

文章编号: 0258-7025(2006)12-1648-07

# 光折变局域体全息柱透镜变波长读出下的波前转换

胡志娟, 闫爱民, 刘德安, 王 欣, 刘立人

(中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学实验室, 上海 201800)

**摘要** 研究了用波长为 632.8 nm 的柱面波与平面波记录形成的体全息柱透镜用波长为 800 nm 的平面波重现下的波前转换情况。结合二维耦合波理论, 推导了形成于 LiNbO<sub>3</sub> 双掺杂晶体中该全息柱透镜的耦合波方程, 并求出了其积分形式的解析解, 分析了改变读出波长下该透镜的布拉格失配因子的分布情况, 讨论了它的几何尺寸和记录柱面光波对其衍射效率的影响, 以及柱面衍射光振幅在出射口径上的分布情况。结果表明, 记录所形成的全息柱透镜的焦距越长它的衍射效率越高; 该透镜厚度的增加会使它的衍射效率增加, 但是透镜的衍射口径增加它的衍射效率会降低; 衍射光振幅在其出射口径上的分布出现了一定程度的失真, 衍射光强度主要集中在布拉格失配值较小处对应的位置。最后, 进一步讨论了全息透镜记录过程中满足布拉格匹配条件的参考点的选择对光栅衍射性质的影响, 结果表明衍射效率不随参考点的改变而改变。

**关键词** 衍射与光栅; 光折变体全息光栅; 耦合波理论; 波前转换

中图分类号 O 438.1 文献标识码 A

## Wave-Front Conversion by Photorefractive Local Volume Holographic Cylindrical Lenses Reconstructed with Different Readout Wavelength

HU Zhi-juan, YAN Ai-min, LIU De-an, WANG Xin, LIU Li-ren

(Information Optics Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** The wave-front conversion between cylindrical and plane waves by photorefractive local volume holograms recorded at 632.8 nm and reconstructed at 800 nm is investigated in this paper. Based on two-dimensional coupled-wave theory, the coupled wave differential equations of the cylindrical lenses on double-doped LiNbO<sub>3</sub> crystal are derived, and the analytical integral solutions for the amplitudes of the space harmonics of the field inside the transmission geometry are presented. The values of off-Bragg parameter at the reconstructed process are analyzed. Furthermore, the dependences of diffraction efficiency on recording cylindrical wave and on the geometric size of the gratings are discussed, and the amplitude distribution of the diffracted beam at the output boundary is also analyzed. It is found that: 1) the diffraction efficiency increases as the focal length of the volume holographic cylindrical lenses increases; 2) the diffraction efficiency increases with increasing the grating thickness, but the diffraction efficiency decreases with increasing the width of the diffraction surface at vertical direction; 3) diffracted amplitude distribution derives much from the desired uniform amplitude as the initial recording cylindrical, and the diffracted intensity mainly concentrates at the line  $B-B'$  of the gratings. At last, the effect of selectivity of different on-Bragg reference points for recording hologram on the diffraction efficiency of the grating is discussed, the results show that reference points have no influence on diffraction efficiency.

**Key words** diffraction and gratings; photorefractive volume holographic grating; coupled wave theory; wave-front conversion

收稿日期: 2006-03-03; 收到修改稿日期: 2006-06-13

基金项目: 国家自然科学基金(60177106)和国家科学技术部(2002CCA03500)资助项目。

作者简介: 胡志娟(1978—), 女, 四川人, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事光通信器件及衍射光学方面的研究。E-mail: zhijuanhu@hotmail.com

导师简介: 刘立人(1942—), 男, 上海人, 中国科学院上海光学精密机械研究所研究员, 博士生导师, 目前研究方向为光折变光学、晶体光学和星际激光通信。E-mail: lirenliu@mail.shenc.ac.cn

## 1 引言

光折变体全息光栅由于具有灵敏的布拉格选择特性、衍射效率高以及对机械震动和温度变化不敏感等优点,在光通信、光互联等领域得到了广泛的应用<sup>[1~3]</sup>。在这些领域中,通常会选用红外或近红外波段,如 1550 nm<sup>[3,4]</sup>, 793 nm<sup>[5]</sup> 等作为通信载波。光折变体全息光学元件应用于这些波段时具有如吸收少、抗光损伤能力强的优点,但是在实际应用中难以直接利用这些光波在光折变晶体中记录体光栅。为此通常采用可见光记录和红外或近红外读出的双波长法<sup>[6,7]</sup>,在这种情况下必然存在波长转换,特别是在一些具有光束耦合的光学器件<sup>[8]</sup>的应用中。在全息柱透镜的设计应用中, M. P. Jordan 等<sup>[9,10]</sup> 首先提出用二维耦合波理论来分析全息柱透镜的衍射性质。随后, P. Cheben 等<sup>[11,12]</sup> 也用类似的方法分析了在严格布拉格入射和偏离布拉格入射条件下高斯型光束的柱面波前与平面波前的波前转换。他们所讨论的波前转换模型大多是由两记录光束沿着同轴方向干涉而形成的,在其应用上不利于读出光束和衍射光束的分离以及有效地减小光学系统的体积,并且对全息柱透镜的分析讨论还没有涉及到改变波长下的记录和读出情况。为此本文基于局域体全息光栅的耦合波理论,对波长转换和波前转换同时存在下光折变全息柱透镜的设计和衍射特性进行了分析,所设计的模型能够实现变波长条件下的 90° 读出结构。

## 2 光折变体全息柱透镜的记录和读出结构

用波长为 632.8 nm 的平面波和柱面波照射到 LiNbO<sub>3</sub> 双掺杂晶体中记录全息柱透镜的结构,如

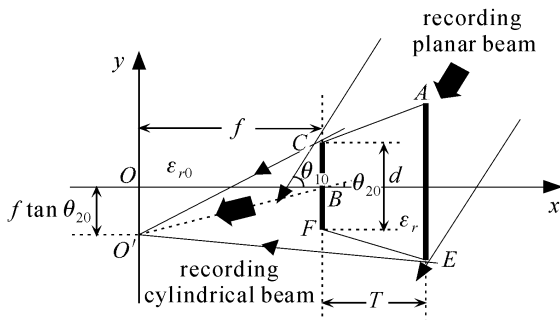


图 1 632.8 nm 平面波与柱面波干涉形成全息柱透镜的结构示意图

Fig. 1 Geometry of forming volume holographic grating by cylindrical and planar wave with 632.8 nm wavelength

图 1 所示,晶体的形状为梯形 CAEF。希望形成的全息柱透镜能够实现用 800 nm 的平面波沿平行于负 y 轴方向读出全息光栅时,得到与读出光束方向垂直的理想衍射会聚柱面光波,即实现变波长条件下的 90° 读出结构。由于平面光波和柱面光波形成的光栅矢量不再是一个常数,而是随坐标变化的函数,在改变波长读出过程中不可能完全满足布拉格匹配条件。因此,在记录过程中我们选取 B(f, 0) 点为满足布拉格匹配条件的参考点,该点满足用 800 nm 的平面波读出下的布拉格匹配条件。图 2 为全息透镜中布拉格匹配参考点 B 点处的波矢匹配图。其中  $\mathbf{K}_{10}^B, \mathbf{K}_{20}^B$  分别为记录平面波和柱面波在该点的波矢量,它们通过 B 点的入射角度分别为  $\theta_{10}$  和  $\theta_{20}$ ;  $\mathbf{K}^B$  为 B 点的光栅波矢量,方向角为  $\phi_B$ ;  $\mathbf{K}_1^B, \mathbf{K}_2^B$  分别是波长为 800 nm 的读出光束和衍射光束的波矢量,读出角为  $\theta_1$ , 衍射角为  $\theta_2$ 。根据布拉格衍射条件和图 2 中的几何关系有

$$\frac{n_1 \cos(\phi_B - \theta_{10})}{\lambda_1} = \frac{n_2 \cos(\phi_B - \theta_1)}{\lambda_2}, \quad (1)$$

$$\frac{n_1 \sin \frac{\theta_{10} - \theta_{20}}{2}}{\lambda_1} = \frac{n_2 \sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2}}{\lambda_2}. \quad (2)$$

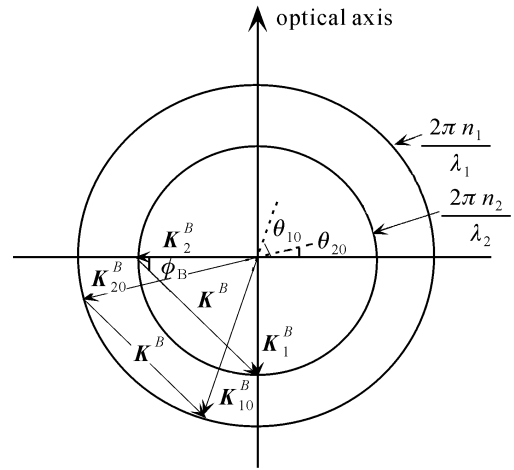


图 2 全息透镜中参考点 B 处的波矢匹配图

Fig. 2 Wave-vector matching diagram at the B point of the holographic lens for different recording and readout beam

对于 B 点有:读出角  $\theta_1 = 90^\circ$ , 衍射角  $\theta_2 = 0^\circ$ ,  $\phi_B = 45^\circ$  (B 点的光栅矢量角),  $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 800 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 2.286$ ,  $n_2 = 2.2552$ , 利用 (1), (2) 式可以求得 B 点的记录角应为  $\theta_{10} = 78^\circ 29'$  和  $\theta_{20} = 11^\circ 30'$ 。因此,在记录光栅时 632.8 nm 的平面波将以  $\theta_{10} = 78^\circ 29'$  入射,同时记录所用的会聚柱面波将会聚至 O' 点,使 O'B 与 x 轴的夹角为  $11^\circ 30'$ 。

全息柱透镜的读出结构如图 3 所示,用 800 nm 的平面波以平行于负  $y$  轴方向读出全息光栅时,将得到与读出光束方向垂直的理想衍射会聚柱面光波,它将会聚到坐标原点  $O$ ,从而实现变波长读出全息下光束的横向传播并聚焦。

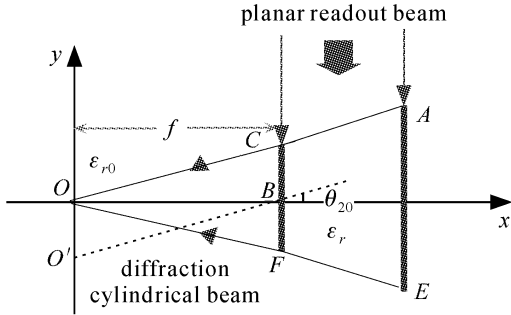


图 3 800 nm 平面波读出全息柱透镜的读出结构  
Fig. 3 Geometry of reconstruction of volume holographic lens by planar readout wave with 800 nm wavelength

### 3 理论分析

设平面记录光波和柱面记录光波的电场强度分别为

$$E_{10} = A_{10} \exp(-j\beta_1 p_{10}), \quad (3)$$

$$E_{20} = A_{20} (r_0/r_1)^{1/2} \exp(-j\beta_1 p_{20}), \quad (4)$$

式中  $A_{10}, A_{20}$  分别为电场相对振幅;  $r_0$  为归一化的参数,其大小为从坐标原点  $O$  到点  $B$  的距离  $f$ ,为讨论方便定义  $f$  为全息柱面透镜的焦距;  $\beta_1 = 2\pi n_1/\lambda_1$  为传播常数;  $p_{10}, p_{20}$  分别为平面波和柱面波的相位函数,  $p_{10}(x, y) = -\cos\theta_{10}x - \sin\theta_{10}y, p_{20}(x, y) = -r_1(x, y)$ , 其中  $r_1(x, y) = \sqrt{x^2 + (y - f \times \tan\theta_{20})^2}$ 。在线性记录条件下,记录介质介电常数调制正比于光栅内部总电场的平方。于是,介质的相对介电常数为

$$\epsilon_r = \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^{1/2} \cos\beta_1 (-\cos\theta_{10}x - \sin\theta_{10}y + r_1), \quad (5)$$

其中  $\epsilon_{r0}$  为平均介电常数,  $\epsilon_{r1} = 2kA_{10}A_{20}$ ,  $k$  为比例常数。

当 800 nm 的读出平行光波沿负  $y$  轴的方向照射至全息透镜上时,将有部分平面光波转换为柱面波。根据耦合波理论,设再现光和衍射光的复振幅分别为  $R(x, y)$  和  $S(x, y)$ ,体光栅内的总电场可以表达为

$$E = R(x, y) \exp(-j\beta_2 p_1) + S(x, y) (r_0/r)^{1/2} \exp(-j\beta_2 p_2), \quad (6)$$

式中  $\beta_2 = 2\pi n_2/\lambda_2$  为读出光波的传播常数,两光束的相位函数分别为  $p_1(x, y) = -y, p_2(x, y) =$

$-r(x, y)$ , 其中  $r(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。将(6)式代入标量波动方程  $\nabla^2 E + \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_r E = 0$  中,并且假设再现光和衍射光的振幅是缓慢变化的,忽略它们的二阶偏导数,只保留 0 级和 -1 级布拉格衍射,可以得到耦合波方程

$$\nabla p_1 \cdot \nabla R + i\kappa \frac{r_0}{r} \exp(-iM) S = 0, \quad (7)$$

$$\nabla p_2 \cdot \nabla S + i\kappa \exp(iM) R = 0, \quad (8)$$

式中

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_1}, M = \beta_1 (p_{10} - p_{20}) - \beta_2 (p_1 - p_2), \quad (9)$$

$\kappa$  为耦合系数,  $\Delta n = \frac{\epsilon_{r1}}{2\sqrt{\epsilon_{r0}}}$  为折射率调制振幅,  $M$  为相位失配因子。为了求解耦合波方程,首先引入新坐标系  $\xi = \arctan \frac{y}{x}, \eta = x$ , 使满足条件  $\nabla p_1 \cdot \nabla \eta = 0, \nabla p_2 \cdot \nabla \xi = 0$ 。在新坐标下耦合波方程(7), (8) 两式变为

$$\begin{cases} \frac{\partial R}{\partial \xi} - j\kappa \frac{r_0}{\cos\xi} \exp(-jM) S = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial \eta} - j\kappa \frac{1}{\cos\xi} \exp(jM) R = 0 \end{cases}. \quad (10)$$

相应的边界条件为

$$S(\eta_0, \xi) = 0, \frac{\partial R(\eta_0, \xi)}{\partial \xi} = 0, \quad (11)$$

$$R(\eta, \xi_0) = 1, \frac{\partial S}{\partial \eta} = \frac{j\kappa}{\cos\xi} \exp(jM),$$

$$\text{当 } \xi = \xi_0, (\eta_0 - T) < \eta < \eta_0 \quad (12)$$

其中  $T$  为透镜厚度。耦合波方程(10) 式和边界条件(11), (12) 式构成了多变量的二次偏微分方程的边值问题,其中  $\eta_0 = f + T, \xi_0 = \arctan \frac{d}{2f}$ 。为简化方程,将(10) 式中的  $R$  和  $S$  进一步分解为

$$\begin{cases} R(\eta, \xi) = A_1(\eta, \xi) \exp[-ja_1(\eta)] \\ S(\eta, \xi) = A_2(\eta, \xi) \exp[ja_2(\xi)] / \cos\xi \end{cases}, \quad (13)$$

利用(10)式和(13)式,可以得到更加简化的耦合波方程

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial \xi} - j\kappa \frac{r_0}{\cos^2\xi} A_2 = 0 \\ \frac{\partial A_2}{\partial \eta} - j\kappa A_1 = 0 \end{cases}, \quad (14)$$

可以进一步将方程组(14)式写为

$$\frac{\partial A_2}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{k^2 r_0}{\cos^2\xi} A_2 = 0, \quad (15)$$

在新坐标系  $(\xi, \eta)$  中,相应的边界条件变为

$$A_2(\eta_0, \xi) = 0, \quad \frac{\partial A_1(\eta_0, \xi)}{\partial \xi} = 0, \quad \text{在 } \eta = \eta_0, -\xi_0 < \xi < \xi_0 \text{ 上} \quad (16)$$

$$A_1(\eta, \xi_0) = \exp[ja_1(\eta)], \quad \frac{\partial A_2(\eta, \xi_0)}{\partial \eta} = j\kappa \exp[ja_1(\eta)], \quad \text{在 } \xi = \xi_0, (\eta_0 - T) < \eta < \eta_0 \text{ 上} \quad (17)$$

方程(15)及边界条件(16), (17)式分别是关于变量 $\xi$ 和 $\eta$ 的拉普拉斯双曲线方程组及其边界条件, 可利用黎曼方法<sup>[13]</sup>进行求解, 得到方程的解为

$$A_2(\eta, \xi) = -j\kappa \int_{\eta}^{\eta_0} \exp[ja_1(\eta')] J_0[2\kappa r_0^{1/2} \sqrt{(\tan\xi - \tan\xi_0)(\eta - \eta')}] d\eta', \quad (18)$$

根据(13)式, 可以得到  $S(\eta, \xi) = -\frac{j\kappa}{\cos\xi} \int_{\eta}^{\eta_0} \exp[jM(\xi, \eta')] J_0[2\kappa r_0^{1/2} \sqrt{(\tan\xi - \tan\xi_0)(\eta - \eta')}] d\eta', \quad (19)$

再根据(10)式, 微分 $\partial S/\partial \eta$ 可以得出 $R(\eta, \xi)$ 的解为

$$R(\eta, \xi) = 1 - \exp[-jM(\eta, \xi)] \int_{\eta}^{\eta_0} \left\{ \kappa r_0^{1/2} \sqrt{\frac{\tan\xi - \tan\xi_0}{\eta - \eta'}} \exp[jM(\xi, \eta')] J_1[2\kappa r_0^{1/2} \sqrt{(\tan\xi - \tan\xi_0)(\eta - \eta')}] \right\} d\eta', \quad (20)$$

定义体光栅的衍射效率为衍射光波能量与透射光能量和衍射光能量之和的比, 那么整个全息柱透镜的衍射效率为

$$\eta_i = \frac{\int_{\xi_0}^{\xi} |S[\xi, (\eta_0 - T)]|^2 d\xi}{\int_{\eta_0}^{\eta} |R(-\xi_0, \eta)|^2 d\eta + \int_{\xi_0}^{\xi} |S[\xi, (\eta_0 - T)]|^2 d\eta} \quad (21)$$

## 4 数值分析与讨论

### 4.1 变波长读出过程中全息柱透镜的布拉格失配分析

对于用波长为 632.8 nm 的平面光波和柱面光波干涉形成的光栅, 当用波长为 800 nm 的光波读出全息透镜时, 在透镜光栅中的每一点所产生的布拉格偏移量是不一样的。(10)式中的相位失配因子可以近似表示为

$$M = \Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}, \quad (22)$$

式中 $\Delta\mathbf{K}$ 为透镜变波长读出时所产生的布拉格偏移矢量, 用 $M' = |\Delta\mathbf{K}|$ 表示其量值的大小。在图 4 中, 通过任意一点 $a(\xi, \eta)$ 的两记录光波波矢 $\mathbf{K}_{10}, \mathbf{K}_{20}$ 和读出光波矢 $\mathbf{K}_1$ 分别为

$$\mathbf{K}_{10} = \beta_1 (-\cos\theta_{10}\hat{x} - \sin\theta_{10}\hat{y}), \quad (23)$$

$$\mathbf{K}_{20} = \beta_1 (-\cos\theta_{20}\hat{x} - \sin\theta_{20}\hat{y}), \quad (24)$$

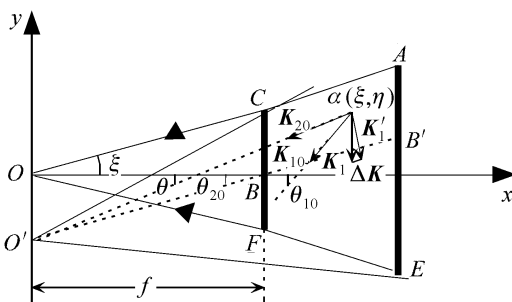


图 4 全息光栅中任意点上的布拉格失配分析图  
Fig. 4 Bragg mismatch at arbitrary point in the volume hologram

$$\mathbf{K}_1 = -\beta_2 \hat{y}, \quad (25)$$

式中 $\theta_{10} = 78^\circ 29'$ , 由图 4 中的几何关系可以求得 $\theta = \arctan \frac{\eta \tan\xi + f \tan\theta_{20}}{\eta}$ 。根据两记录光波矢量可以求得光栅中 $a(\xi, \eta)$ 点光栅矢量的方向角为

$$\phi = \arctan \frac{\cos\theta - \cos\theta_{10}}{\sin\theta - \sin\theta_{10}}, \quad (26)$$

同时, 利用布拉格匹配条件可以得到用 800 nm 的平面光波读出全息透镜时在 $a(\xi, \eta)$ 点满足布拉格匹配条件下的读出光波矢量应为

$$\mathbf{K}'_1 = \beta_2 (-\cos\theta'_1 \hat{x} - \sin\theta'_1 \hat{y}), \quad (27)$$

式中 $\theta'_1 = \phi - \arcsin \left[ \frac{\lambda_2 n_1}{\lambda_1 n_2} \cos(\phi - \theta_{10}) \right]$ 。那么, 根据文献[14]可以进一步将光栅中 $a(\xi, \eta)$ 点的布拉格偏移量表达为

$$M'(\xi, \eta) = \frac{1}{2} \beta_2 \Delta\theta \sec^2 \theta'_1, \quad (28)$$

其中 $\Delta\theta = \frac{\pi}{2} - \theta'_1$ , 即为读出平面光波与布拉格匹配条件下的读出光波之间的角度偏移值。当 $a(\xi, \eta)$ 点遍及整个全息柱透镜时, 可以得到整个透镜的布拉格失配值情况。

图 5 给出了改变波长读出全息柱透镜时光栅中各点的布拉格失配情况, 其中 $z$ 轴代表布拉格偏移量 $M'$ 的大小。取透镜的厚度 $T = 1.50$  cm, 衍射出射口径 $d = 1.20$  cm, 图 5(a), (b)中全息柱透镜的焦距 $f$ 分别为 50 cm, 150 cm。可以看出用 800 nm 的

光波读出此全息透镜时,透镜中在线段  $BB'$  上的点是完全满足布拉格匹配条件的,而透镜的其他部分出现很大的布拉格偏移,并且透镜光栅中相对  $BB'$  线段的距离越远处的布拉格偏离值也越来越大。此外,比较图 5(a),(b)可以看出,记录所选的柱面光波的归一化参数  $f$  也会很大地影响光栅的布拉格偏移值,随着  $f$  的增加透镜中相同点位置的布拉格偏移量逐渐减小(除  $BB'$  线段上的值保持为 0 以外)。

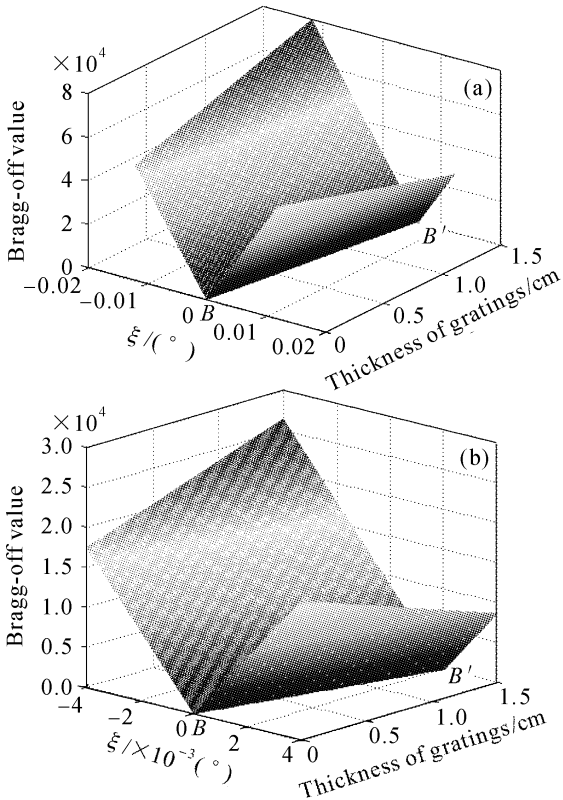


图 5 变波长读出全息柱透镜时光栅中各点的布拉格偏移值

Fig. 5 Off-Bragg parameter value in each point of the total hologram at the reconstruction process  
(a)  $f = 50$  cm; (b)  $f = 150$  cm

### 4.2 光折变体全息柱透镜的衍射性质

图 6 描述了光折变局域体全息柱透镜的衍射效率和体全息柱透镜的焦距  $f$  (即柱面波的归一化参数  $r_0$ ) 之间的关系,不同曲线代表具有不同的衍射出射口径  $d$  的全息柱透镜,其中光栅厚度  $T$  都取为  $1.00$  cm,  $\Delta n = 5 \times 10^{-5}$ 。可以看出,全息柱透镜的衍射效率与  $f$  密切相关,当记录柱面波的  $r_0$  越长,所形成的全息柱透镜的焦距  $f$  越长,变波长重现全息时的衍射效率将越高。利用前面对全息重现时布拉格失配情况的分析可以解释这一原因。当记录所用的柱面波的归一化参数  $r_0$  越长时,变波长重现全息透镜时光栅中相同位置处的布拉格失配值越小,因

而衍射效率增加。同时也可以看出,全息透镜的几何尺寸也会影响光栅的衍射效率。这是因为在全息重现过程中光栅尺寸对透镜的平均布拉格失配值的影响,当衍射口径  $d$  越小时,透镜的平均布拉格失配值越小,因而衍射效率增加。

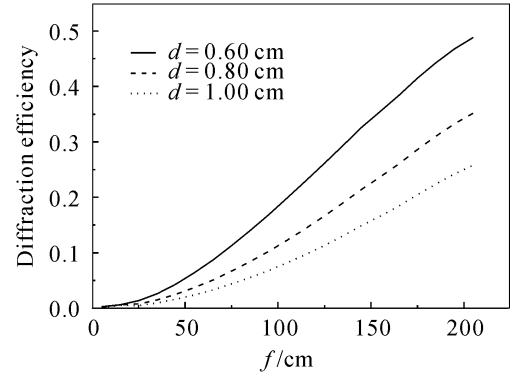


图 6 不同  $d$  的全息柱透镜的衍射效率与体全息柱透镜的焦距  $f$  的关系

Fig. 6 Diffraction efficiency of the grating as functions of focal length  $f$  of volume holographic cylindrical lens for different diffraction caliber  $d$

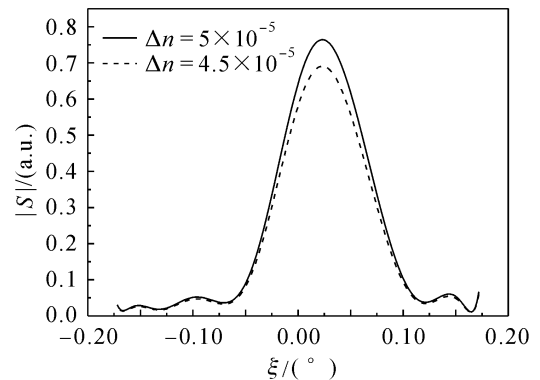


图 7 衍射光振幅在出射口径  $d$  上的分布曲线

Fig. 7 Amplitude distribution of the diffracted beam at output boundary of lens

图 7 给出了衍射光振幅沿衍射出射口径  $d$  上的分布情况,其中记录光栅所用的柱面波的焦距(归一化参数)  $f = 100$  cm,光栅尺寸  $T = 1.00$  cm,  $d = 0.60$  cm。可以看出,衍射光振幅不仅出现了一定程度的失真,与初始记录柱面光波所取的均一的相对振幅分布不同,衍射光的强度主要集中分布在光栅重现时布拉格失配值较小处 ( $BB'$  线段附近)所对应的位置,并且光栅的衍射效率也随着  $\Delta n$  的增加(光栅强度的增加)而增加。

### 4.3 布拉格匹配参考点的选择对全息透镜衍射效率的影响

如图 8 所示,分别在晶体中选择  $B(f, 0)$ ,

$B_1(f, d/2), B_2(f, -d/2), B_3(T/2 + f, 0)$  四个点为满足布拉格匹配条件的参考点来记录全息柱透镜。记录时平面波的入射角和柱面波会聚光束的会聚点都可以根据布拉格匹配参考点的位置由(1)~(3)式求得。改变波长读出时的衍射效率与光栅厚度的关系如图 9 所示,其中记录光栅所用的柱面波的归一化参数值  $f = 100 \text{ cm}$ , 光栅尺寸  $T = 1.00 \text{ cm}$ ,  $d = 0.60 \text{ cm}$ ,  $\Delta n = 2.5 \times 10^{-5}$ 。可以看出,以这四个点为参考点分别形成的全息柱透镜读出时的衍射效率与光栅厚度的关系图几乎是重叠的。这表明对于厚度  $T$  和入射衍射口径  $d$  一定的全息光栅透镜而言,布拉格匹配点的选择对透镜衍射效率的影响十分微小。这是因为尽管记录过程中选择的布拉格参考点不同,但是在改变波长读出全息的过程中,透镜中能满足布拉格匹配条件和具有较小布拉格失配的部分面积几乎是保持不变的。此外还可以看出,随着透镜厚度的增加透镜的衍射效率也会增加,但由于光栅重现过程中布拉格失配的影响,透镜的衍射效率都不高。

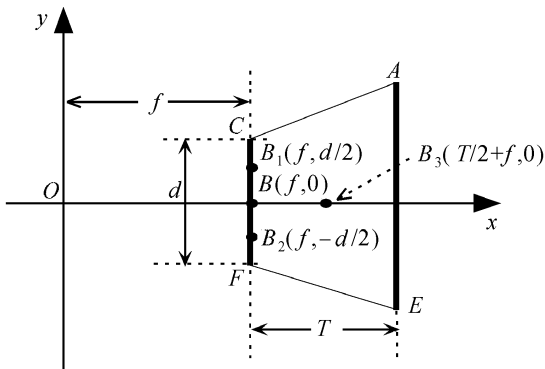


图 8 选择不同的布拉格匹配参考点记录柱面透镜

Fig. 8 Selection of different on-Bragg reference points for recording holographic cylindrical lens

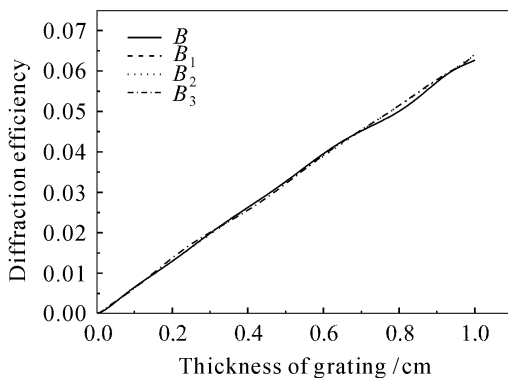


图 9 全息柱透镜的衍射效率与光栅厚度  $T$  的关系

Fig. 9 Diffraction efficiency holographic cylindrical lens as functions of the grating width  $T$

## 5 结 论

利用二维耦合波理论,研究了用  $632.8 \text{ nm}$  柱面波与平面波在  $\text{LiNbO}_3$  双掺杂晶体中干涉形成全息柱透镜而用  $800 \text{ nm}$  的波长重现下的波前转换情况。结果表明,全息重现过程中除了所选的布拉格匹配参考点以外,其余部分都有较大的偏移,并且记录柱面光波的归一化参数值也会很大地影响光栅布拉格偏离值的大小;记录所形成的全息柱透镜的焦距越长,全息透镜变波长重现过程的衍射效率越高。另外,透镜厚度的增加也会使透镜的衍射效率增加,但是透镜的衍射口径增加它的衍射效率反而降低。衍射光振幅在其出射口径上的分布出现了一定程度的失真,衍射光强度主要集中分布在全息透镜中布拉格失配最小处所对应的位置;透镜的衍射效率几乎不随参考点的改变而改变。以  $\text{LiNbO}_3$  双掺杂晶体对全息柱透镜变波长衍射下的波前转换所分析的结论适用于所有的  $\text{LiNbO}_3$  晶体。对不同类型的掺杂  $\text{LiNbO}_3$  晶体,其全息特性会因为掺杂不同而有所不同,但基于此的全息柱透镜变波长衍射的衍射特性将与本文分析结果相符。

## 参 考 文 献

- 1 L. R. Liu, B. Liu, X. N. Yan *et al.*. Photorefractive miniaturized integration of optical three-dimensional systems [J]. *J. Opt. A*, 1999, **1**:220~224
- 2 K. Buse, A. Adibi, D. Psaltis *et al.*. Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals [J]. *Nature*, 1998, **393**(18):665~668
- 3 S. Breer, K. Buse. Wavelength demultiplexing with volume phase holograms in photorefractive lithium niobate [J]. *Appl. Phys. B*, 1998, **66**(2):339~345
- 4 P. Boffi, M. C. Ubaldi, D. Piccinin *et al.*. 1550-nm volume holography for optical communication devices [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(10):1355~1357
- 5 Randy R. Reibel, Zeb Barber, Mingzhen Tian *et al.*. Amplification of high-bandwidth phase-modulated signals at 793 nm [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(10):2315~2321
- 6 G. Barbastathis, D. Psaltis. Shift-multiplexed holographic memory using the two-lambda method [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(6):432~434
- 7 Ernest Chuang, Demetri Psaltis. Storage of 1000 holograms with use of a dual-wavelength method [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(32):8445~8454
- 8 Yan Aimin, Liu Liren, Liu De'an *et al.*. Design of a new type lateral-spread photorefractive volume holographic lens and its diffraction properties [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(12):1629~1632
- 9 闫爱民,刘立人,刘德安 等. 光横向传播的光折变体全息透镜设计及其衍射性质[J]. *光学学报*, 2004, **24**(12):1629~1632
- 9 M. P. Jordan, L. Solymar, P. St. J. Russell. Wavefront conversion by volume holograms between cylindrical and plane waves [J]. *Microwaves, Opt. and Acoust.*, 1978, **2**(5):156~162
- 10 R. R. A. Syms, L. Solymar. Analysis of volume holograms cylindrical lenses [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(2):179~186
- 11 P. Cheben, M. L. Calvo. Wave-front conversion between a Gaussian beam with a cylindrical phase function and a plane

wave in a monomode on-axis transmission holographic coupler [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1993, **10**(12):2573~2580

12 P. Cheben, M. L. Calvo. Wave-front conversion between a Gaussian beam with a cylindrical phase and a plane wave for on-axis off-Bragg incidence [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(1):131~138

13 R. Courant, D. Hilbert. *Methods of Mathematical Physics*

[M]. New York: Academic Press Inc., 1962. Chap. V

14 Wang Bo, Tao Shiquan, Chen Jiabi. Re-investigation on the solution to two-dimensional coupled wave equation for volume holographic gratings [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **32**(1):21~25

王 博,陶世荃,陈家璧. 体光栅二维耦合波方程解析解的再探讨[J]. *中国激光*, 2004, **32**(1):21~25

## 被动 Q 调制 Er:Cr:YSGG 固体激光器\*

由于其 3 μm 左右独特的激光波长,掺铒固体激光器(Er:Cr:YSGG 激光器: λ = 2.79 μm; Er:YAG 激光器: λ = 2.94 μm)得到广泛的研究。通过采用在 GaAs 基底上生成的 InAs 薄膜作为被动调 Q 的饱和吸收体,实现了 Er:Cr:YSGG 激光 Q 调制输出。稳定的单脉冲调 Q 运转的抽运阈值为 21 J,最短脉冲宽度将近 300 ns,单脉冲运转能量可达 20.3 mJ。

实验中所用的耦合输出镜均采用的是平-平的介质膜镜片,在 2.79 μm 处的透射率为 28%,全反镜是平-凹镀金镜片,曲率半径为 2 m,采用闪光灯抽运,脉冲宽度为 150 μs,激光工作频率为 1 Hz,激光增益介质为直径 4 mm,长度 110 mm 的 Er:Cr:YSGG 的激光棒,两端镀 2.79 μm 的增透膜,其中 Er<sup>3+</sup> 和 Cr<sup>3+</sup> 的掺杂浓度分别为 4×10<sup>21</sup> cm<sup>-3</sup> 和 5×10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>,聚光腔为内镀银的椭圆金属腔,激光振荡腔长为 50 cm。实验中采用中国科学院半导体所用分子外延技术生长的 InAs/GaAs 薄膜,薄膜的厚度分别为 0.2 μm/0.5 mm 和 0.5 μm/0.5 mm,近似于布儒斯特角放置,实验装置如图 1 所示,获得 Q 调制脉冲如图 2 所示。

实验获得的输出脉冲宽度和能量关系曲线如图 3,图 4 所示。InAs/GaAs 饱和吸收调 Q 是一种获得短脉冲的较为简单的方法,薄膜越厚,脉宽越窄,吸收率越高。不足之处为 InAs 薄膜的饱和吸收体的破坏阈值较低,在对 0.5 μm/0.5 mm InAs/GaAs 调 Q 实验中,发现脉冲出现非常不稳定,提高抽运

能量时,InAs 表面就出现损伤点,分析原因为饱和吸收体过厚,其振荡阈值几乎等于破坏阈值。

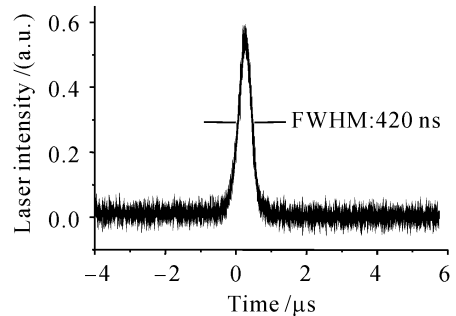


图 2 Q 调制脉冲

Fig. 2 Q-switched pulse shape

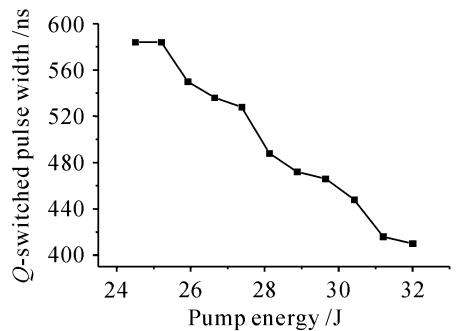


图 3 Q 调制脉冲宽度曲线

Fig. 3 Q-switched pulse width characteristics

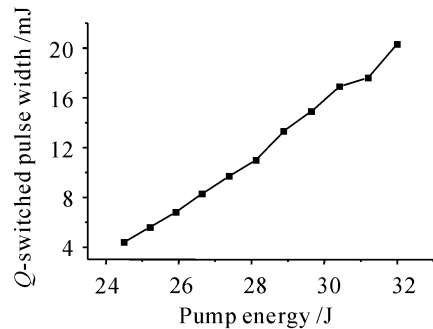


图 4 Q 调制脉冲能量曲线

Fig. 4 Q-switched pulse energy characteristics

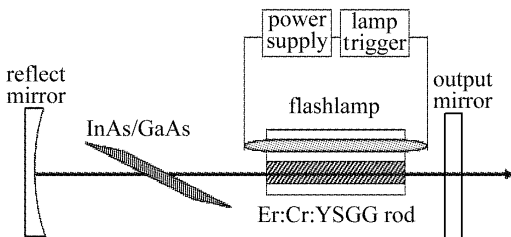


图 1 实验装置图

Fig. 1 Schematic setup

\* 教育部对外合作计划资助项目。

吉林大学物理学院,吉林 长春 130023  
 康智慧,王铁军,张洪志,  
 冯志书,姜 云,高锦岳  
 收稿日期:2006-08-18  
 收到修改稿日期:2006-11-10