

сожалению, эта рекомендация не носит общего характера. Такой выбор размера АДФП зависит от качества изготовления защитного стекла ФПЗС. Очень редко встречаются стекла, которые дают интерференцию с равномерным периодом. Наиболее типичная интерферограмма одного из стекол ФПЗС приведена в [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ивamoto А. Применение дифракционных изображений в контрольно-измерительной технике/ВЦП.— № КИ-66808.— Киев, 28.05.84.— Пер. ст. из журн.: Отомэсен.— 1982.— 27, № 9.— С. 45.
2. Лазарев Л. П., Миновичка С. Д. Дифракционный метод измерения геометрических характеристик протяженных объектов // Измерит. техника.— 1986.— № 7.
3. Евсеенко Н. И., Козачок А. Г., Солodкин Ю. Н. Анализ дифракционных способов измерения линейных размеров // Метрология.— 1984.— № 2.
4. Feutlinske K., Gast Th. Berührungslöse optisch-elektrische Prüfung von Lagen und Dimensionen. Tendenzen in Entwicklung und industriellem Einsatz // QZ: Qual. und Zuverlässigk.— 1985.— 30, N 7.
5. Тарлыков В. А. Погрешности лазерного дифрактометра малых линейных размеров, вносимые оптическим фурье-процессором // Измерит. техника.— 1986.— № 6.
6. Госьков П. И., Грозов В. И., Пронин С. П., Якунин А. Г. Особенности обработки дифракционной картины ПЗС-фотоприемником // Автометрия.— 1987.— № 3.
7. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов.— Л.: Машиностроение, 1977.
8. Янке Е., Емде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1977.
9. Меркишин Г. В. Многоокопные оптико-электронные датчики линейных размеров.— М.: Радио и связь, 1986.
10. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении.— Л.: Машиностроение, 1978.

Поступила в редакцию 11 августа 1988 г.

УДК 621.373.826 : 621.391.62

В. И. АНИКИН, Д. А. ЛЕТОВ, С. В. ШОКОЛ
(Москва)

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В ФОКАЛЬНОМ ПЯТНЕ ВОЛНОВОДНОЙ ЛИНЗЫ

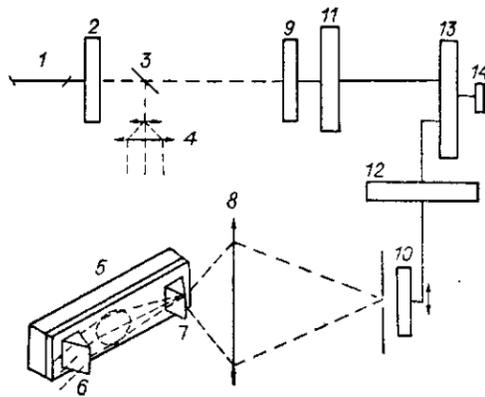
Получившие в последнее время распространение интегрально-оптические схемы для оконечных устройств волоконно-оптических линий связи и устройств обработки информации часто содержат фокусирующие элементы, с помощью которых осуществляется формирование заданных фронтов оптических пучков, фурье-преобразование сигнала и т. п. [1—3].

Качество любой волноводной линзы определяется распределением интенсивности прошедшего через нее света на фокальной линии. Это распределение позволяет оценить размер фокального пятна, т. е. параметр, определяющий разрешение прибора, содержащего линзу. В объемной оптике такие измерения проводят в проходящем свете путем сканирования чувствительного элемента в фокальной плоскости [4]. Прямой перенос этого метода в интегральную оптику невозможен ввиду того, что чувствительный элемент, регистрирующий проходящий по волноводу свет, не может быть помещен с возможностью передвижения внутри волноводной пленки или подложки (т. е. там, где сосредоточена наибольшая часть переносимой волноводом световой мощности).

Принципиально возможна регистрация части мощности волноводной волны, распространяющейся в обрамляющей среде. Но для этого требу-

Рис. 1. Блок-схема установки для измерения интенсивности света в каустике волноводной линзы:

1 — источник излучения; 2 — амплитудный модулятор; 3 — делитель светового пучка; 4 — коллиматор; 5 — волноводная схема с волноводной линзой; 6, 7 — вводная и выводная призмы; 8 — объемная линза; 9 — приемник опорного луча; 10 — приемник луча, выведенного из волноводной схемы; 11, 12 — узкополосные резонансные усилители; 13 — синхронный детектор; 14 — самописец



ется очень близкое (порядка длины волны света) расположение светочувствительного элемента к поверхности волновода. Столь близко расположенный приемник может оказаться сильной неоднородностью, влияющей на получение достоверных результатов. Кроме того, уровень полезного сигнала оказывается сравнимым с уровнем шума от рассеянного в волноводе света. Регистрация же рассеянного в волноводе света в дальней зоне также не дает истинной картины распределения ввиду того, что центры рассеяния могут иметь размеры, превышающие ожидаемый размер фокального пятна.

Разработанные в настоящее время методы измерения распределения интенсивности света на фокальной линии волноводной линзы основаны на преобразовании проходящей в ее каустике поверхностной волны в объемную с последующей обработкой и измерением распределения интенсивности объемной световой волны. Указанное преобразование может быть осуществлено, например, на полированном торце волновода. При этом торец волновода совмещается с самым узким местом каустики волноводной линзы путем сподлировывания части подложки. Последующая оптическая обработка заключается в наблюдении фокального пятна в микроскоп [5]. Описанная схема измерений благодаря применению микрообъективов, обладающих высокой разрешающей способностью при больших относительных отверстиях (до $1:0,8$), может быть использована для определения фокусирующих свойств волноводных линз как с малыми, так и с большими, но не более $1:0,8$, относительными отверстиями. Необходимость проведения подготовительной работы сужает область применения этого метода. Кроме того, он может оказаться неприменимым для некоторых пленочных волноводных структур, характеризующихся различной твердостью пленки и подложки и напряжениями в них и на границе.

Использование для преобразования поверхностной световой волны в объемную дифракционного элемента связи также требует выполнения подготовительных операций, приводящих к необратимым изменениям волновода [6].

Оперативным, неразрушающим и достаточно гибким является метод преобразования поверхностной волны в объемную, осуществляемый призматическим элементом связи [5, 7—9]. Он может быть использован на этапе предварительной отработки технологии.

Зададимся вопросом о предельных возможностях метода измерения распределения интенсивности света на фокальной линии волноводной линзы при использовании призматического элемента вывода.

Принципиальная схема установки для реализации данного метода показана на рис. 1.

В этой измерительной схеме возможен ряд специфических погрешностей, обусловленных преобразованием поверхностной световой волны в объемную, абберациями в системе оптической обработки выведенного излучения, а также ограниченностью минимальных размеров чувствительных элементов системы регистрации и точности взаимной юстировки ее

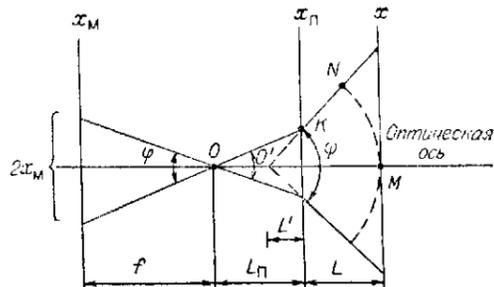


Рис. 2. Ход лучей в кау-
стике волноводной лин-
зы и их преломление на
выходной грани вывод-
ной призмы

элементов. Рассмотрим перечисленные погрешности, требования к элементам схемы и оценим возможные ошибки измерений.

Устройство ввода 6 должно обеспечивать эффективный ввод широких параллельных пучков с минимально возможными амплитудными и фазовыми искажениями. В качестве такого устройства может быть использована призма с цилиндрическим основанием большого (8—10 м) радиуса кривизны или дифракционная решетка.

Расходимость падающего пучка не должна превышать величины $\Theta = 40''$, что необходимо для селективного возбуждения каждой моды в волноводах с малым ($\sim 0,01$) перепадом в показателях преломления волновода и подложки. Для структур с большим перепадом это требование может быть менее жестким.

Сформированная устройством ввода поверхностная волна с однородным амплитудным распределением в поперечном сечении фокусируется волноводной линзой и выводится из волновода устройством призмного вывода 7, установленным в непосредственной близости от фокальной линии. Изображение фокальной линии, сформированное установленной на оптической оси выведенного пучка линзой или объективом, анализируется системой регистрации 10—14.

Рассмотрим особенности работы устройства призмного вывода для расходящихся поверхностных волн.

Пучок, подлежащий выводу, является расходящимся, с углом расходимости φ , определяемым параметрами волноводной системы (рис. 2). При выходе пучка из призмы в обрамляющую среду происходит увеличение угла расходимости после преломления на плоской выходной грани. Уширение происходит по нелинейному закону и усиливается с ростом показателя преломления призмы.

Угол расходимости пучка связан с относительным фокусным расстоянием волноводной линзы соотношением

$$\frac{f}{2x_M} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}. \quad (1)$$

Таким образом, угол расходимости φ однозначно характеризует параметр $f/2x_M$ для волноводной линзы. Следовательно, отмеченное увеличение угла расходимости пучка при выходе из призмы приводит к тому, что следующие элементы схемы (см. рис. 1) обрабатывают пучок, соответствующий волноводной линзе с другим, трансформированным, параметром $(f/2x_M)^*$. Определим, пользуясь рис. 2, значение относительного фокусного расстояния по аналогии с (1):

$$\left(\frac{f}{2x_M}\right)^* = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}. \quad (2)$$

Преломление крайних лучей пучка на выходной грани призмы описывается законом Снелиуса:

$$n_{\text{пр}} \sin \frac{\varphi}{2} = \sin \frac{\psi}{2}. \quad (3)$$

Выразим $\psi/2$ из (3), используя (1):

$$\frac{\psi}{2} \arcsin \left(n_{\text{пр}} \sin \frac{\psi}{2} \right) = \arcsin \frac{n_{\text{пр}}}{\sqrt{4 \left(\frac{f}{2x_M} \right)^2 + 1}}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), получим

$$\left(\frac{f}{2x_M} \right)^* = \frac{\sqrt{\left(\frac{f}{2x_M} \right)^2 - \frac{1}{4} (n_{\text{пр}}^2 - 1)}}{n_{\text{пр}}}. \quad (5)$$

Так как $n_{\text{пр}} > 1,0$, то $(f/2x_M)^* < f/2x_M$.

В результате преломления лучей на плоской выводной грани призмы преобразуется не только параметр $f/2x_M$, но и фазовый фронт световой волны, выходящей из каустики волноводной линзы.

Предположим, что волноводная линза не имеет aberrаций, ухудшающих разрешающую способность (т. е. сферической aberrации и комы), поэтому фазовый фронт после фокальной линии будем считать цилиндрическим и расходящимся. Для выводной грани призмы (линия x_n , рис. 2) имеем

$$\Phi(x_n) = \Phi_0 + k_0 n_{\text{пр}} \left[\sqrt{L_n^2 + x_n^2} - L_n \right], \quad (6)$$

где Φ_0 — фазовый набег вдоль оптической оси от точки x_n до линии x_n .

Преобразование параметра $f/2x_M$ волноводной линзы эквивалентно перемещению фокуса этой линзы из точки O в точку O' (см. рис. 2). Рассчитаем фазовый фронт световой волны после выходной грани призмы в точке M , расположенной на оптической оси, и в точке N — на произвольном луче. Учитывая (3), имеем

$$L' = x_n \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} = \frac{\sqrt{L_n^2 - x_n^2} (n_{\text{пр}}^2 - 1)}{n_{\text{пр}}}. \quad (7)$$

Фазовый набег вдоль оптической оси представим в виде

$$\Phi_M = \Phi_0 + k_0 L. \quad (8)$$

Для фазового набега вдоль произвольного луча имеем

$$\Phi_N = \Phi(x_n) + k_0 |KN|. \quad (9)$$

Из геометрии задачи и (3) получим

$$|O'K| = \frac{x_n}{\sin \frac{\psi}{2}} \frac{\sqrt{L_n^2 + x_n^2}}{n_{\text{пр}}}; \quad (10)$$

$$|KN| = L' + L - |O'K|. \quad (11)$$

Из (9) — (11) следует

$$\begin{aligned} \Phi_N = \Phi_0 + k_0 L + k_0 n_{\text{пр}} \left[\sqrt{L_n^2 + x_n^2} - L_n \right] - k_0 \frac{\sqrt{L_n^2 + x_n^2}}{n_{\text{пр}}} + \\ + k_0 \frac{\sqrt{L_n^2 - x_n^2} (n_{\text{пр}}^2 - 1)}{n_{\text{пр}}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Сравнивая (8) и (12), получаем $\Phi_M \neq \Phi_N$. Этот результат показывает, что фазовый фронт световой волны после преломления лучей на плоской выводной грани призмы перестает быть цилиндрическим, что, в свою очередь, приводит к увеличению регистрируемого фокального пятна по сравнению с истинным.

Пусть теперь $x_n \ll L_n$, в этом случае имеем

$$\sin \frac{\psi}{2} \approx \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{x_n}{L_n}; \quad \sin \frac{\psi}{2} \simeq n_{\text{пр}} \frac{x_n}{L_n}. \quad (13)$$

Тогда, учитывая (3), получим

$$L' \simeq x_n \operatorname{ctg} \left[\arcsin \left(n_{\text{пр}} \frac{x_n}{L_n} \right) \right] = \frac{L_n}{n_{\text{пр}}} \sqrt{1 - \frac{n_{\text{пр}}^2 x_n^2}{L_n^2}} \simeq \frac{L_n}{n_{\text{пр}}} \left[1 - \frac{i}{2} \left(\frac{n_{\text{пр}} x_n}{L_n} \right)^2 \right]; \quad (14)$$

$$|O'K| \simeq \frac{r_n}{n_{\text{пр}}}; \quad \Phi(x_n) \simeq \Phi_0 + k_0 n_{\text{пр}} \frac{x_n^2}{2L_n}.$$

Подставляя (14) в (9) с учетом (11), получим $\Phi_N = \Phi_M$. Таким образом, для волноводных линз со сравнительно большим фокусным расстоянием при выполнении условия $x_n < 0,1L_n$ фазовый фронт световой волны после преломления на плоской грани выводной призмы сохраняет цилиндрическую форму с точностью не менее $\pm 0,03\lambda$.

Радикальным способом устранения описанных искажений является использование специальной выводной призмы, у которой выводная грань выполнена в виде сферической поверхности, центр кривизны которой должен находиться на фокальной линии волноводной линзы в точке ее пересечения с оптической осью. В этом случае все лучи светового пучка, выходящего из каустики волноводной линзы, будут падать на сферическую выходную грань призмы под прямым углом и не будут испытывать преломления. Следовательно, в этом случае устраняется причина, вызывающая искажение светового пучка в выходной призме плоской волноводной гранью, где угол падения лучей не фиксирован и в общем случае не равен 90° .

Выводная призма должна иметь цилиндрическое основание с радиусом кривизны не менее 0,5—1,0 м. В этом случае максимальная расходимость выведенного объемного пучка определяется расходимостью светового пучка в каустике волноводной линзы с учетом преобразования на плоской выводной грани объемной призмы, а параметр $(f/2x_m)^*$ будет определяющим для работы следующего по блок-схеме оптического элемента. В целях снижения амплитудно-фазовых искажений при выводе целесообразно увеличить радиус кривизны основания призмы до 8—10 м, но это приводит к усложнению получения качественного оптического контакта.

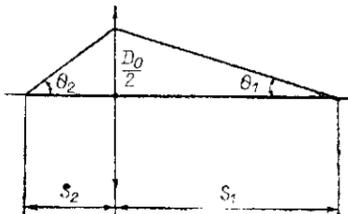
Следующим важным элементом в блок-схеме измерительной установки (см. рис. 1) является объемная линза или объектив 8. Они служат для формирования увеличенного изображения фокального пятна с целью последующей регистрации распределения интенсивности в его поперечном сечении. Рассмотрим особенности функционирования этих элементов.

Основное требование к линзе можно представить в виде $F_0/D \leq 0,1(f/2x_m)^*$, где D — полная апертура объемной линзы или объектива; F_0 — фокусное расстояние. Выполнение этого условия необходимо для того, чтобы весь расходящийся пучок был перехвачен параксиальной частью апертуры линзы 8. При этом она не будет вносить погрешность своих aberrаций в результаты измерений, а ее разрешающая способность будет не хуже, чем разрешающая способность идеальной волноводной линзы.

Таким образом, параметр F_0/D линзы 8 определяет предельное минимальное значение параметра $f/2x_m$ волноводной линзы, при котором данные, полученные на измерительной установке, будут достоверными. Использование, вместо одиночной линзы, лучших образцов объективов позволит получить предельные значения $f/2x_m \geq 1,3$ при условии, что выводная призма будет иметь сферическую рабочую грань.

Дальнейший анализ удобно проводить, рассматривая работу объемной линзы 8 и системы регистрации 10—14 (см. рис. 1) как единого целого. Положение линзы на оптической оси определяет увеличение μ изображения фокального пятна волноводной линзы. Размеры диафрагмы d_x на входе фотоприемника или элемента фотоприемной матрицы для

Рис. 3. Ход лучей в объемной линзе 8 (к вычислению точности юстировки)



полной реализации оптических и электрических возможностей установки должны удовлетворять условию $d_d < \mu d_0$, где $d_0 = 0,886\lambda F_0/0,1D$ — размер фокального пятна параксиальной части апертуры объемной линзы по уровню 3 дБ.

Рассмотрим требования к точности установки линзы 8 и фотоприемника 10 на оптической оси схемы, предположив, что перечисленные выше требования выполнены и линза дает идеальное изображение фокального пятна волноводной линзы. Критерием оценки может служить сохранение расходимости пучка после линзы 8 в дифракционных пределах.

Уравнение тонкой линзы применительно к линзе 8 можно записать в виде (рис. 3)

$$1/S_1 + 1/S_2 = 1/F_0. \quad (15)$$

Из геометрии задачи получаем $1/S_1 = 2 \operatorname{tg} \Theta_1/D_0$, где $D_0 = 0,1D$ — параксиальная апертура линзы 8. Учитывая это, в (15) имеем

$$S_2 = \frac{1}{\frac{1}{F_0} - \frac{2 \operatorname{tg} \Theta_1}{D_0}}. \quad (16)$$

Дифференцирование (16) по углу Θ_1 дает

$$\frac{dS_2}{d\Theta_1} = \frac{1}{\left(\frac{1}{F_0} - \frac{2 \operatorname{tg} \Theta_1}{D_0}\right)^2} \frac{2}{D_0} \frac{1}{\cos \Theta_1}. \quad (17)$$

При больших коэффициентах увеличения μ имеем $\Theta_1 \rightarrow 0$, $S_2 \rightarrow F_0$, тогда из (17) получаем

$$dF_0 = -\frac{2F_0^2}{D_0} d\Theta_1. \quad (18)$$

Дифракционная расходимость пучка определяется рабочей апертурой линзы:

$$d\Theta_{\text{двф}} \sim \lambda/D_0. \quad (19)$$

Таким образом, для сохранения дифракционной расходимости пучка линза 8 по отношению к фокальному пятну волноводной линзы должна быть установлена с точностью

$$|dF_0| \leq \frac{2\lambda F_0^2}{D_0^2}. \quad (20)$$

Точность установки фотоприемника dS_1 также может быть определена из (20) с учетом коэффициента увеличения

$$|dS_1| \leq \mu \frac{2\lambda F_0^2}{D_0^2}. \quad (21)$$

Таким образом, проанализированы особенности функционирования элементов измерительной схемы, наиболее часто употребляемой для целей определения качества волноводных линз, их соответствия требуемой дифракционной картине в фокальном пятне. Схема универсальна и может применяться с любыми типами волноводных линз с учетом получен-

ных выше ограничений на их светосилу. В случае пленочных линз Люнеберга данная схема вообще может оказаться единственно возможной для применения ввиду особенностей материалов, используемых для ее изготовления. Кроме того, описанная схема измерений неразрушающая и может быть использована при отработке технологии изготовления волноводных линз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анникин В. И., Дерюгин Л. П., Легов Д. А. и др. Экспериментальное исследование пассивных планарных элементов // ЖТФ.— 1978.— 48.— С. 1001.
2. Анникин В. И., Шокол С. В. Фокусирующие элементы интегральной оптики // Зарубежная радиоэлектрон.— 1984.— № 5.
3. Tomaschke H. E., Rice R. R. Integrated optical wavefront sensor // SPIE.— 1985.— 578.— P. 228.
4. Пуряев Д. Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей.— М.: Машиностроение, 1976.
5. Yao S. K., Anderson D. B., August R. R. e. a. Guided-wave optical thin-film Luneburg lenses: fabrication, technique, and properties // Appl. Opt.— 1979.— 18, N 24.— P. 4067.
6. Suhara T., Kobayashi K., Nishihara H., Koyama J. Graded-index Fresnel lenses for integrated optics // Appl. Opt.— 1982.— 21, N 11.— P. 1966.
7. Veber C. M., Vahey D. W., Wood V. E. Focal properties of geodesic waveguide lenses // Appl. Phys. Lett.— 1976.— 28, N 9.— P. 514.
8. Chen B., Marom E., Morrison R. J. Diffraction-limited geodesic lens for integrated optics circuits // Appl. Phys. Lett.— 1978.— 33, N 6.— P. 511.
9. Delavaux J.-M. P., Betts G. E., Chang W. S. C. Electrooptic linear chirped grating lenses on planar optical Ti:LiNbO₃ Waveguides // J. Lightwave Techn. — 1985.— LT-3, N 3.— P. 595.

Поступила в редакцию 14 декабря 1988 г.

УДК 621.382 : 537.22

Г. М. ГЕРШТЕЙН, В. Л. ГРИЦЕНКО, И. А. МАТВЕЕВА, Л. С. СОТОВ

(Саратов)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СКРЫТОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИНДУКЦИИ

В оптоэлектрических системах скрытое электростатическое изображение представляет собой пространственное распределение заряда или потенциала на высокоомном фоточувствительном носителе. В процессе считывания заряда или потенциала электростатической зондовой системой происходит потеря информации, которую можно оценить, зная частотные характеристики зондовых систем [1].

С целью уменьшения потерь и восстановления изображения исследуются возможности синтеза зондовых систем по частотным характеристикам и обработки результатов считывания путем решения интегрального уравнения.

Синтез зондовых систем для преобразования зарядного или потенциального рельефа. Преобразование зарядного σ или потенциального ψ рельефа в электрический сигнал $q_n(\psi_n)$ описывается линейным интегральным оператором, ядром которого соответственно является функция Грина G или ее производная по нормали к поверхности носителя $\frac{\partial G}{\partial n}$, взятая на его поверхности [1]. Функцию G называют относительным потенциалом [2, 3]. Для зондовых систем, описанных в [1, 2, 4], относительный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа в кусочно-однородной среде с нулевыми условиями на поверхности, ограничивающей

© 1990 **Герштейн Г. М.**, Гриценко В. Л., Матвеева И. А., Сотов Л. С.