

长周期光纤光栅谐振波长与曝光量的变化关系^{*}

张东生 姜 莉 张伟刚 李丽君 范万德 袁树忠 开桂云 董孝义

(南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

(2002 年 12 月 3 日收到, 2003 年 3 月 10 日收到修改稿)

利用波动干涉理论推导了长周期光纤光栅的光栅方程. 利用色心模型和 Kramers-Kronig 原理, 得到了长周期光纤光栅的中心谐振波长与曝光量的变化关系的理论公式, 并进行了实验研究. 理论和实验结果都表明, 长周期光纤光栅的中心谐振波长与曝光量的关系按多项 e 负指数之和规律变化, 其变化率受到模板占空比的控制; 另外, 长周期光纤光栅的中心谐振波长与模板占空比成反比关系.

关键词: 长周期光纤光栅, 谐振波长, 模板占空比

PACC: 4280S, 4280C, 4280F, 4270G

1. 引 言

光纤光栅作为一种新型的光纤光子器件, 在光纤通信和光纤传感领域具有极其重要的应用^[1-5]. 长周期光纤光栅是光纤光栅中的一种, 它的周期通常在几百微米范围内, 它能够把光纤中传输的特定波长光的导波模能量耦合到包层模中, 导致一定带宽的传输损耗, 实现带阻滤波的效果^[6]. 因为长周期光栅几乎没有反射波, 所以在通信系统中常常用它实现掺铒光纤放大器的增益平坦^[7]. 长周期光纤光栅作为光纤放大器的均衡器, 常常要求控制其透射谱的谐振波长、峰值及带宽, 实现与光纤放大器增益谱的匹配, 以达到良好的均衡效果. 但是, 在长周期光纤光栅的写作过程中, 谐振波长不仅与栅格周期有关, 而且还与曝光量有关^[8]. 然而, 曝光量是用来控制光纤光栅透射谱峰值的, 这就造成同时控制光栅的中心谐振波长和透射谱峰值的矛盾, 故常使两者不能兼顾. 因此, 有必要对长周期光纤光栅的谐振波长与曝光量的变化关系进行研究, 以便在设计其振幅模板时, 兼顾曝光量对中心波长和峰值的影响.

本文运用波动干涉理论, 推导了长周期光纤光栅的光栅方程. 根据色心模型^[9], 并运用 Kramers-Kronig 原理, 得到长周期光纤光栅的谐振波长与曝

光量变化关系的理论公式. 我们使用 248 nm 的 KrF 准分子脉冲激光器, 运用振幅模板侧向写入法进行长周期光纤光栅的写入实验, 对长周期光纤光栅的中心谐振波长与曝光量的变化关系进行了实验研究. 理论和实验结果都表明, 长周期光纤光栅的中心谐振波长与曝光量的关系按多项 e 负指数之和规律变化, 其变化率受振幅模板的占空比控制, 长周期光栅的谐振波长与模板占空比按反比关系变化.

2. 理 论

光纤中的导波基模 LP_{01} 遇到光栅的栅格时, 由于栅格区域纤芯折射率发生变化, 原波导中的 LP_{01} 模不再是栅格波导中的本征模式, 其能量将在新的本征模式之间重新分配, 称之为模式激发或耦合. 新的本征模是在纤芯、包层和空气三层介质中形成的, 包括纤芯中的导模、包层和空气之间形成的包层模和辐射模. 在光栅的一个栅格内, 因为光的耦合作用距离有限, 所以基模 LP_{01} 只把部分能量耦合给新的本征模, 其余的能量继续以 LP_{01} 模形式传输, 并在光栅中不断重复上述耦合过程. 多次耦合的本征模各自相干叠加, 对于长周期光纤光栅而言, 只有某些特定波长的基模和包层模之间的耦合才能谐振, 对应谐振波长所耦合的总的包层模能量到达光纤后变成泄漏模而损耗, 形成长周期光纤光栅的透射谱.

^{*} 国家高技术研究发展计划(批准号 2002AA313110)、国家自然科学基金重点项目(批准号 60137010)和紫江-南开光子技术实验室项目资助的课题.

用矩形振幅模板写制的长周期光纤光栅的折射率分布如图 1(a)所示, LP_{01} 模传输的几何示意图如图 1(b)所示. LP_{01} 模在第 i 个和第 $i+1$ 个栅格处激发的包层模之间的相位差为

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_c + \Delta n) a / \cos\theta + \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} (\Lambda - a) - \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{leff}} \Lambda \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_{\text{eff}} - n_{\text{leff}}) \Lambda + \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \frac{\Delta n}{n_c} a \\ &= (\beta_c - \beta_1) \Lambda + \beta_c \frac{\Delta n}{n_c} \frac{\Lambda}{1 + \chi}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 n_c 为纤芯中的折射率, Δn 为曝光产生的折射率增量, Λ 为栅格周期, a 为振幅模板空的长度, χ 为振幅模板的占空比, θ 为 LP_{01} 模入射方向与中心轴的夹角, n_{eff} , β_c 分别为芯中 LP_{01} 模的有效折射率和传播常数, n_{leff} , β_1 分别为包层模的有效折射率和传播常数, λ 为光在真空中的波长. 其中

$$n_{\text{eff}} = \frac{n_c}{\cos\theta}, \quad (2)$$

$$\beta_c = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}},$$

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{leff}}. \quad (3)$$

根据干涉理论, 产生干涉极大的条件为 $\Delta = 2j\pi$, 因此有

$$(\beta_c - \beta_1) \Lambda + \beta_c \frac{\Delta n}{n_c} \frac{\Lambda}{1 + \chi} = 2j\pi \quad (4)$$

或

$$\begin{aligned} (n_{\text{eff}} - n_{\text{leff}}) \Lambda + n_{\text{eff}} \frac{\Delta n}{n_c} \frac{\Lambda}{1 + \chi} &= j\lambda \\ (j = 1, 2, 3, \dots). \end{aligned} \quad (5)$$

(4)或(5)式即为本文推导的长周期光纤光栅的光栅方程. 该光栅方程表明, 谐振波长与栅格周期和折射率增量(Δn)成线性关系, 与模板占空比 χ 成反比关系.

光致光敏光纤折射率的变化与光敏光纤紫外吸收谱的变化密切相关, Ge—Si 键通过对波长为 248 nm 的单光子吸收(或对波长为 480 nm 的双光子吸收), 使得 Ge—Si 键被打断, 导致 248 nm 处吸收峰的减弱. 释放出的电子被其他的缺陷俘获, 形成 $G(1)$ 和 $G(2)$ 两个色心, 分别产生 281 和 213 nm 两个吸收峰^[9]. 进一步的研究表明, 248 nm 紫外吸收产生均匀展宽的高斯分布的吸收峰有 6 个, 峰值波长分别为 195, 242, 256, 224, 183, 175 nm^[10]. 根据单光子吸收模型和 Kramers-Kronig 原理, 掺锗光纤每个变化的吸收带导致折射率增量与曝光量成指数关系^[11],

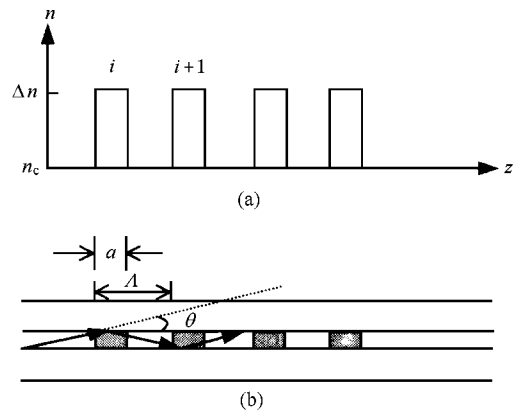


图 1 折射率沿光栅的分布(a)和 LP_{01} 模传输示意图(b)

$$\Delta n_i = \Delta n_{\text{max}i} [1 - \exp(-A_i I t)] \quad (i = 1, 2, 3), \quad (6)$$

式中 $A_i = \sigma_i / h\nu_i$, σ_i 为相应吸收波长的吸收截面, $h\nu_i$ 为光子能量, I 为光强, t 为曝光时间, $\Delta n_{\text{max}i}$ 为由第 i 个吸收带导致的最大折射率增量. 紫外曝光后, 242 nm 处紫外吸收的变化为负值^[10], 导致光纤折射率减小. 考虑到 195 nm 处紫外吸收变化与 242 nm 处紫外吸收的变化比是与曝光量无关的常数^[12], 可以将 195 和 242 nm 紫外吸收的变化导致的折射率增量合并为一项. 而 256 nm 紫外吸收的变化比 195 nm 紫外吸收变化小一个数量级, 224, 183 和 175 nm 紫外吸收的变化则更小^[12], 所以忽略 224, 183, 175 nm 紫外吸收变化对折射率增量的贡献, 因此, 总的折射率增量可表示为

$$\begin{aligned} \Delta n &= \Delta n_{\text{max}1} \exp(-A_1 I t) \\ &\quad - \Delta n_{\text{max}2} \exp(-A_2 I t), \end{aligned} \quad (7)$$

式中等号右端第二项为 195 和 242 nm 处紫外吸收对折射率增量的贡献, 第三项为 256 nm 处紫外吸收对折射率增量的贡献. 因为还有其他位置吸收带的贡献, 所以 $\Delta n_{\text{max}} > \Delta n_{\text{max}1} + \Delta n_{\text{max}2}$. 将(7)式代入(5)式后, 得到

$$\begin{aligned} (n_{\text{eff}} - n_{\text{leff}}) \Lambda + n_{\text{eff}} \frac{\Delta n}{n_c} \frac{\Lambda}{1 + \chi} &= j\lambda \\ &\quad - \Delta n_{\text{max}1} \exp(-A_1 I t) - \Delta n_{\text{max}2} \exp(-A_2 I t) \\ &= j\lambda \quad (j = 1, 2, 3, \dots). \end{aligned} \quad (8)$$

根据信息产业部 46 研究所提供的 C₅98-30X(s) 型光敏光纤的技术参数: 纤芯半径 4.15 μm , 折射率 1.4623, 包层半径 62.5 μm , 折射率 1.458, 用图解法可计算出, 芯的有效折射率为 1.4597, 第 25 个包层模的有效折射率为 1.4542. 如果不考虑曝光量对谐

振波长的影响,则要想得到谐振波长为 1532 nm,实现芯模与第 25 个包层模之间能量耦合的长周期光纤光栅,其振幅模板的周期应设计为 0.272 mm. 根据上述技术数据,令 $j = 1$,由(8)式得到

$$\lambda = 1531 + \frac{2.72 \times 10^5}{1 + \chi} (\Delta n_{\max} - \Delta n_{\max 1} \exp(-A_1 I t) - \Delta n_{\max 2} \exp(-A_2 I t)). \quad (9)$$

(9)式中的单位为 nm.

利用(9)式,可得到不同占空比情况下谐振波长与曝光量的变化关系曲线,如图 2 所示. 其中 $\Delta n_{\max} = 7.835 \times 10^{-4}$, $\Delta n_{\max 1} = 2.635 \times 10^{-4}$, $\Delta n_{\max 2} = 4.678 \times 10^{-4}$, $A_1 = 2.25 \times 10^4$, $A_2 = 3 \times 10^3$. A_1, A_2 的单位为 $\text{mm}^2/(\text{mJ} \cdot \text{s})$. 从图 2 可以看出,长周期光纤光栅的中心谐振波长随曝光量的增加向长波方向移动,并且按多项 e 负指数之和规律变化,其变化率受振幅模板占空比的控制. 占空比越小,中心谐振波长随曝光量的变化率越大;反之,占空比越大,其变化率越小.

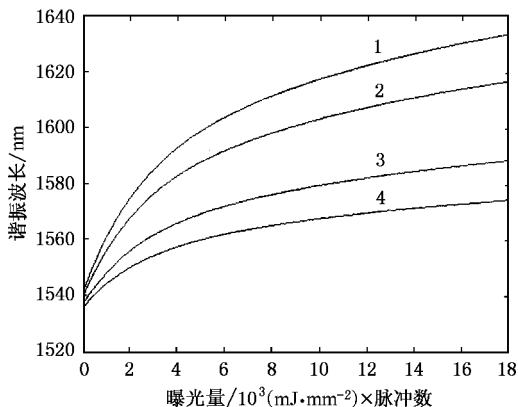


图 2 不同模板占空比情况下,长周期光纤光栅谐振波长与曝光量的变化关系. 曲线 1, 曲线 2, 曲线 3 和曲线 4 分别对应的占空比为 1:1.5, 1:1, 2:1 和 3:1

3. 实验结果与分析

长周期光纤光栅的实验写入装置如图 3 所示. 其中,光源采用德国 TUILASER 公司生产的 Excistar M-100 型 KrF 准分子脉冲激光器,其最大脉冲能量为 250 mJ,脉冲持续时间 20 ns,工作波长 248 nm,光斑大小为 $15 \times 8 \text{ mm}^2$;宽带光源 BBS 利用了掺铒光纤放大器的自发辐射谱,带宽为 100 nm;OSA 是日本 ADVANTEST 公司生产的 Q8383 型光纤光谱仪. M 为平面反射镜, CL 为柱面透镜, AM 为振幅模板. 模

板周期为 0.272 mm,占空比分别为 1:1.5, 1:1, 2:1 和 3:1. 光敏光纤是由信息产业部 46 研究所提供

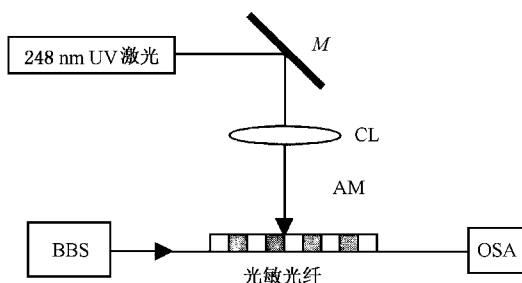


图 3 长周期光纤光栅写入装置

的,型号为 C₅98-30X(s). 实验中, KrF 准分子激光器发出的紫外激光的单脉冲能量设定为 120 mJ,经过柱透镜会聚成大小为 $0.8 \times 15 \text{ mm}^2$ 光斑,垂直照在覆盖振幅模板的光敏光纤上,进行紫外曝光. 用 BBS 和 OAS 组成的系统进行在线监测. 考虑到光在平面镜和柱透镜上的能量损失,照在光敏光纤上的能量密度估计为 $9.6 \text{ mJ}/\text{mm}^2$. 图 4 是用周期为 0.272 mm、占空比为 1:1 的振幅模板,分别曝光 400 和 500 个脉冲后的长周期光纤光栅的透射谱. 图 4 中显示曝光从 400 个脉冲增加到 500 个脉冲后,光谱向长波方向移动 3.4 nm. 通过在不同的曝光量下

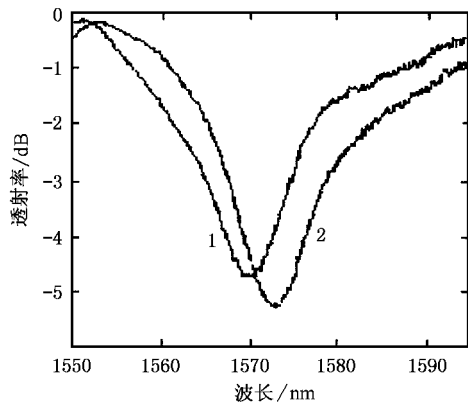


图 4 用占空比为 1:1 周期为 0.272 mm 的振幅模板写制的长周期光纤光栅透射谱. 曲线 1 和曲线 2 分别曝光 400 和 500 个光脉冲

记录谐振波长,得到了 4 种不同占空比的模板的谐振波长随曝光量的变化关系曲线,如图 5 所示. 图 5 中,曲线 1、曲线 2、曲线 3、曲线 4 是用(9)式计算所得的理论曲线,它们所对应的振幅模板的占空比分别为 1:1.5, 1:1, 2:1 和 3:1. 在用(9)式进行理论计算过程中,与各曲线相对应的参数(Δn_{\max} , $\Delta n_{\max 1}$,

$\Delta n_{\max 2}$)取值见表 1. 使用不同占空比模板写光栅时, 由于光敏光纤与紫外光斑对准程度不同所产生曝光量的差异, 导致对应的参数(Δn_{\max} , $\Delta n_{\max 1}$, $\Delta n_{\max 2}$)取值不同. 由于信号源带宽的限制, 使用占空比为 1:1.5 和 1:1 的振幅模板, 分别曝光到 700 和 1300 个光脉冲以上时, 中心波长就移到信号源的带宽之外(图 5 曲线 1 和曲线 2). 从图 5 可看出, 曝光量的增加, 长周期光纤光栅的谐振波长向长波方向移动, 其变化规律与理论预期相一致, 即按多项 e 负指数之和规律变化, 变化率由模板的占空比控制. 模板占空比越小, 谐振波长随曝光量变化率越大; 反之, 占空比越大, 变化率越小.

表 1 利用(9)式进行理论计算时各相应参数的取值

	$\Delta n_{\max}/10^{-4}$	$\Delta n_{\max 1}/10^{-4}$	$\Delta n_{\max 2}/10^{-4}$
$\chi = 1:1.5$	7.835	2.635	4.678
$\chi = 1:1$	7.003	2.153	4.456
$\chi = 2:1$	9.206	1.866	6.962
$\chi = 3:1$	1.232	8.665	1.166

注: $A_1 = 2.25 \times 10^4 \text{ mm}^2 (\text{mJ} \cdot \text{s})$, $A_2 = 3 \times 10^3 \text{ mm}^2 (\text{mJ} \cdot \text{s})$.

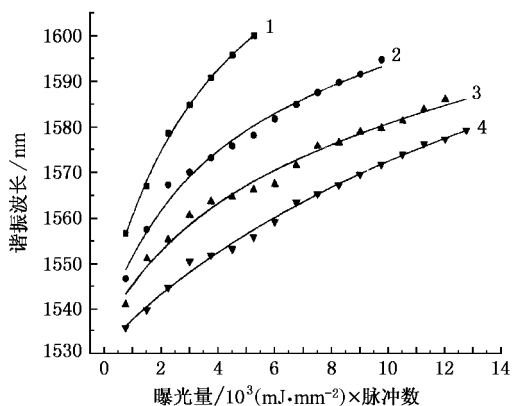


图 5 实验测量不同模板占空比的长周期光栅的中心谐振波长与曝光量的变化关系 ——为(9)式的计算值; ■, ◆, ▲和▼为实验值, 相应的模板占空比分别为 1:1.5, 1:1, 2:1 和 3:1

实验还测量了在相同的曝光量情况下, 长周期

光栅的中心谐振波长与模板占空比的变化关系, 如图 6 所示. 图 6 显示, 中心谐振波长与模板的占空比成反比, 这与新推导出的光栅方程(5)以及(9)式一致.

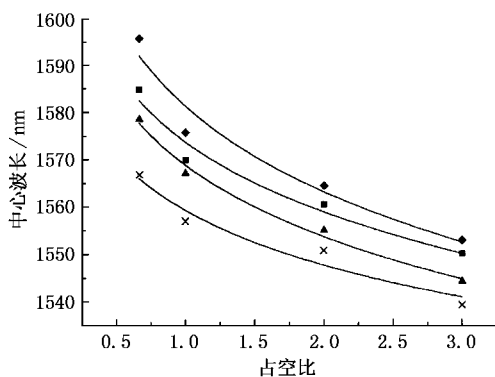


图 6 实验测量相同曝光量的长周期光栅中心谐振波长与模板占空比的关系曲线 x, ▲, ■和◆对应的曝光量分别为 1500, 2250, 3000, 4500 脉冲数, ——为理论值

4. 结 论

本文利用波动干涉理论推导了长周期光纤光栅的光栅方程, 该方程表明, 长周期光纤光栅的中心谐振波长与光纤光栅的折射率增量成线性关系, 与振幅模板的占空比成反比关系, 根据色心模型^[9], 并运用 Kramers-Kronig 原理, 得到长周期光纤光栅的谐振波长与曝光量变化关系的理论公式. 我们用相同周期不同占空比的模板, 分别写制了长周期光纤光栅, 并且对其中心波长随曝光量的变化关系进行了实验研究. 理论研究和实验结果都表明, 长周期光纤光栅的中心谐振波长与曝光量按多项 e 负指数之和规律变化, 与模板占空比成反比关系变化. 根据本文推导的长周期光纤光栅的谐振波长与曝光量变化关系公式, 进行长周期光纤光栅的模板设计时, 可以预先考虑到曝光量对中心谐振波长的影响, 并且可以通过设计合适的模板占空比来控制中心波长随曝光量的变化速率, 这对于设计长周期光纤光栅的模板具有重要参考价值.

- [1] Hill K O , Bilodeau F , Malo B *et al* 1994 *Conf. Opt. Fiber Commun.* San Jose
- [2] Bilodeau F , Johson D C , Theriault S *et al* 1995 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7** 388
- [3] Ball G A , Glenn W H 1992 *J. Lightwave Technol.* **10** 1338
- [4] Kersey A D 1996 *Opt. Fiber Technol.* **2** 291
- [5] Shu X W , Huang D X , Deng G H *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1731 (in Chinese) 舒学文、黄德修、邓桂华等 2000 物理学报 **49** 1731]
- [6] Vengsarkar A M , Lemaire P J , Judkins J B *et al* 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 58
- [7] Vengsarkar A M , Pedrazzani J R , Judkins J B *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 336
- [8] Erdogan T 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1760
- [9] Hand D P , Russell P St J 1990 *Opt. Lett.* **15** 102
- [10] Atkins R M , Mizrahi V , Erdogan T 1993 *Electron. Lett.* **4** 385
- [11] Patrick H , Gilbert S L 1993 *Opt. Lett.* **18** 1484
- [12] Dong L , Archambault J L , Reekie L *et al* 1995 *Appl. Opt.* **18** 3436

The relationship between the resonant wavelength of the long period fiber grating and its exposure^{*}

Zhang Dong-Sheng Jiang Li Zhang Wei-Gang Li Li-Jun Fan Wan-De
Yuan Shu-Zhong Kai Gui-Yun Dong Xiao-Yi
(*Institute of Modern Optics , Nankai University , Tianjin 300071 , China*)
(Received 3 December 2002 ; revised manuscript received 10 March 2003)

Abstract

In this paper we have derived the Bragg equation of long-period fiber gratings by using interference theory. According to the color centers model and Kramers-Kronig principle, we have studied, theoretically and experimentally, the relationship between the resonant wavelength of the grating and its exposure. The result shows that the resonant wavelength of the long-period fiber grating changes with the UV exposure in the form of the sum of two decaying exponential functions and the rate of change is controlled by the duty ratio of the mask. The resonant wavelength of the long-period fiber grating is inversely proportional to the duty ratio of the mask.

Keywords : long period fiber gratings , resonant wavelength , duty ratio of the mask

PACC : 4280S , 4280C , 4280F , 4270G

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China(Grant No. 2002AA313110), the Major Program of the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 60137010), and the Zhijiang-Nankai Photon-Technology Laboratory Project.