

波导光折变功能光栅的研究

陈 铮 易庆胜

(电子科技大学光电子技术系, 成都 610054)

摘 要 提出一种新的波导光折变功能光栅制作技术, 利用导波光与空间光干涉, 在 $\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ 条形波导中通过光折变效应形成波导功能光栅。该方法也适用制作浮雕型波导光栅。用该方法, 可制备周期小于二分之一光波长的光栅, 并可灵活地调节波导功能光栅的形成与工作波长。

关键词 光折变光栅, 导波光, 空间光, 条形波导。

1 引 言

波导光折变光栅器件因其良好的可集成性及实时全光信息处理能力, 而在集成光学及光纤通信领域中备受关注^[1, 2]。传统的表面浮雕型波导光栅的制作工艺较为复杂^[3], 故光折变效应为波导光栅的制作提供了一种新的途径。“空间双光束全息记录法”是目前普遍采用的一种波导光折变光栅制作方法^[4-6]。该方法是利用两束相干空间光相交于波导上, 使波导中产生相应于干涉条纹的折射率光栅, 当两光束的入射角 θ_i 相等时, 光栅周期为

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_i} \quad (1)$$

式中, λ_0 为空间光波长。所以, 该方法所能达到的理想最小光栅周期为 $\lambda_0/2$ 。为了获得更小的光栅周期, 可将整个系统浸没在折射率较大的有机溶液中, 则光栅周期为

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2N \sin \theta_i} \quad (2)$$

式中, N 为有机溶液折射率, 但该系统操作的灵活性将大为降低; 若波导表面涂有光刻胶, 则还需考虑有机溶液可能对光刻胶的破坏作用等因素。

本文采用的“空间-导波双光束全息记录法”是利用光折变效应在普通的 Ti 扩散铌酸锂 ($\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$) 条形波导中制作出周期小于 $\lambda_0/2$ 的折射率光栅, 其工艺简单, 且在光栅形式和工作波长(即光栅周期)的设定方面有很大的灵活性。同时, 该方法也适用于制作周期小于 $\lambda_0/2$ 的浮雕型波导光栅。

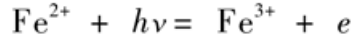
2 理论分析

2.1 光折变效应

光折变效应是指晶体的折射率在强光辐照下发生变化的现象^[7]。在作者以往的实验中曾对光折变效应作过研究^[8]。

在 x 切割、 y 向传导的普通 $\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ 条形波导中的光折变效应的过程为:

由于在生长 LiNbO_3 晶体及高温 Ti 扩散制作波导过程中无意引入了 Fe^{2+} 离子这类施主杂质, 当条形波导中通导波光时, 只要光子能量足够, 则在光子作用下, 将发生如下光离化过程^[9]



释放出的电子成为导带中的可自由移动的光生自由载流子。

不存在外电场时, 导带电子(即光生自由载流子)沿晶体的 $+z$ 方向漂移, 如图 1 所示。这是因为 LiNbO_3 晶体有唯一的晶轴, 在正负晶轴方向上, 杂质 Fe^{2+} 离子与 Nb^{5+} 离子的间距不一样^[10], 使 Fe^{2+} 离子处的电位势沿晶轴方向有(微观)不对称性, 而使导带电子的跃迁几率和自由程沿晶轴方向有相应的不对称性, 最终使晶体内部沿 $+z$ 方向出现净电子流, 此即光伏效应^[11]。

导带电子在波导外非光照区被陷阱所俘获而逐渐积累起来, 使波导内产生一个 $+z$ 向的空间电荷场 $E_{sc}(z, t)$ ^[12]

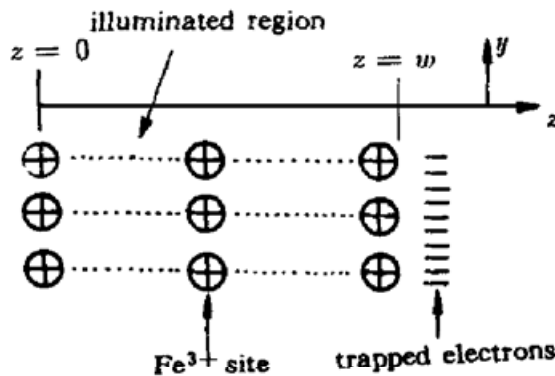


Fig. 1 Charge separation model in an illuminated waveguide

$$E_{sc}(w, t) = \left[\frac{k_G \alpha I_0}{\sigma} - E_{sc}(w, 0) \right] [1 - \exp(-\frac{\sigma t}{\epsilon \epsilon_0})] + E_{sc}(w, 0) \quad (3)$$

式中, k_G 为光伏常数, 又称格拉斯(Glass)常数, α 为晶体对导波光的吸收系数, I_0 为导波光强, σ 为波导总电导, 为光电导 σ_{ph} 与暗电导 σ_d 之和, $E_{sc}(w, 0)$ 这表征先前剩余的光折变空间电荷场, w 为波导宽度。

空间电荷场 $E_{sc}(w, t)$ 经电光效应而产生折射率变化量 Δn_e ^[13],

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E_{sc} \quad (4)$$

式中, n_e 为零场折射率值, 本文中为 LiNbO_3 晶体的零场非常光折射率。

所以, 如果通过导波光与从空间投射至波导区的空间光相干涉, 使光强沿 y 方向呈周期性分布, 则可由光折变效应产生相应的波导光折变光栅。

同时, 由于 $E_{sc}(w, t)$ 随时间变化, 另一方面, 两束写入光所写入的折射率光栅同时又引起这两束写入光间的相互耦合, 使两束光波的光强和相位沿传播方向 y 不断变化, 从而影响以后光栅的写入, 使光折变光栅呈现出一种动态相位光栅特性^[14, 15]。

2.2 空间-导波双光束全息记录系统的布置与理论分析

空间-导波双光束全息记录系统的布置如图 2 所示。系统可分为主光路(从光源到棱镜)、导波光光路(从棱镜到波导输入端)与空间光光路(从棱镜到波导表面)。空间光光路与导波光光路的光程差控制在 5 cm 内, 以使空间、导波两光束能发生干涉。

光源采用 He-Ne 气体激光器, 其输出窗口为布儒斯特角, 光束的偏振方向与 LiNbO_3 晶体的 z 轴平行。从该光源出射由棱镜分出的两束激光, 一束以端射式耦合入 $\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ 条形波导, 在波导内激励起导波光; 另一束以空间光形式经透镜投射至条形波导表面。两光在波

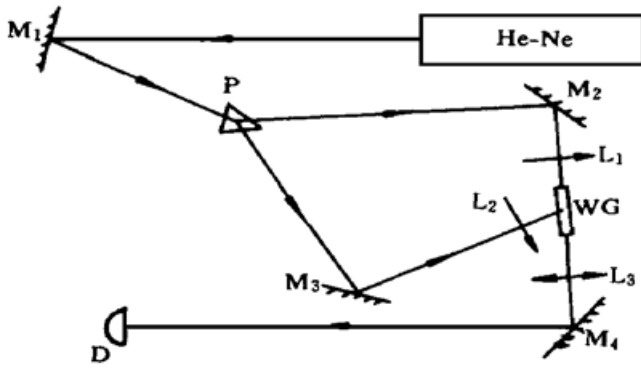


Fig. 2 The experimental light path schematic diagram of two-beam coupling. He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$); M_1, M_2, M_3, M_4 : refractive mirrors; P: prism; L_1, L_2, L_3 : lens; WG: waveguide; D: detector

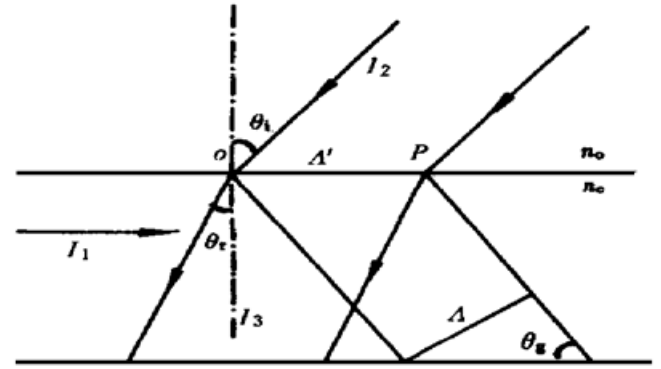


Fig. 3 The formation of sloping interference fringes. I_1 : guided-wave beam; I_2 : incident space beam; I_3 : refractive space beam

导内相干涉, 如图 3 所示。在波导表面, 光强出现周期性分布, 相邻明条纹(即点 O, P) 间距 Δ' 为

$$\Delta' = \frac{\lambda_0}{n_{\text{eff}} + \sin \theta_r} \quad (5)$$

式中, n_{eff} 为导模有效折射率, θ_r 为空间光入射角。在波导内, 干涉条纹是倾斜的, 与导波光传播方向的夹角 θ_g 为

$$\tan \theta_g = \frac{n_{\text{eff}} + n_e \sin \theta_r}{n_e \sin \theta_r} \quad (6)$$

式中, n_e 为波导材料的(非常光)折射率, θ_r 为空间光折射角, $n_e \sin \theta_r = \sin \theta$, 所以, 在波导内干涉条纹周期 Λ 为

$$\Lambda = \Delta' \sin \theta_g \quad (7)$$

该干涉光强, 经光折变效应, 可以在波导中两光相交区形成相应的光折变光栅。

另一方面, 如果在波导表面涂上光刻胶, 通过光刻腐蚀工艺, 则可在波导表面形成周期为(5)式所示的表面浮雕型波导光栅。

本方法的优点在于, 通过调节空间光的入射角 θ_r 可以方便地连续调节光栅周期 Λ 和 Δ' ; 而通过调节空间光的发散角, 可以根据实际需要制作出不同形式的变周期光栅^[16]。

3 实验结果与分析

3.1 单束导波光的光折变效应的观测

实验中, 采用 He-Ne 气体激光器作为光源, 波导为普通的 x 切割、 y 向传导的 $\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ 条形波导, 长度分别为 36 mm 和 12 mm; 观测时, 关闭了系统的空间光光路, 而只开通导波光光路, 观测结果如图 4 所示。

由图 4 可见, 输出导模功率有周期性起伏, 这表明, 波导在只通导波光时, 发生了光折变效应。因为波导两端面具有一定的反射率, 从而构成一个波导法布里-珀罗腔, 该腔的透射光强 I_t 为^[17]

$$I_t = \frac{I_0}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (8)$$

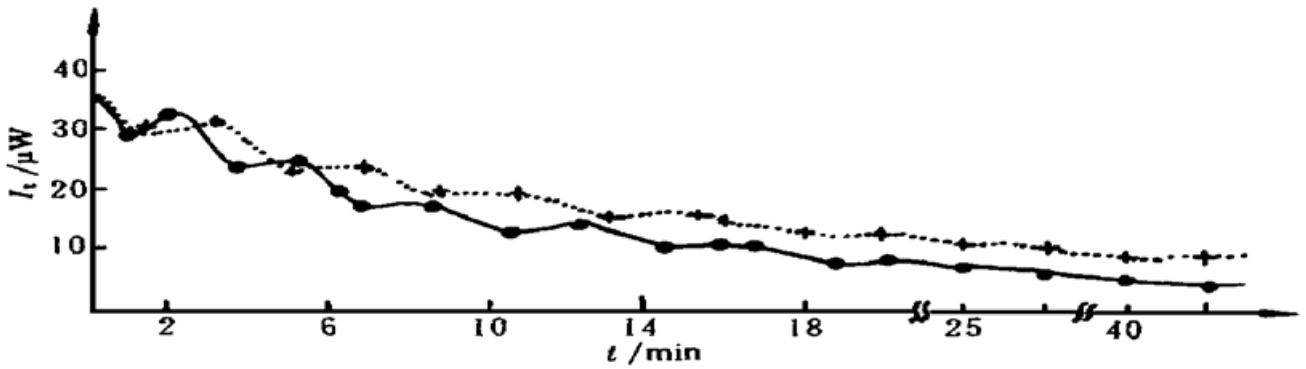


Fig. 4 Measured output intensity of the waveguides without the space beam. Solid line is for the waveguide with $l_1 = 36$ mm, and dashed line is for the waveguide with $l_2 = 12$ mm

式中, δ 为导波光在法布里-珀罗腔内往返一次的相移, 为

$$\delta = \frac{4\pi n_{\text{eff}} l}{\lambda_0} \quad (9)$$

式中, l 为法布里-珀罗腔的腔长, 即波导长度。所以, 正是因为光折变效应使导模的有效折射率 n_{eff} 发生连续变化, 而使 I_t 呈周期性变化; 同时由(3)式可知, $E_{\text{sc}}(w, t)$ 的变化率随时间逐渐减小, 使 I_t 的起伏周期呈连续变长; 而由(9)式可知, 长波导的周期较短波导的周期显然要短。

输出导模功率总的单调下降趋势表明, 波导中正反向 ($\pm v$) 传播的导波光相干涉, 使光强沿波导方向呈周期性分布, 而使波导材料折射率的实际变化量沿波导方向有周期性起伏, 从而形成波导光折变布拉格反射光栅^[18, 19], 并逐渐增强; 同时, 波导越长, 布拉格反射光栅的总反射率越大, 输出导模功率越小。

3.2 空间-导波双光束相干耦合效应的观测

为了证实空间-导波双光束全息记录法的可行性, 将空间光经透镜投射至通有导波光的波导上, 对输出导模功率进行测量。

实验中, 采用 He-Ne 气体激光器作为光源, 输出光功率约 20 mW, 当棱镜分光比为 11:1 (空间光光路光功率: 导波光光路光功率), 而只通导波光时, 最大输出导模光功率密度可达约 $8 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$; 而投射至波导表面的空间光光功率密度约 $7.2 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$; 波导为长 12 mm 的普通 Ti:LiNbO₃ 条形波导。

观测时, 先开通系统的导波光路, 观察确定输出导模功率因波导光折变布拉格反射光栅的形成而开始呈下降趋势后, 当下降至 $40 \mu\text{W}$ 时, 开通空间光光路, 测量结果如图 5 所示。

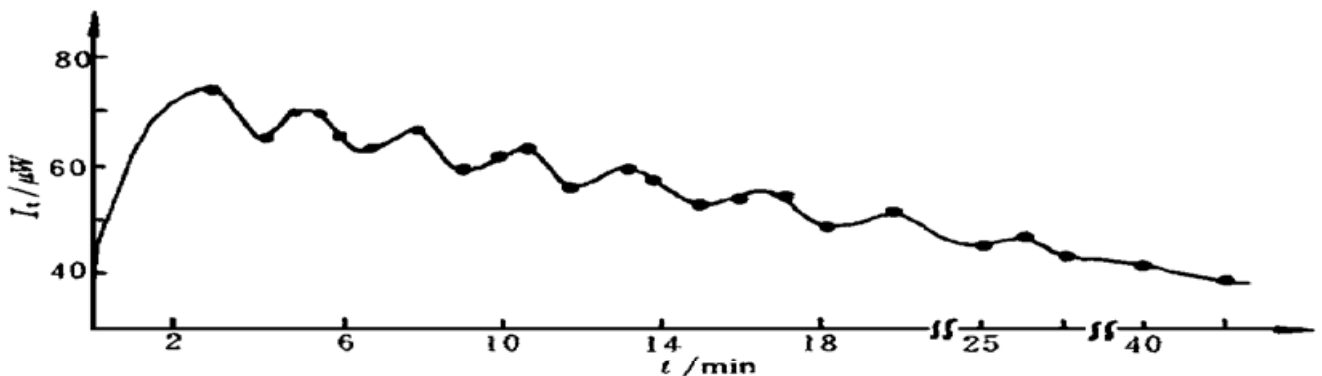


Fig. 5 Measured output intensity of the waveguide since the space beam had been incident upon it

在空间光投射至波导上的最初 2~3 分钟内, 输出导模功率明显增大。这充分说明, 在波导中两光相交区内, 因光折变效应产生了倾斜的耦合光栅(如图 3 所示), 两光波矢满足该光栅的布拉格相位匹配条件, 才使空间光能量得以耦合入导波光, 而使输出导模功率增大。而光输出导模功率从初始值 $40 \mu\text{W}$ 增大至最大值 $74 \mu\text{W}$ 后, 转呈下降趋势, 且有周期性起伏。这表明波导法布里-珀罗腔效应与波导光折变布拉格反射光栅仍旧存在; 而输出导模功率实为上述三种效应共同作用的结果。

结 论 1) 如图 5 所示, 由于空间光能量耦合入导波光, 使输出导模功率增大, 从而证实了波导光折变倾斜耦合输入光栅的形式, 并进而证实了空间-导波双光束全息记录法制作波导光折变光栅的可行性。该方法的最大特点在于波导光折变耦合光栅的形成, 与空间光的入射角无关。因为从全息理论看, 空间光在此相当于全息再现光, 从而在波导中激励起导波光, 这也正是该方法所具有灵活的光栅形成与工作波长设定的基础。

2) 因为本文的目的在于验证空间-导波双光束全息记录法的可行性, 所以实验中采用的是在集成光学中广泛应用的普通的 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条形波导。如需进一步制成能稳定工作的实用化波导功能光栅器件, 则还需对光栅进行固定(一般采用热固定技术^[20, 21])。另一方面, 如果采用对曝光波长有选择性的特种掺杂的光折变 LiNbO_3 晶体, 则可使该方法有更广的适用性, 且制作工艺更为简便(因为相对工作波长, 光栅无需固定)。

3) 如在波导表面涂上光刻胶, 则该方法可使在光刻胶上产生相应的周期为 Λ' [见(5)式] 的光刻胶光栅图案, 再经光刻、腐蚀工艺, 制成表面浮雕型波导光栅。

参 考 文 献

- [1] Stepanov S E, Petrov M P. Photorefractive materials and their applications. *Topics in Appl. Phys.*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1988. 61
- [2] Bennion I, Williams J A R, Zhang L *et al.*. UV-written in fiber Bragg gratings. *Opt. & Quant. Electron.*, 1996, **28**(2): 93~ 135
- [3] Yariv A, Nakamura M. Periodic structures for integrated optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1977, **QE-13**(4): 233~ 253
- [4] Meltz G, Morey W W, Glenn W H. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(15): 823~ 825
- [5] Askins C G, Tsai T E, Williams G M *et al.*. Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(11): 833~ 835
- [6] Archambault J L, Reekie L, Russell St. J. 100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibers by single excimer laser pulses. *Electron. Lett.*, 1993, **29**(5): 453~ 455
- [7] Ashkin A, Boyd G D, Smith R G *et al.*. Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and TiTaO_3 . *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **9**(1): 72~ 74
- [8] 陈 铮, 万京春. Ti 扩散铌酸锂光波导特性的热固定技术. *光学学报*, 1993, **13**(1): 76~ 79
- [9] Glass A M. The photorefractive effect. *Opt. Engng.*, 1978, **17**(5): 470~ 479
- [10] von der Linde D, Glass A M. Photorefractive effects for reversible holographic storage of information. *Appl. Phys.*, 1975, **8**(2): 85~ 100
- [11] von der Linde D, Glass A M, Rodgers F. Multiphoton photorefractive processes for optical storage in LiNbO_3 . *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**(3): 155~ 157
- [12] Becker R A, Williamson R C. Photorefractive effects in LiNbO_3 channel waveguides: Model and experimental verification. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**(10): 1024~ 1026

- [13] 李家泽, 朱宝亮, 魏光辉. 晶体光学, 北京: 北京理工大学出版社, 1989. 203
- [14] Steabler D L, Amodei J J. Coupled-wave analysis of holographic storage in LiNbO_3 . *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**(3) : 1042~ 1051
- [15] 刘思敏, 郭 儒, 凌振芳. 光折变非线性光学. 北京: 中国标准出版社, 1992. 53~ 68
- [16] Farries M C, Sugden K, Reid D C J *et al.*. Very broad reflection bandwidth (44 nm) chirped fiber gratings and narrow bandpass filters produced by the use of an amplitude mask. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(11) : 891~ 892
- [17] 郭永康, 鲍培谛. 光学教程. 成都: 四川大学出版社, 1989. 171~ 172
- [18] Hill K O, Fujii Y, Johnson D C *et al.*. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**(10) : 647~ 649
- [19] Mizrahi V, LaRochelle S, Stegeman G I. Physics of photosensitive-grating formation in optical fibers. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **43**(1) : 433~ 438
- [20] Amodei J J, Phillips W, Staebler D L. Improved electrooptic materials and fixing techniques for holographic recording. *Appl. Opt.*, 1972, **11**(2) : 390~ 396
- [21] Hesselink L, Bashaw M C. Optical memories implemented with photorefractive media. *Opt. & Quant. Electron.*, 1993, **25**(9) : S611~ S661

Study of Photorefractive Functional Waveguide-Grating

Chen Zheng Yi Qingsheng

(Department of Opto-Electronic Technology,

University of Electronic Science and Technology, Chengdu 610054)

(Received 6 April 1998)

Abstract With the development of optical fiber communication, the photorefractive functional waveguide gratings are being widely utilized in a great variety of devices and systems. A novel two-beam holographic approach, including a space beam and a guided-wave beam, for fabricating a photorefractive grating on $\text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ channel waveguides is proposed. The theoretical analysis of the experimental results show that the approach is practical and effective. This approach can be also used for fabricating the surface-relief waveguide gratings. It is a flexible means to fabricate various functional gratings with a grating-period shorter than the half-wavelength of the exposure light and the chirped-grating.

Key words photorefractive grating, guided-wave, space beam, channel waveguide.