

# 阶跃折射率包层的铌酸锂单晶光纤\*

阙文修 霍玉晶\*\* 姚 熹

(西安交通大学电子材料研究室, 西安 710049)

**提要** 利用镁离子内扩散方法, 实现了铌酸锂单晶光纤具有阶跃折射率剖面的芯-包层波导结构, 并给出了这一晶纤的特征方程和截止条件, 讨论了模的一些传输特性。

**关键词** 晶体光纤, 镁离子内扩散, 阶跃折射率包层

## 1 引 言

由于铌酸锂(LN)单晶具有低的光损耗和高的压电、电光和弹光系数, 是一个高的非线性光学材料, 而且其生长成的晶纤长度可大于 10 cm, 以及小直径、重量轻和高的机械扰性<sup>[1,2]</sup>, 使得它对非线性光学和晶纤激光器件的应用具有极大的吸引力, 即期望具有芯-包层波导结构晶纤的实现, 以便容易和光学系统集成。然而到目前为止, 很多研究主要关心的是晶纤的生长, 以致在国内还未见到有关单晶光纤包层研究的报道, 在国外近年内已开始了一些这方面的研究工作<sup>[3~4]</sup>。文献[2]得到的是一个抛物形剖面折射率分布, 也即其晶纤径向方向的折射率变化是渐变的, 可见这样的抛物形折射率分布不能减小实际的纤芯径。考虑到均匀折射率包层对于在纤芯里高光强的实现和有效的非线性器件的制作具有极大的重要性, 而这些正是基于实际纤芯径的减小, 虽说文献[4]报道的是一均匀折射率包层, 但这是沿  $a$  轴方向生长的晶纤。本文报道的是沿  $c$  轴方向即(001)方向生长的 LN 晶纤其阶跃(均匀)折射率包层的实现以及其色散特性的分析。

## 2 阶跃折射率包层的实现

目前有好几种方法可以降低 LN 晶纤表层的折射率, 如镁离子内扩散法<sup>[5]</sup>、质子交换法<sup>[6]</sup>和离子注入法<sup>[7]</sup>。但我们认为镁离子内扩散对于 LN 晶纤是最有希望的包层法, 这是因为镁离子内扩散不但降低了寻常光和非寻常光的折射率和减小了有效的晶纤芯径, 而且随着扩散深度的增加, 扩散过程自然地增加了交界面的平滑度, 所以本文采用镁离子内扩散来实现 LN 晶纤的阶跃折射率包层。

实验用的 LN 晶纤是用激光加热基座法生长, 在这一方法中, 一个  $\text{CO}_2$  激光通过  $360^\circ$  轴向

\* 西安交通大学精细功能电子材料与器件实验室开放基金资助项目。

\*\* 清华大学电子工程系, 北京 100084。

收稿日期: 1993 年 12 月 20 日; 收到修改稿日期: 1994 年 4 月 19 日

对称辐射以熔化原料棒的端面,一个沿  $c$  轴方向生长的导向籽晶浸入到熔区,通过提拉籽晶离开熔体,同时料棒送入熔区,经过多次生长,即可得到一个沿  $c$  轴生长,直径为  $140\ \mu\text{m}$  的实验用晶纤。

晶纤包层由下列过程进行。首先为了消除晶纤生长过程中给晶纤内部遗留下来的残余应力和缺陷等,晶纤在  $1050\ \text{C}$  的温度下退火  $3\ \text{h}$ ;第二步是在退火后的晶纤侧表面沉积上一层氧化镁( $\text{MgO}$ )薄膜,其膜厚为  $250\ \text{nm}$ ;第三步是和退火时一样的过程进行镁离子内扩散,在  $1050\ \text{C}$  的温度下扩散  $20\ \text{h}$ 。

这里必须强调的是,根据 I. P. kaminow<sup>[8]</sup>, Juichi Noda 和 Naoya Uchida<sup>[9]</sup> 的报道, LN 在高温下( $850\sim 1200\ \text{C}$ ),其中的锂非常容易外扩而推离出表面,同时 J. R. Carruthers<sup>[10]</sup> 等人的早期工作显示, LN 对非常光的折射率随着氧化锂从晶体中脱离出而增加,显然这对用镁离子内扩散来降低表面扩散层的折射率以实现 LN 晶纤包层结构是极为不利的,所以必须抑制锂的外扩散。实验中我们正是利用文献[9],对于  $(\text{Li}_2\text{O})_x(\text{Nb}_2\text{O}_5)_{1-x}$ ,当  $x$  接近  $0.5$  时烧结而成的 LN 陶瓷样品,其  $\text{Li}_2\text{O}$  特别容易脱离表面,以形成富锂气氛来抑制晶体中锂的外扩。这是因为在高温下 LN 陶瓷粉末中松弛状的未受约束的  $\text{Li}_2\text{O}$  分子易倾向脱离表面,既然 LN 陶瓷粉末比 LN 晶纤具有更多的表面积,由此粉末导致的  $\text{Li}_2\text{O}$  蒸气压足以形成富氧化锂气氛,以达到抑制 LN 晶体中锂的外扩散。所以在 LN 晶纤进行退火和镁离子内扩散过程中必须在上述富锂的气氛中进行。

扩散层的折射率分布形状(镁离子浓度分布)关键取决于扩散参数的匹配,即  $\text{MgO}$  膜厚、扩散温度、扩散时间的匹配,对于一定的膜厚来说,扩散温度低则扩散时间很长,甚至难以扩散进去,扩散温度太高(接近 LN 的居里温度),虽说可以缩短扩散时间,但会退化晶纤的光学质量(晶纤畸的变化)。经过大量的探索实验,扩散温度以  $1050\ \text{C}$  为宜,且以前面提到的扩散参数,即可实现 LN 晶纤扩散层的阶跃折射率分布,其实验结果如图 1 和图 2 所示。



Fig. 1 Photograph of the end face of the  $c$ -axis of a  $140\ \mu\text{m}$   $\text{LiNbO}_3$  single crystal fiber with Mg-ion indiffused cladding

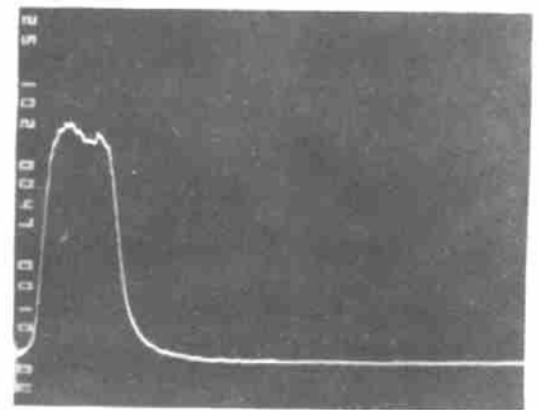


Fig. 2 EPMA spectrum showing Mg ion concentration versus diffusion depth

图 1 是扩镁后晶纤端面的背散射光照片,其放大倍数为  $400$  倍,从照片可见,扩镁层和未扩进镁的纤芯区域有清晰的分界,而且在纤芯处其三个晶棱随着镁离子内扩散的过程已基本消失,这无疑可减小晶纤的光损耗,同时实际晶纤芯径的减小,又可降低晶纤传播模式数。图 2 是晶纤扩镁层镁离子浓度分布的电子探针显微分析(EPMA)波谱照片,其放大倍数为  $1200$

倍,从照片可见扩散层镁离子的浓度分布基本上是均匀的。

晶纤扩散层的折射率与扩散物浓度关系有<sup>[11]</sup>

$$n = n_0 - AC \quad (1)$$

式中  $n$  为扩镁后晶纤包层的折射率,  $n_0$  为晶纤原来的折射率,  $A$  为特征常数,  $C$  为镁离子浓度。由此可见晶纤包层折射率分布为阶跃形剖面。以上实验结果可见,通过选择适当的晶纤直径和扩散参数,可望达到 LN 晶纤的低次模甚至单模传输。

### 3 模式传输特性

LN 单晶光纤是各向异性体,考虑到这一晶纤是单光轴介质,  $(n_e = n_x = n_y = n') \neq (n_e = n_z)$ ,  $n_o, n_e$  是寻常光和非寻常光的折射率,若让笛卡尔坐标轴和晶纤主轴各自对应起来,以  $c$  轴为光波的传播方向,则可用各向同性光纤情况下的公式表示纵向场分量,所以 LN 晶纤其各向异性波导模式的求解方法与各向同性波导模式的求解方法完全一致,但模式性质却有所不同。

由前面的实验结果可知,晶纤折射率剖面为阶跃形,且晶纤横截面为圆对称,所以有

$$n(r) = \begin{cases} n'_{co} & 0 \leq r \leq a \\ n'_{cl} & a \leq r < \infty \end{cases} \quad (2)$$

式中  $a$  为晶纤芯半径,  $co, cl$  表示晶纤芯和包层,由此可求得混合本征值方程为<sup>[12,13]</sup>

$$\left[ \frac{J'_\nu(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{WK_\nu(w)} \right] \left[ \frac{\kappa_{co} J'_\nu(\kappa_{co}u)}{u J_\nu(\kappa_{co}u)} + \frac{\kappa_{cl} \left( \frac{n'_{cl}}{n'_{co}} \right) K'_\nu(\kappa_{cl}w)}{W \left( \frac{n'_{cl}}{n'_{co}} \right) K_\nu(\kappa_{cl}w)} \right] = \left( \frac{\nu\beta}{kn'_{co}} \right)^2 \left( \frac{v}{uW} \right)^4 \quad (3)$$

上式中令  $\nu = 0$  即可得到  $TE_{om}$  模和  $TM_{om}$  模的本征值方程

$$TE_{om} \text{ 模} \quad \frac{J'_0(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K'_0(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad (4)$$

$$TM_{om} \text{ 模} \quad \frac{\kappa_{co} J'_0(\kappa_{co}u)}{uJ_0(\kappa_{co}u)} + \frac{\kappa_{cl} \left( \frac{n'_{cl}}{n'_{co}} \right) K'_0(\kappa_{cl}w)}{w \left( \frac{n'_{cl}}{n'_{co}} \right) K_0(\kappa_{cl}w)} = 0 \quad (5)$$

(3) ~ (5) 式中,  $\beta$  是传播常数,  $k$  是自由空间的波数,其余各参数为

$$\kappa_{co} = \frac{n_{co}^2}{n'_{co}} \quad \kappa_{cl} = \frac{n_{cl}^2}{n'_{cl}}$$

$$u^2 = a^2[(kn'_{co})^2 - \beta^2]$$

$$w^2 = a^2[\beta^2 - (kn'_{cl})^2]$$

$$v = k^2 a^2[(n'_{co})^2 - (n'_{cl})^2]$$

由(3)式可见,这一各向异性晶纤与各向同性材料组成的光纤不同,此时不能对 HE 模和 EH 模进行区分。一般来说,除了  $\nu = 0$  的模式可以是单一的 TE 或 TM 模式外,各向异性晶纤中的模式可以由任意的 TE 和 TM 分量组合而成。从(4)和(5)式可见,TE 模和各向同性光纤一样, TM 模却不同,通过研究每一模式的截止条件也可看出这一点。

截止时,  $w = 0$ ,  $u = v = r_c$ , 对 TE 模和 TM 模,其截止值分别由  $J_0(u) = 0$  和  $J_0(\kappa_{co}u) = 0$  的第一个根得到

$$TE_{om} \text{ 模} \quad u = r_c = 2.405 \quad (6)$$

$$TM_{om} \text{ 模} \quad u = r_c = 2.405 \left( \frac{n'_{co}}{n_{co}} \right) \quad (7)$$

同时  $\nu = 1$  的模式也有类似的区别,其截止值由  $J_1(u) = 0$  和  $j_1(\kappa_{co}u) = 0$ ,得到  $u = v_c = 0$ ,说明 HE<sub>11</sub> 模的截止频率为 0,但当  $\nu \geq 2$  时 HE 模和 EH 模式之间不象各向同性光纤那样有明显的差别,因为这时模的截止条件为<sup>[12]</sup>

$$J_{\nu-1}(u) J_{\nu}(\kappa_{co}u) + \kappa_{co} \left( \frac{n_{cl}'}{n_{co}'} \right)^2 J_{\nu}(u) J_{\nu-1}(\kappa_{co}u) + \frac{(1 + \kappa_{cl}^2)u}{2(\nu - 1)} J_{\nu}(\kappa_{co}u) J_{\nu}(u) = 0 \quad (8)$$

### 参 考 文 献

- 1 L. G. Deshazer, S. C. Ramd. Fabrication of fiber system for nonlinear optics. *Proc. Soc. Photo-opt. Inst. Eng.*, 1986, **618**: 95
- 2 S. Sudo, A. Cordova-plaza *et al.*. MgO : LiNbO<sub>3</sub> single-crystal fiber with magnesium ion in-diffused cladding. *Opt. Lett.*, 1987, **12**: 938
- 3 M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta *et al.*. Clad Nd : YAG fibers for laser applications. *IEEE J. of Lightwave Technol.*, 1987, **LT-5**: 642
- 4 S. Sudo, I. Yokohama *et al.*. Uniform refractive index cladding for LiNbO<sub>3</sub> single-crystal fibers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(20): 1931
- 5 J. Noda, M. Fukuma, S. Saito. Effect of Mg diffusion on Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**: 3150
- 6 J. L. Jackel, C. E. Rices, J. J. Veselka. Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**: 607
- 7 D. P. S. Saini, Y. Shimdji *et al.*. Cladding of a crystal fiber by high-energy ion implantation. *Opt. Lett.*, 1991, **16**: 1074
- 8 I. P. Kaminow, J. R. Carruthers. Optical waveguiding layers in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**(7): 326
- 9 Juichi Noda, Naoya Uchida. Electro-optic amplitude modulation using three-dimensional LiNbO<sub>3</sub> waveguide fabricated by TiO<sub>2</sub> diffusion. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**(1): 19
- 10 J. R. Carruthers, G. E. Peterson *et al.*. Nonstoichiometry and crystal growth of lithium niobate. *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**: 1846
- 11 J. E. Midwinter, Lithium niobate. Effects of composition on the refractive indices and optical second-harmonic generation. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**: 3033
- 12 A. W. Snyder, J. D. Love. Optical waveguide theory, First Edition. New York: Chapman and Hall, 1983. 267
- 13 J. D. Dai, L. K. Jen. Analysis of cladded uniaxial single-crystal fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, **A(8)**: 2021

## Lithium Niobate Single Crystal Fiber with Step Refractive Index Cladding

Que Wenxiu Huo Yujing Yao Xi

(*Electronic Materials Research Laboratory, Xian Jiaotong University, Xian 710049*)

**Abstract** The core-cladding waveguide structure of a lithium niobate single crystal fiber with step refractive index profile is achieved by Mg-ion indiffusion processing. Characteristic equation and cut-off condition of the cladded crystal fiber are given, and some transmission characteristics of modes are discussed.

**Key words** crystal fiber, Mg-ion indiffusion, step refractive index cladding