

文章编号: 0258-7025(2003)12-1103-04

基于莫尔效应的光纤光栅变迹的研究

赵 岭, 瞿荣辉, 李 琳, 方祖捷

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 从理论上分析了利用莫尔效应进行变迹所引起的光纤光栅反射谱和色散特性的变化, 指出由于莫尔条纹状的折射率调制使平均有效折射率在光栅区维持不变, 所以可以实现纯变迹。与此成为对照的是, 常用的升余弦函数变迹由于存在 F-P 腔效应, 因此在短波边的边模抑制效果不够满意。利用拉伸和二次曝光法产生的莫尔效应, 实现了对光纤光栅的纯变迹, 边模抑制比比相同工艺条件下的未变迹提高了约 6 dB。

关键词 光电子学; 光纤光栅; 莫尔效应; 变迹

中图分类号 TN 253 **文献标识码** A

Apodization of Fiber Bragg Grating Based on Moiré Effect

ZHAO Ling, QU Rong-hui, LI Lin, FANG Zu-jie

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

Abstract The changes of reflection spectrum and dispersion of fiber Bragg grating (FBG) apodized by moiré effect are analyzed theoretically. It is pointed that the apodization of the fiber grating by using Moiré effect is a pure apodization because the Moiré effect makes the index modulation amplitude in both positive and negative sides and keeps the average index unchanged. However, there exist some side lobes in short wavelength side of Bragg peak when the fiber Bragg grating was apodized by conventional raise cosine function because of the F-P effect. Experimentally apodized FBG by using Moiré effect was obtained with a side mode suppression 6 dB better than conventional FBG without apodization.

Key words optoelectronics; fiber Bragg grating; Moiré effect; apodization

1 引 言

光纤布拉格光栅(Fiber Bragg Grating)是光纤芯折射率沿轴向具有周期性变化的一种光纤器件。由于 Bragg 衍射效应,它具有窄线宽反射特性。与其他各种具有光滤波特性的器件相比,由于光栅是在光纤内部形成的,所以光纤光栅具有兼容于光纤、体积小、低插入损耗和低成本的优势。基于光纤光栅,可以设计制作多种有源或无源器件,如滤波器、激光器、放大器、波长转换器、波分复用器、色散补偿器、光纤传感器等。随着信道间隔为 50 GHz, 25 GHz 的密集波分复用系统的出现,人们对系统中滤波器的特性提出了更高的要求,诸如:高的边模抑制比,滤波器响应范围内无色散,响应谱为平顶矩

形,而普通的光纤光栅达不到这种要求,要符合这些要求,就必须在光栅制作过程中,对其进行变迹处理(见理论分析),以期达到理想的光谱特性。对光纤光栅的变迹方法有多种,如高斯变迹法^[1,2]、升余弦函数法^[3]和莫尔效应法等。利用莫尔效应对光纤光栅变迹的方法有对称施加应力法^[4]、莫尔相位板法^[5]和角度干涉法^[6]。利用莫尔效应变迹的特点是,它引入了正、负两个方向的折射率调制幅度的变化,因而保持了平均折射率不变。

2 理论分析

普通光纤光栅的折射率调制幅度沿光纤轴向呈矩形分布。这种矩形函数的傅里叶变换是一个 sinc

收稿日期:2002-07-09; 收到修改稿日期:2002-09-17

作者简介: 赵岭(1974—),女,中国科学院上海光学精密机械研究所博士生,研究方向为光通信器件和技术,主要从事基于光纤光栅的光通信器件和系统的研究。E-mail:lingzhaok@sina.com.cn

函数的形式,因而在频域中,光纤光栅的主峰两侧会出现很多边峰^[7],这些边峰的存在会降低信道隔离度,引起信道串扰。如果改变光栅折射率调制幅度的分布,使之符合某种函数形式,在光栅的初始部分逐渐地增加光栅的耦合系数,而在光栅的结束部分逐渐地降低光栅的耦合系数,这样就会抑制光纤光栅主峰两侧的边峰,这就是所谓光纤光栅的变迹。

改变光栅折射率调制幅度分布可以采取多种函数形式。Ho-Jin Jeong 等通过高斯形的写入光对光纤光栅变迹^[1,2],B. Malo 等通过二次曝光在光纤光栅轴向引入升余弦函数型的折射率调制^[3]。以上方法产生的折射率调制幅度变化都是正调制。由于平

均有效折射率与折射率调制幅度成正比,所以会引起光纤光栅平均有效折射率沿轴向的变化。图 1(a)为利用升余弦函数变迹的光纤光栅折射率调制幅度示意图和平均有效折射率分布,此时光栅区中间部分的布拉格波长向长波方向移动,而两边的布拉格波长仍在短波边。这样就形成了一个 F-P 腔,使得在光栅布拉格共振峰的短波边会出现一些旁瓣。这样的滤波特性还是不能满足实际应用的要求。要避免出现这种情况,就要求光栅平均有效折射率在光栅区维持不变,而折射率调制的幅度发生变化。这种变迹方法被称为纯变迹 (pure apodization)。

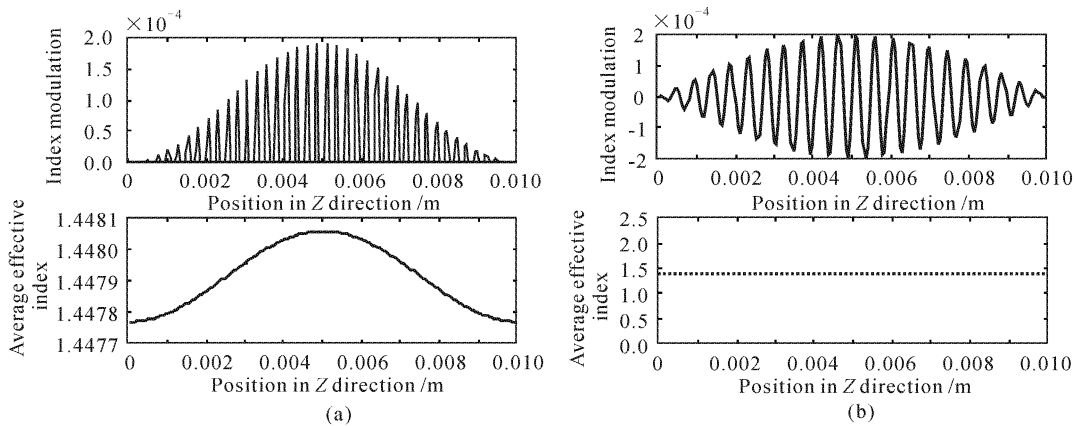


图 1 不同方法变迹后的折射率分布和平均有效折射率
(a) 升余弦函数变迹; (b) 利用莫尔效应变迹

Fig. 1 Index modulation and average evident index distribution after apodization
(a) apodized by raise cosine function; (b) apodized by Moiré effect

莫尔效应是用两块周期分别为 $2\Lambda_1$ 和 $2\Lambda_2$ 的掩模板在同一段光纤上两次曝光形成的,此时光纤芯部的折射率变化为

$$n(z) = n_{co} + \delta n_1 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1} \cdot z + \varphi_1\right) \right] + \delta n_2 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2} \cdot z + \varphi_2\right) \right] \quad (1)$$

式中 n_{co} 为曝光前光纤芯部的折射率, δn_1 和 δn_2 分别为两次曝光的折射率调制, φ_1 和 φ_2 分别为两次曝光的初位相。令 $\delta n_1 = \delta n_2 = \delta n$, 则(1)式可化简为

$$n(z) = n_{co} + 2 \cdot \delta n + 2 \cdot \delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_c} + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_s} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \quad (2)$$

式中, $\Lambda_c = \frac{2\Lambda_1\Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2}$, $\Lambda_s = \frac{2\Lambda_1\Lambda_2}{\Lambda_2 - \Lambda_1}$ 。

此时的折射率调制沿光纤轴向是一个具有慢变包络(周期为 Λ_s) 的快变结构(周期为 Λ_c)。当莫尔条

纹的缓变周期 Λ_s 等于两倍光纤光栅长度,并使莫尔条纹的亮区落在光纤光栅的中部时,光纤光栅的折射率调制幅度的变化呈现为余弦分布。与升余弦函数不同的是,这一调制同时发生在正负两个方向,因而能够保持平均折射率不变,如图 1(b)所示。所以利用莫尔效应可以实现纯变迹。

随着大容量高速通信系统的出现,光纤光栅作为滤波器的设计中,不仅要考虑它的滤波特性,而且必须考虑它的色散特性。本文在耦合模理论的基础上,利用传输矩阵法计算了用升余弦函数和莫尔效应变迹的光纤光栅的反射谱和时延曲线,如图 2(a), (b)所示。在模拟计算中,光纤光栅的长度为 1 cm,由于莫尔效应是两次曝光形成的,所以利用莫尔效应变迹(即(2)式)时折射率调制幅度取 10^{-4} ,利用升余弦函数 $\cos^2(x)$ 变迹时折射率调制幅度取 2×10^{-4} 。从图 2(a)的反射谱可以看出,利用升余弦函数和莫尔效应变迹光纤光栅均可以有效地抑制

边峰,边模抑制比明显提高。但是当利用升余弦函数变迹光纤光栅时,谐振峰短波方向仍存在一些边峰,这与前面的理论分析一致。当利用莫尔效应变迹光纤光栅时,由于平均有效折射率不改变,不存在

F-P腔效应,所以 Bragg 峰两侧的边峰均被抑制。从图 2(b)的时延曲线可以看出,利用升余弦函数和莫尔效应变迹后的光纤光栅的时延谱波动均减小,但升余弦函数变迹的效果更明显。

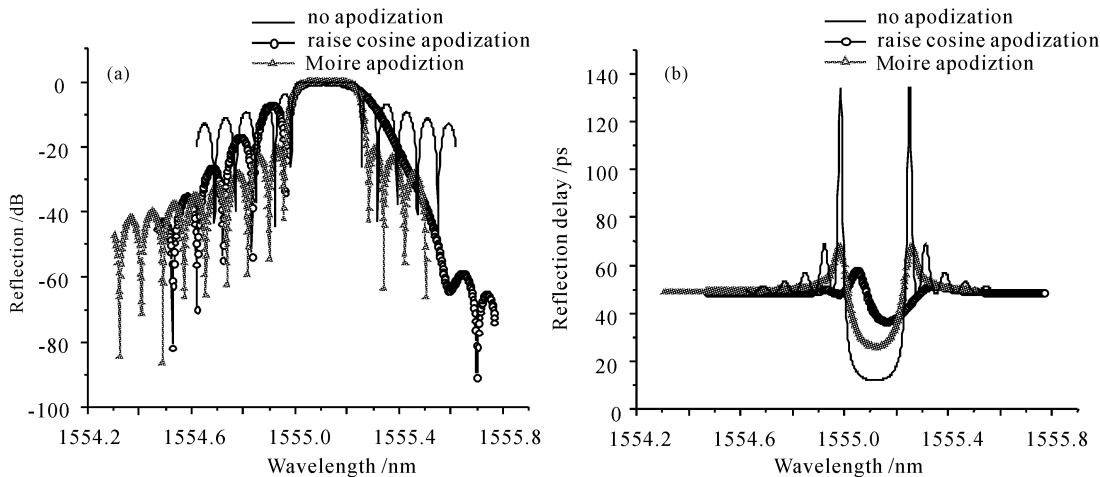


图 2 变迹后的反射谱(a)和时延曲线(b)

Fig. 2 Reflection spectra (a) and reflection delay (b) after apodization

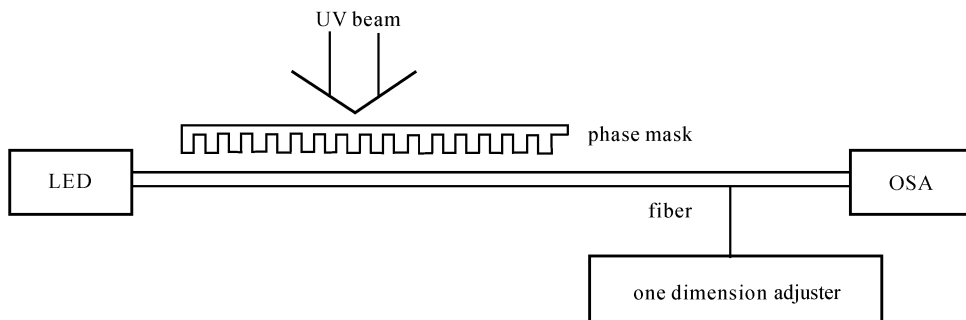


图 3 实验装置

Fig. 3 Experiment setup

3 实验结果及讨论

利用单向拉伸和二次曝光法形成的莫尔效应对光纤光栅进行变迹,实验装置如图 3 所示。紫外光源为 ArF 准分子激光器,工作波长为 193 nm;均匀相位板周期为 1074 nm,长度为 1 cm;为了增加光敏性,单模光纤在 140 atm,常温下载氢 7 天。在制作过程中光纤的一端固定不动,另一端拉伸点固定在一维光纤调整架上,这样在拉伸光纤时,只要调节调整架前后移动就可以了。当慢变包络(即缓变函数)的周期 Λ_s 等于两倍光纤光栅长度 L_g ,并使两次曝光的初始位相差 $\varphi_1 - \varphi_2$ 为 π 的奇数倍时,可以实现平均有效折射率不变而折射率调制变化,实现纯变迹。LED 为宽带光源。

通过光谱仪监测布拉格波长的变化使两次曝光

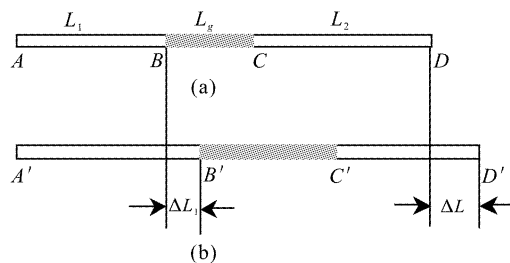


图 4 控制两次曝光的初始位相差的原理图

(a) 拉伸前;(b) 拉伸后

Fig. 4 Diagram of the control of the initial differential of phase

(a) before stretching; (b) after stretching

的初始位相差 $\varphi_1 - \varphi_2$ 等效为 π 的奇数倍,其原理如图 4 所示。图中 BC 段为光纤光栅, $A(A')$ 为固定点,

$D(D')$ 为拉伸端。设 AB, BC, CD 和 AD 的长度分别为 L_1, L_g, L_2 和 L 。在拉伸过程中,有下列关系成立

$$\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_g + \Delta L_2 \quad (3)$$

$$\Delta L_g = \frac{\Delta L}{L} \cdot L_g \quad (4)$$

$$\Delta L_2 = \frac{\Delta L}{L} \cdot L_2 \quad (5)$$

当初始相位差 $\varphi_2 - \varphi_1$ 为 π 的奇数倍时,有下式成立

$$\Delta L_1 = (2M + 1) \cdot \frac{\Lambda_1}{2} \quad (6)$$

其中 M 为整数。将(4),(5),(6)式代入(3)式得

$$M = \frac{\Delta L \cdot (L - L_g - L_2)}{L \cdot \Lambda_1} - \frac{1}{2} \quad (7)$$

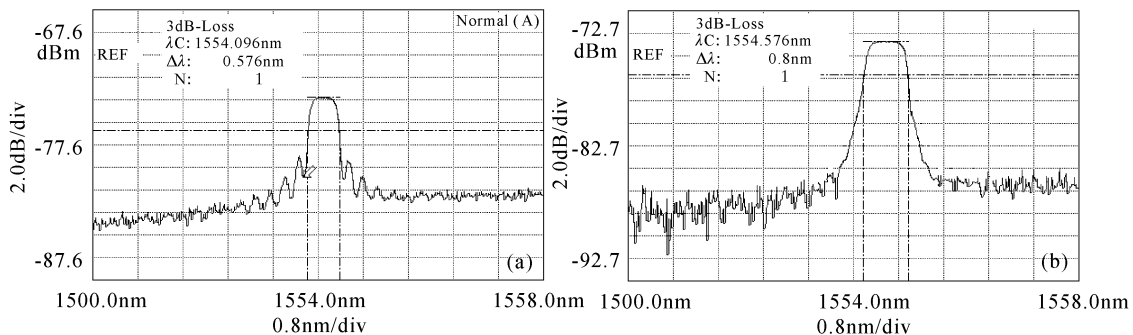


图 5 未变迹和变迹光纤光栅的反射谱比较

(a) 未变迹; (b) 利用莫尔效应变迹

Fig. 5 Comparison of reflection spectrum

(a) no apodization; (b) apodized by Moiré effect

4 结 论

从理论上分析了利用升余弦函数变迹与利用莫尔效应进行变迹所引起的光纤光栅反射谱和色散特性的变化,指出由于莫尔条纹状的折射率调制使平均有效折射率在光栅区维持不变。所以可以实现纯变迹,即能同时抑制光纤光栅布拉格峰两侧的边峰。采用传输矩阵方法的模拟计算表明,采用莫尔效应变迹还改善了光纤光栅带内的色散性能。在实验上,利用拉伸和二次曝光法产生的莫尔效应,实现了光纤光栅的纯变迹,边模抑制比提高了约 6 dB。提出了一种精确控制两次曝光的初始位相差的办法,使工艺更加可靠。

参 考 文 献

1 Chingchung Yang, Yinchieh Lai. Apodised fibre Bragg gratings fabricated with uniform phase mask using low cost apparatus [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **30**(36): 655

根据光纤的应变特性可知在拉伸光纤的过程中,有下面的关系式成立

$$\Delta L = \frac{1}{k} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot L \quad (8)$$

其中 k 为光纤的应变系数。当 L, L_g, Λ_1 以及 L_2 这 4 个量为已知时,通过光谱仪监测拉伸前光纤光栅的中心反射峰布拉格波长 λ 及其拉伸后的变化量 $\Delta \lambda$ 可以使 M 为奇数,使两次曝光的初始位相差 $\varphi_1 - \varphi_2$ 等效为 π 的奇数倍,实现光纤光栅的纯变迹。

图 5 为未加变迹和采用莫尔条纹变迹的光纤光栅典型的反射谱。可以看到后者主峰两侧未见明显的旁瓣,边模抑制比提高了约 6 dB。

~657

2 Ho-Jin Jeong, Youngtark Lee, Taesang Park *et al.*. Apodization of fiber Bragg gratings using uniform phase mask and Gaussian beam laser [C]. ECOC'99, 26~30 September 1999, Nice France, I-306~I-307

3 B. Malo, S. Theriault, D. C. Johnson *et al.*. Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask [J]. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(3): 223~225

4 R. Kashyap, A. Swanton, D. J. Armes. Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings [J]. *Electron. Lett.*, 1996, **32**(13): 1226~1228

5 J. Albert, K. O. Hill, D. C. Johnson *et al.*. Moiré phase masks for automatic pure apodisation of fibre Bragg gratings [J]. *Electron. Lett.*, 1996, **32**(24): 2260~2261

6 Hans-Georg Fröhlich, Raman Kashyap. Two methods of apodisation of fibre-Bragg-gratings [J]. *Opt. Comm.*, 1998, **157**: 273~281

7 V. Mizrahi, J. E. Sipe. Optical properties of photosensitive fiber phase gratings [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(10): 1513~1517