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{2dn_0} \right)^2 \right] \right\} = \quad (11) \\ &= \exp \left[ -jz \frac{\pi \lambda}{4d^2 n_0} (m^2 - 1) \right] \end{aligned}$$

В случае  $m \gg 1$ ,  $(m^2 - 1) \approx m^2$  и выражение (11) можно переписать в виде:

$$W(m) = \exp[-j\pi \lambda z m^2 / 4d^2 n_0] \quad (12)$$

Пространственную частоту излучения в волноводе найдем исходя из, так называемого условия поперечного резонанса [7]:

$$2k n_0 d \cdot \cos \Theta = 2m\pi, \quad (13)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор,  $\cos \Theta$  – направляющий косинус,  $d$  – толщина волновода,  $m$  – номер моды.

Учитывая это условие, получим выражение для пространственной частоты в волноводе:

$$f = \cos \Theta / \lambda = m / 2dn_0. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (12) получим окончательный результат:

$$W(f) = \exp \left[ -j \frac{\pi \lambda z}{n_0} f^2 \right]. \quad (15)$$

Или в двумерном случае:

$$W(f_x, f_y) = \exp \left[ -j \frac{\pi \lambda z}{n_0} (f_x^2 + f_y^2) \right], \quad (16)$$

где  $f_x = m / 2d_x n_0$ ,  $f_y = n / 2d_y n_0$  – пространственные частоты по оси  $x$  и по оси  $y$  соответственно;  $m$  и  $n$  – целые числа.

Выражение (16) полностью соответствует передаточной функции свободного пространства [6]. Следовательно, для компенсации разности фаз приобретаемой различными пространственными частотами может быть использован обычный объектив или линза.

Соотношение (16) верно и для многомодового диэлектрического волновода [1]. С той лишь разницей, что при всех расчетах необходимо использовать вместо истинной ширины волновода  $d$  некоторое его эффективное значение:

$$d_{ef} = d + \left( \frac{\lambda}{\pi} \right) \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^\rho (n_0^2 - n_1^2)^{-1/2}, \quad (17)$$

где  $\rho = 0$ , для ТЕ-мод и  $\rho = 1$  для ТМ-мод;  $n_0$  и  $n_1$  – показатели преломления волноводного слоя и оболочки ( $n_0 > n_1$ ).

### Эксперимент

Волновод изготовлялся следующим образом. Стеклаянная пластина ( $n_0=1,55$ ) погружалась в 10-15%-й водный раствор желатина. Затем пластина сушилась в течение трех часов. В результате на по-

верхностях стеклянной пластины образовывался тонкий слой желатина ( $n_1=1,54$ ). Толщина волноводного слоя была от 1,5 до 3 мм. Длина волновода  $L$  была от 10 до 40 см.

Эксперимент проводился по схеме, которая изображена на рис. 2.

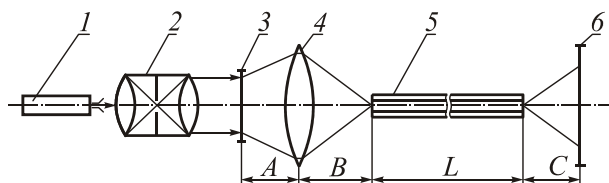


Рис. 2. Оптическая схема эксперимента

Пучок света от лазерного источника 1 попадает в коллимационную систему 2, где происходит его расхождение и преобразование к параллельному. Затем параллельный пучок падает на прозрачный транспарант с изображением 3. После этого с помощью объектива 4 излучение вводится в волновод 5 и проходит сквозь него, а на экране 6 строится изображение транспаранта.

Мы применяли ввод света в волновод и его вывод с помощью призмы [7]. Это делалось с целью устранить влияние физической апертуры волновода на передачу через него изображения.

Изображение всегда наблюдалось в одной плоскости. Причем, только в том случае, когда расстояния транспарант – объектив, объектив – волновод и волновод – экран подчинялись формуле линзы:

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{(B+C)} = \frac{1}{F}, \quad (18)$$

где  $F$  – фокусное расстояние объектива,  $A$  – расстояние от транспаранта до линзы,  $B$  – расстояние от линзы до волновода,  $C$  – расстояние от волновода до экрана (причем  $B=C$ ).

В результате на экране в выходной плоскости системы было получено перевернутое изображение транспаранта (рис. 3).



Рис. 3. Изображение, полученное на экране в выходной плоскости системы

Изображение получилось растриванное. Параметры растра соответствовали формуле  $T=L/N$ , где  $T$  – период растра,  $L$  – размер изображения,  $N$  – количество мод планарного волновода.

В случае, когда использовался планарный волновод с  $d=1,5$  мм ( $N=242$ ), а размеры изображения на экране были  $L=20$  мм, период растра был равен  $T \approx 0,083$  мм. То есть разрешение системы в этих условиях было  $12,1 \text{ мм}^{-1}$ , что сравнимо с разрешающей способностью промышленных объективов.

#### Обсуждение результатов эксперимента и выводы

Гипотеза о возможности компенсации фазовых набегов различных мод волновода одним обычным объективом подтвердилась. Хотя на результаты эксперимента влияют фундаментальные отличия процесса распространения света в волноводе от его распространения в свободном пространстве.

Во-первых, изображение получилось растриванное из-за дискретности Фурье-спектра в волноводе. Параметры растра (период и пространственное распределение его интенсивности) в точности соответствовали модовому составу планарного волновода. Таким образом, волновод сыграл роль фильтра пространственных частот.

Если еще раз обратить внимание на передаточную функцию волновода, то мы увидим, что волноводы с различной конфигурацией поперечного сечения, будут по-разному растривать изображение. Форма растра будет зависеть от модового состава волновода (для прямоугольного волновода растр будет состоять из прямоугольников, для круглого – из концентрических колец и т.д.). Кроме того, в передаточную функцию волновода явным образом входит показатель преломления сердцевины волновода, это приведет к тому, что для градиентных волноводов моды высших порядков будут расположены ближе друг к другу. Вследствие этого увеличение изображения окажется неравномерным, и будет уменьшаться от центра изображения к его краям.

Во-вторых, в связи с тем, что Фурье-компоненты электромагнитного поля при распространении вдоль волновода, в условиях сохранения углов при распространении в волноводе, не могли расходиться в пространстве, то изменение длины волновода никак не влияло на конечный результат.

Это второе отличие процесса распространения света в волноводе от распространения его в свободном пространстве, при полной формальной идентичности передаточных функций, позволяет по-новому взглянуть на передачу изображений через волновод.

Можно, как и в свободном пространстве в зоне дифракции Френеля, встраивать в волноводный тракт компенсирующие элементы в виде линз. В этом случае мы получаем оптическую систему с увеличением, которое ограничено поперечными размерами волновода. И, соответственно, длина волноводного тракта будет ограничена фокусным расстоянием компенсирующего элемента. Для передачи изображения на

расстояния более метра придется создавать волоконно-оптический аналог линзовой линии, что, и описано в [1]. Заметим, что подобная волоконно-линзовая линия может быть реализована с помощью локального осесимметричного сжатия круглого волокна с некоторым шагом по оси волокна (типа линии из механических «перехватов» – колец).

Получить же внутри волновода естественным путем дифракцию Фраунгофера не возможно, потому что Фурье-компоненты спектра электромагнитной волны не расходятся в пространстве, а только отстают друг от друга по фазе.

Таким образом, оптическая схема с объективом, который был вынесен за пределы волновода, оказалась гибче. В волноводный тракт был введен сразу Фурье-спектр, волновод его передал практически без изменений, и далее свободное пространство преобразовало Фурье-спектр в изображение. В этом случае объектив работал не только как компенсатор фазовых набегов различных пространственных частот и концентратор излучения, но и выступал как организатор электромагнитного поля внутри волновода, согласованного с его собственными модами.

С другой стороны волновод сам всегда выступает как фильтр пространственных частот. С этой точки зрения не важно, где помещать объектив, перед волноводом или же за ним. Фазы всех пространственных частот будут скомпенсированы в любом

случае. Если будет соблюдаться соотношение (18), то изображения предметов, находящихся перед волноводом, успешно построятся, даже в том случае, если объектив расположить за волноводом. С той лишь разницей, что энергия, передаваемая через такую оптическую систему, будет сильно зависеть от физической апертуры волновода, которая, в этом случае, выступает, как входной зрачок системы.

#### *Литература*

1. Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. Волноводная передача изображений в когерентном свете // Квантовая электроника, 1978. №9. С. 1877-1895.
2. Свечников Г.С. Элементы интегральной оптики // М.: Радио и связь, 1987. 104 с.
3. Гуляев Ю.В., Меш М.Я., Проклов В.В. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение // М.: Радио и связь, 1991. 152 с.
4. Надель Ж.М. Волноводные линии связи // М.: Радио и связь, 1975. 234 с.
5. Ulrich R. Image formation by phase coincidanced in optical waveguides // Opt. Commun., 1975. V. 13. №3. P. 259 – 264.
6. Порфирьев Л.Ф. Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных система // Л.: Машиностроение. 1989. 387 с.
7. Малов А.Н. Физические основы информационно-оптических технологий // М.: MeDia, 2000. 242 с.