

理想波导短程透镜的研究

石邦任 刘 骥 孔 梅* 武连文

(长春光学精密机械学院应用理学系, 长春 130022)

摘 要 报道无曲率奇点、无像差光波导短程透镜的研究。在透镜面型设计上, 应用前文提出的过渡区母线函数形式^[1], 有效地消除了透镜卷边两端的曲率奇点^[2], 具体设计和研制了理想光波导短程透镜。通过实验测试, 短程透镜在通光孔径(8 mm)内消除了球差, 对 4.78 mm 宽的平面波束, 其焦点束斑为 3.3 μm 。

关键词 光波导, 短程透镜。

1 引 言

无论是作为光学成像器件, 还是作为光信息处理的傅里叶变换元件, 光波导透镜都是光子技术中, 诸如声光频谱分析器、光纤陀螺芯片和光盘等集成光路中的主要元器件。光波导短程透镜具有无像差、无模式转换和不受衬底折射率的影响等优点^[3, 4], 是多种波导透镜中最受注意的一种。

当一束光线通过光波导凹面时, 其路径是不同的, 由费马(Fermat)原理可知, 该凹面对光线有聚焦作用, 这即为光波导短程透镜。此类透镜的最简单面型为球面, 但为提高透镜元件性能, 消除像差, 使元件达衍射极限性能, 设计了无像差非球面短程透镜, 即设计成一个具有旋转对称的非球面, 这不仅是为了设计上的方便, 同时也是使曲面加工成为可能。

在此类透镜设计中, 以 Sottini 等的一般解析法^[5]最有优越性, 通过 Able 型积分直接推出剖面函数的解析表达式, 并求得了一个特解, 具体给出一种非球面面型显式解, 通过非球面消除了透镜球差。然而, 这个特解所表征的短程透镜, 也正如 Sottini 本人后来指出那样^[2], 在透镜过渡区两端曲率半径为零, 即此点为曲率奇点, 从而在理论上该处有很大的光损耗。作者曾报道过卷边与平面波导连接处曲率半径不为零为有限值的短程透镜特解, 然而在卷边的另一端即与透镜有效区相接处仍没有解决。这个所谓过渡区曲率半径为零的问题, 是非球面光波导短程透镜研究中, 尚没有得到很好解决的工作。

本文报道无曲率奇点无像差非球面短程透镜的研究。在理论处理上适当选用过渡区子午线函数, 在函数形式上不但考虑一阶导数的连续性, 还考虑了二阶导数的连续性, 兼顾了函数边缘两端连续并保证无奇点, 通过这种合理选取透镜过渡区形状, 理论上解决了卷边与透

* 浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027。

收稿日期: 1996 年 1 月 18 日; 收到修改稿日期: 1996 年 5 月 16 日

镜有效区及平板波导相接处曲率半径为零, 达到限制曲率、减小损耗, 从而给出无曲率奇点、非球面光波导短程透镜显式解。设计了非球面短程透镜新面型, 完成了光波导短程透镜研制。经实验测试, 透镜在通光孔径(8 mm)内消除了球差, 对 4.78 mm 宽的平面波束、焦距为 20 mm 的短程透镜, 其焦点束斑半宽度为 3.3 μm。

2 理论与设计

用图 1 所示的柱坐标系描述光波导短程透镜的光线径迹。由光波导平面 M_1 和相连接的

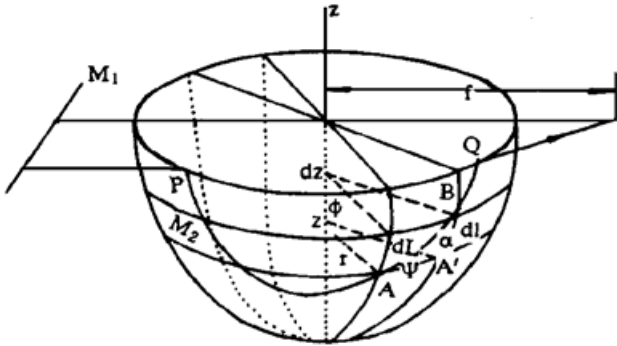


Fig. 1 Corrdinate system of a geodesic lens

轴对称旋转曲面 M_2 组合一复合曲面 M 。用柱坐标 (r, ϕ, z) 示踪曲面 M_2 上的点, 光线的传输被限制在曲面 M_2 内。

根据光学费马原理, 导波光束传播的实际光程是几何上可能的光程的极值。当一束光线在波导中传播时, 由于通过凹陷区的路径不同, 此曲面对光束有聚焦作用, 即透镜行为。如图 1 所示, 入射到透镜上任一点 P 的光线, 其出射点为 Q , 在曲面 M_2 中, PQ 两点间的光线路径由费马原理决定。

$$\delta \int_P^Q n \, dL = 0 \tag{1}$$

式中 n 为波导有效折射率, dL 为光线路程的微元, 即短程线元。线段 AB 与子午线(透镜母线)的交角角 α 表示, 与纬圈的交角用 ψ 表示, 其径度角用 ϕ 表示, dl 为曲面子午线微元, 且 $dl^2 = dr^2 + dz^2$, 则 $dL = [dl^2 + (r d\phi)^2]^{1/2}$ 。不难得出短程线微分方程:

$$d\phi = \frac{k(1+z^2)^{1/2}}{r(r^2-k^2)^{1/2}} = \frac{k l'(r)}{r(r^2-k^2)^{1/2}} \tag{2}$$

式中 $l'(r) = dl/dr = [1 + (\frac{dz}{dr})^2]^{1/2}$, k 为常数。由(2)式右以得出短程透镜的母线方程。依据文献[5], 给出带有光滑过渡域的透镜母线表示式为

$$Z(r) = \begin{cases} \int_0^r [l'(r)^2 - 1]^{1/2} \, dr, & 0 \leq r < d \\ Z(d) + \int_d^r [l'(r)^2 - 1]^{1/2} \, dr, & d \leq r \leq c \end{cases} \tag{3}$$

下面将具体讨论母线方程的显式解, 完成无曲率奇点、无像差短程透镜的设计。考虑如图 2 用归一化半径所表示的旋转对称光波导短程透镜。透镜凹陷剖面为 $z = z(r)$, $L(R)$ 和 $l(r)$ 分别表示卷边($a \leq R < 1$)母线和凹陷中心部分即透镜有效区($0 \leq r \leq a$)母线。显然有

$$\left[\frac{dz}{dr} \right]^2 = \begin{cases} \left[\frac{dl}{dr} \right]^2 - 1 \equiv l'(r) - 1, & 0 \leq r < a \\ \left[\frac{dL}{dR} \right]^2 - 1 \equiv L'(R) - 1, & a \leq R < 1 \end{cases} \tag{4}$$

为找出 $l'(r)$ 和 $L'(R)$ 的具体函数形式, 引入辅助函数 $\lambda(r)$ 和 $\Lambda(R)$

$$\begin{cases} l'(r) = - [1 + \lambda(r)], & 0 \leq r < a \\ L'(R) = - [1 + \Lambda(R)], & a \leq R \leq 1 \end{cases} \quad (5)$$

由文献[1]给出

$$\begin{aligned} \lambda(r) = & -\frac{1}{\pi} \left[\arcsin \left[\frac{a^2 - r^2}{f_1^2 - r^2} \right]^{\frac{1}{2}} + \arcsin \left[\frac{a^2 - r^2}{f_2^2 - r^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right] \\ & + \frac{2}{\pi} (a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}} \int_a^1 \frac{R \Lambda(R)}{(R^2 - r^2)(R^2 - a^2)^{\frac{1}{2}}} dR \end{aligned} \quad (6)$$

从(6)式、(5)式和(4)式可知,只要确定了 $\Lambda(R)$ 的具体函数形式,就可以求得短程透镜面型函数 $Z(r)$ 。但 $\Lambda(R)$ 要满足一定要求,保证在卷边两端与其接触的透镜有效区的平面光波导区光滑连接,即母线的一阶导数 $l'(r)$ 和 $L'(R)$ [对应辅助函数 $\lambda(r)$ 和 $\Lambda(R)$]是连续的。如文献[5]选取了过渡函数 $\Lambda(R) = (1 - R^2)/h$ (h 为常数),并满足在过渡区 $R = 1$ 点, $\Lambda(1) = 0$ 、

$l'(n) = -1$ 。所以,透镜卷边与平面光波导相接处是连续的。然而,正如Sottini等在文献[2]所指出,此特解表征的短程透镜母线,在卷边两端,其曲率半径为零。对此选用的卷边函数所表征的透镜母线特解,稍作微分运算,由母线曲率半径表示式,不难得出在母线 $r = a$ 及 $R = 1$ 处,其曲率半径为零。作者在文献[1]的透镜设计中,也作了同样计算,表明卷边函数选取时,只考虑一阶导数连续是不够的,还要考虑二阶导数的连续性,从而才能设计出无曲率奇点无像差的光波导短程透镜。这样,卷边函数应满足条件: $\Lambda(1) = 0$ 、 $\Lambda'(1) = 0$ 、 $\Lambda(a) = \lambda(a)$ 和 $\Lambda'(a) = \lambda'(a)$ 。由此选取卷边函数^[1]

$$\Lambda(R) = [(1 - R^2)^2 + \alpha(1 - R^2)^3]/h, \quad (7)$$

式中 α 和 h 为常数,显然(7)式满足卷边函数前二个条件,而 α 和 h 由后二条件确定。将(7)式代入(6)式,确定 $\lambda(r)$ 表示式。从而,短程透镜旋转母线表示为^[1]

$$\begin{aligned} z(r) = & \int_0^r \left[1 - \frac{1}{\pi} \left[\arcsin \left[\frac{a^2 - r^2}{f_1^2 - r^2} \right]^{\frac{1}{2}} + \arcsin \left[\frac{a^2 - r^2}{f_2^2 - r^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right] \right. \\ & + \frac{2}{\pi h} [(1 - r^2)^2 + \alpha(1 - r^2)^3] \operatorname{arctg} \left[\frac{1 - a^2}{a^2 - r^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ & - \frac{2}{15\pi h} (a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}} (1 - a^2)^{\frac{1}{2}} (8\alpha a^4 + 15\alpha r^4 + 10\alpha a^2 r^2 - (15 + 40\alpha)r^2 \\ & \left. - (10 + 26\alpha)a^2(25 + 33\alpha)]^{\frac{1}{2}} \right] dr, \quad 0 \leq r < a \end{aligned} \quad (8)$$

$$z(R) = z(a) + \int_a^R \left(1 + \{ [(1 - R^2)^2 + \alpha(1 - R^2)^3]/h \}^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} dR, \quad a \leq R \leq 1 \quad (9)$$

其中,

$$\alpha = \frac{-80 \cos^3 v_{12} + A[\pi - 2v_{12} - 2 \sin 2v_{12} + \sin 2v_{12}(1 + 2 \sin^2 v_{12})/3]}{96 \cos^5 v_{12} + A[\pi - 2v_{12} - \sin 2v_{12}(8 \cos^4 v_{12} + 10 \cos^2 v_{12} + 15)/15]}$$

$$h = -\frac{80 \cos^3 v_{12} + 96\alpha \cos^5 v_{12}}{15[(f_1 \cos v_{13})^{-1} + (f_2 \cos v_{14})^{-1}]}$$

$$A = \frac{15}{v_{13} + v_{14}} \left[\frac{1}{f_1 \cos v_{13}} + \frac{1}{f_2 \cos v_{14}} \right]$$

$$v_{12} = \arcsin a, \quad v_{13} = \arcsin a/f_1, \quad v_{14} = \arcsin a/f_2$$

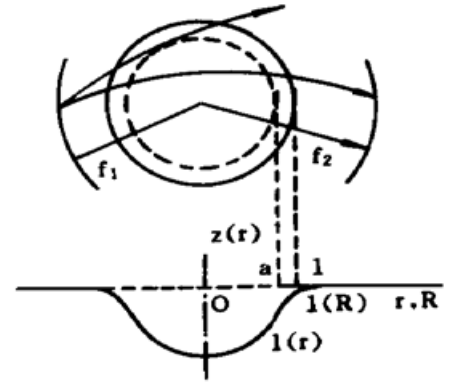


Fig. 2 Scheme of a geodesic lens with normalized radius
(a) Top view, (b) Lateral view

(8) 式和(9) 式是一变上限积分, 可采用切比雪夫多项式展开求积分。

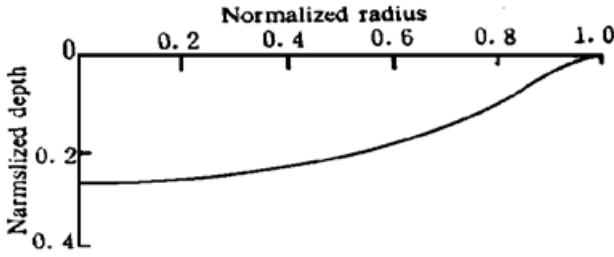


Fig. 3 Generating line of geodesic lens

(8) 和(9), 经过数值计算给出短程透镜剖面曲线, 如图 3 所示。

3 实验与结果

用图 3 所示母线函数进行短程透镜凹面成形加工。选用的 LN 基片尺寸为 $x \cdot y \cdot z = 38 \cdot 25 \cdot 13 \text{ mm}$ 。用美国 MSG-325 型数控金刚石车床完成面形加工。面型精度 $0.5 \mu\text{m}$, 光洁度 10 nm。尽管金刚石车床加工精度很高, 还要进行外形表面的精细手工抛光, 用粒度为 $0.5 \mu\text{m}$ 的刚玉粉, 使工件表面达到没有划痕和麻点, 这一点在透镜研制中是切不可忽视的工序。之后, 通过溅射成膜工艺, 将工件成 50 nm 的 Ti 膜, 并在常规高温热扩散工艺($1000 \text{ }^\circ\text{C}$, 10 h) 下, 完成 F/2.5 Ti-LN 光波导短程透镜研制。

可估算卷边两端曲率半径达 1 mm 以上, 这样已经消除了曲率奇点, 辐射损耗已减小到 0.1 dB/cm 以下。从而可认为, 透镜损耗主要是由凹陷面波导所引起的传输损耗。用 633 nm 激光束和波导棱镜耦合技术, 测量透镜损耗为 1.2 dB。

利用波导耦合试验装置和简单的测量方法^[6], 对光波导透镜进行了球差测试。将 633 nm 激光束引入波导透镜, 使光束在距光轴线不同位置上通过凹面透镜, 用平行光管直接观测每条出射光线与光轴线的交点位置, 得到如图 4 所示归一化焦距特性曲线。由图可见非球面光波导短程透镜在通光孔径 8 mm 内消除了球差。

最后, 对短程透镜的焦斑进行了测试。首先将透镜样品端面经过细致地抛光, 透镜焦点光斑测试方法如文献[7]。扩束准直激光束经过一方孔后, 由柱面镜聚焦, 经金红石棱镜耦合器进入波导透镜, 导波光束通过短程透镜后, 聚焦于出射端面上, 该端面恰好是焦面位置。焦点光斑经显微镜放大成像在 CCD 探测器阵列。CCD 输出信号经 A/D 转换器变成数字码送入微机处理, 并显示和打印。图 5 所示是 F/2.5 短程透镜样品衍射光斑的光强分布。图中纵坐标为光强, 横坐标每小格表示两个 CCD 单元, 即 $28 \mu\text{m}$ 。图中半功率点宽度 W 为 1.8 小格, 由测量物镜决定的放大倍数为 15.3 倍, 所以焦面衍射光斑半功率点宽度是 $3.3 \mu\text{m}$ 。这个结果达到国内外同类透镜的先进水平^[7], 见表 1。表中衍射光斑理论计算公式为 $W = 0.433 \times 2f/nD$ 。其中 $n = 2.20$ 为 LN 材料的折射率, $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, f 为透镜焦距, D 为光栏尺寸。

依据前面的理论描述, 可以设计无曲率奇点、无像差短程透镜。透镜参数为孔径 8 mm, 过渡区 10 mm, 焦距 20 mm。用归一化参数表示: 过渡半径为 1, $a = 0.8$, $f_1 = 2$, $f_2 = \infty$ 。取图 2 透镜过渡区卷边函数 $\Lambda(R)$ 如(7) 式, 由(6) 式可以给出透镜有效区函数 $\lambda(r)$ 。最后, 用旋转母线公式

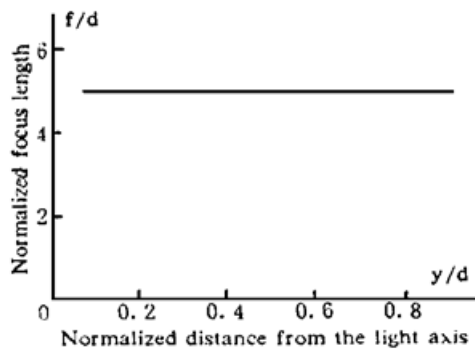


Fig. 4 Spherical aberration distribution of an optical waveguide geodesic lens

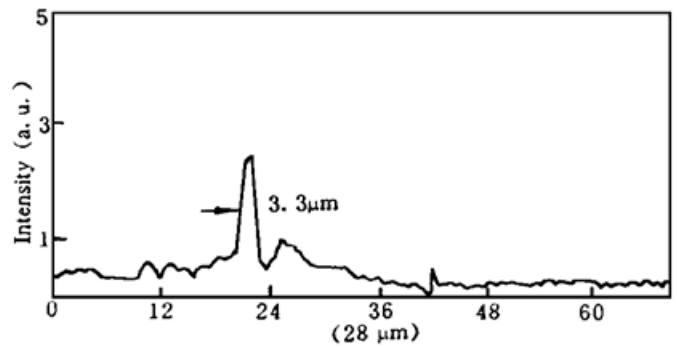


Fig. 5 Optical intensity profile of diffractive spot of geodesic lens

由表 1 可见, 短程透镜光斑值还不够理想, 随光栏尺寸加大, 偏离衍射极限也就大。以休斯加威斯豪汀的结果来看, 大孔径(6.8 mm)工作, 在工艺上保证透镜加工质量还不是很容

Table 1. Diffractive spot size of geodesic lens

item unit	substrate	aperture (mm)	focus (mm)	fence (mm)	diffractive spot size	
					measured (μm)	measured/theory
1	LiNbO ₃	8	10.2	6.8	1.6	4.2
2	LiNbO ₃	8	20.0	3.28	3.3	2.1
3	LiNbO ₃	8	18.3	4.0	4.0	3.4
this paper	LiNbO ₃	8	20.0	4.78	3.3	3.3

Note: 1 Hughes Reseach Laboratories

2 Westinghouse Advanced Technology Laboratories

3 Changchun Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences

易的, 反之小孔径(3.28 mm)工作, 透镜质量会好些。本文的光斑品质因数是 3.3 倍, 其原因在于面型加工和手工抛光后, 与理想设计的面型有所偏差, 已超出衍射限性能加工误差 $\pm 1 \mu\text{m}$ 的要求。但也可以看出, 只要改善面型精细加工的粗糙度, 具有衍射极限性能的短程透镜在工艺上可以实现的。

感谢长春物理所范俊清、许承杰、鲁平教授在透镜焦斑测试中给予的协助。

参 考 文 献

- [1] 刘 骥, 石邦任, 胡燮荣, 无曲率奇点的光波导短程透镜的设计. 光学学报, 1994, **14**(4): 398~ 402
- [2] S. Sottini, E. Giorgetti, Theoretical analysis of a new family of geodesic lens. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1987, **4**(2): 346~ 351
- [3] J. Sockacki, New simplified method for designing the smooth transition gradient-index and geodesic waveguide lenses of radial symmetry. *J. Lightwave Technol.*, 1990, **8**(5): 667~ 672
- [4] Liu Ji, Shi Bangran, Hu Xierong, Particular solution for geodesic lenses. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(27): 6412~ 6414
- [5] S. Sottini, V. Russo, G. Righini, General solution of the problem of perfect geodesic lenses. *J. Opt. Am.*, 1979, **69**(9): 1248~ 1254
- [6] 许承杰, 范俊清, 鲁平, 球面波导短程透镜的球差. 光学学报, 1985, **5**(11): 1031~ 1033
- [7] 范俊清, 许承杰, 鲁平等, 无球差非球面短程透镜的研究. 发光学报, 1992, **13**(4): 304~ 308

Study of Perfect Waveguide Geodesic Lenses

Shi Bangren Liu Ji Kong Mei* Wu Lianwen

Department of Applied Science, Changchun College of Optics and Fine Mechanics, Chongchun 130022

** Department of Information and Electronic Engineering Science, Zhejiang University, Hangzhou 310027*

(Received 18 January 1996; revised 16 May 1996)

Abstract The study of optical waveguide geodesic lenses free of aberration and singularity in curvature is reported. In profile design of geodesic lenses, a suitable function of generating line in transitional zone that quotes from ref. 1 can eliminate effectively the curvature singularity of rounded-edge of lenses. This kind of geodesic lenses are designed and fabricated. The experimental measurements show that geodesic lenses eliminated the spherical aberration in the range of 8 mm effective aperture and obtained the diffractive spot of $3.3 \mu\text{m}$ size for input beam of 4.78 mm width.

Key words optical waveguide, geodesic lenses.