

文章编号: 0253-2239(2003)09-1049-4

无自致啁啾布拉格光纤光栅的制作方法及其原理*

吕昌贵 徐新华 崔一平**

(东南大学电子工程系, 南京 210096)

摘要: 提出一种无自致啁啾效应的切趾布拉格光纤光栅的制作方法。利用有效介质法分析了利用光栅的周期变化来消除折射率切趾导致的自致啁啾,从而得到平均折射率和交流耦合系数都没有突变的切趾光栅。与均匀周期的高斯切趾光栅相比,这种光栅几乎没有旁瓣。最后给出了数值模拟结果。

关键词: 光纤布拉格光栅; 旁瓣; 切趾光栅; 有效介质法

中图分类号: O438 文献标识码: A

1 引言

用紫外光照射光敏光纤,可以在光纤纤芯中形成折射率调制的光栅。光纤光栅易于与光纤系统集成,插入损耗低。通过改变光栅的参量,如光栅的长度、周期,折射率调制深度或者包络,光栅条纹的倾斜角,获得具有不同光谱特性的光栅以满足不同器件的要求。国际上普遍认为,掺铒光纤光栅技术是继掺铒光纤放大器技术后在光纤技术领域内所取得的又一极为重要的技术进步,光纤光栅的出现将使全光纤器件的研制成为可能,从而实现全光纤一维光子集成,进而对包括光纤通信、光纤传感、光计算和光信息处理等的整个光纤领域产生深远影响。人们对光纤光栅研究的投入不断加大,步伐不断加快,光纤光栅的制造技术也不断取得进步与发展,现在人们已经可以制造各种参量的光纤光栅。

均匀布拉格光纤光栅边界折射率调制的突变会引起其反射光谱较大的旁瓣。旁瓣的出现给应用带来诸多不便。通常通过对光栅进行切趾来减小光栅耦合系数的突变,从而抑制光谱旁瓣^[1]。采用图 1 所示装置刻写均匀周期的切趾光栅时,折射率调制深度可以通过调整紫外光对光纤曝光量来实现。

高斯切趾光栅的折射率调制如图 2(a)。这种光栅的反射光谱在短波长方向有次峰,直观上可以这样解释:尽管这种高斯切趾光栅对光纤传输模式的耦合作用是没有突变的高斯包络,且空间周期是常

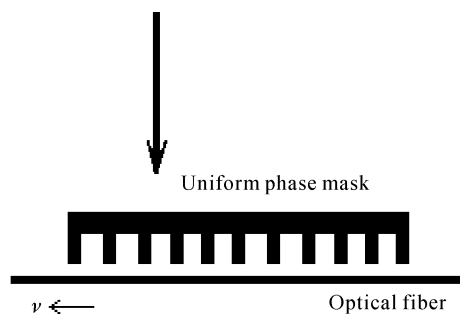


Fig. 1 Fabricating method with phase masks

量,但是因为均匀布拉格光栅耦合的中心波长与光栅平均折射率变化成正比^[2],光栅沿光纤轴向的中心耦合波长随高斯变迹而改变,光栅两端处的中心耦合波长 λ_1 要比光栅中间处的 λ_0 要小。当某一波长为 λ_1 的光沿光栅传输时,光只在光栅的两端受到光栅的耦合反射作用,这种作用类似于法布里-珀罗腔的作用,而且因为高斯切趾光栅由中间往两端对光的耦合作用随调制深度减小而逐渐减弱,相当于法布里-珀罗腔的反射率逐渐减小。因此,这种周期均匀的高斯切趾光栅的反射光谱将会在短波长方向出现逐渐减小的振荡次峰。为了制作没有次峰的、旁瓣抑制的切趾光栅,有人使用切趾相位掩模板^[3],或者采用特殊遮蔽板法^[4],或者采用多次曝光法^[5]等方法来制作平均折射率调制深度恒定的切趾光栅,折射率调制形状如图 2(b),这种光栅对模式的耦合作用是呈高斯变化的,同时光栅的中心耦合波长是不变的。本文提出另外一种制作无自致啁啾效应切趾光栅的方法:这种方法能用类似于图(1)所示的装置,所不同的是相位掩模板的周期随着折射率的调制深度而变化,利用这种周期的变化来补偿光栅折射率切趾引起的自致啁啾,从而消除法布里-珀

* 国家杰出青年科学基金(Project 60125513)、江苏省高技术项目(BG2001016)资助课题。

** 通讯联系人。E-mail: ypcyz@seu.edu.cn

收稿日期:2002-07-24; 收到修改稿日期:2002-09-16

罗腔效应。

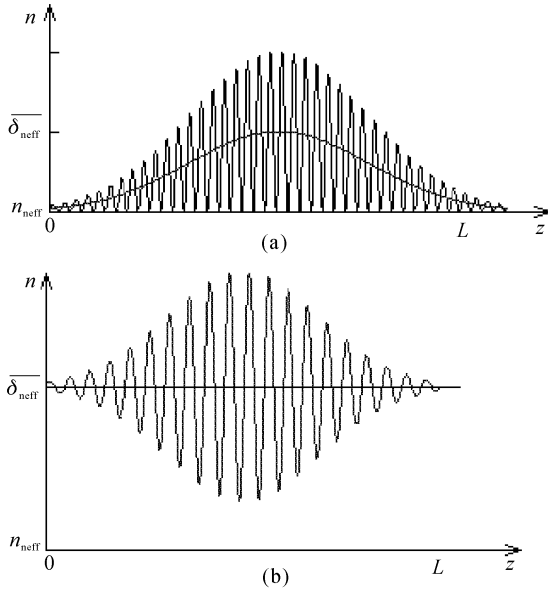


Fig. 2 The refractive index modulation of Gaussian-apodised gratings

2 理论分析

假定光栅折射率调制大小仅是对光纤导模有效折射率的一种微扰,则可用下式描述:

$$n_{\text{eff}}(z) = n_{\text{eff}} + \overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) \left\{ 1 + v \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (1)$$

式中, n_{eff} 为光纤未曝光时的有效折射率, $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$ 为有效折射率的平均调制, v 为折射率变化的条纹可见度, Λ 为光栅周期, $\phi(z)$ 描述光栅的啁啾。

当 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$ 为慢变函数时,取

$$R = A(z) \exp[i(\delta z - \phi/2)],$$

$$S = B(z) \exp[-i(\delta z - \phi/2)],$$

根据耦合模理论^[6], R 、 S 满足耦合方程

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R + i\kappa S, \quad \frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S + i\kappa^* R, \quad (2)$$

式中:总的直流耦合系数 $\hat{\sigma}$:

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (3)$$

失谐度 δ :

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda} = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right), \quad (4)$$

λ_D 为布拉格波长,

$$\lambda_D = 2n_{\text{eff}}\Lambda, \quad (5)$$

直流耦合系数 σ :

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

交流耦合系数 κ :

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\pi}{\lambda} v \overline{\delta n_{\text{eff}}}, \quad (7)$$

$$\text{令 } E^{\text{eff}} = R + S, \quad H^{\text{eff}} = R - S;$$

$$\mu^{\text{eff}} = \hat{\sigma} - \kappa, \quad \epsilon^{\text{eff}} = \hat{\sigma} + \kappa.$$

方程组(2)可以写成

$$\frac{dE^{\text{eff}}}{dz} = i\mu^{\text{eff}} H^{\text{eff}}, \quad \frac{dH^{\text{eff}}}{dz} = i\epsilon^{\text{eff}} E^{\text{eff}}, \quad (8)$$

令有效介质折射率 $n^{\text{eff}} = \sqrt{\mu^{\text{eff}} \epsilon^{\text{eff}}}$, 根据 WKB 法可以得到方程组(8)的近似解^[7]:

$$E^{\text{eff}} \sim \left[\frac{\mu^{\text{eff}}}{n^{\text{eff}}} \right]^{1/2} \Gamma \exp \left[\pm i \int n^{\text{eff}} dz \right]. \quad (9)$$

其中 Γ 为一常量。这种处理方法称为有效介质法^[7,8], 其实质就是当光在非均匀介质中传输时, 认为介质是自由介质, 而自由介质是由 μ^{eff} 和 ϵ^{eff} 描述的。光栅中模式的传播等效于自由光栅介质中波的传播。 n^{eff} 为虚数的光栅处, 模式是衰减的, 相当于经过一个分布式的反射镜; n^{eff} 为实数的光栅处, 模式是透明传输的。对于周期均匀的高斯切趾光栅, 其折射率调制类似于图 2(a):

$$\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) = \Delta n_{\text{eff}} \exp \left(\frac{-4 \ln 2 z^2}{z_{1/2}^2} \right), \quad (10)$$

$z_{1/2}$ 为半峰全宽, 若 $\phi(z)$ 为常量, 高斯切趾光栅的有效介质折射率为

$$n^{\text{eff}} = \left[\left(\delta + \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}}} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} v \overline{\delta n_{\text{eff}}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

从式(11)可以看出: 当

$$-\frac{3\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}}} < \delta < -\frac{\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}}},$$

n^{eff} 取虚数。令 $\xi = \frac{\delta \lambda}{\pi \Delta n_{\text{eff}}}$, ξ 实际上代表了波长的偏移, $\xi \sim z/z_{1/2}$ 的曲线也就表示了不同频率的光传输时受到的耦合作用, 如图 3 所示, 图中的阴影部分就是 n^{eff} 取虚数时的情况。对于某一波长的场在沿光栅传播过程中, 当 $\xi > 0$ 或 $\xi < -3$ 时, n^{eff} 为实数, 光栅对场几乎无反射作用; 当 $-3 < \xi < -1$ 时, n^{eff} 在阴影区域是虚数, 光场只遇到一个连续的反射区域, 在这个波长范围内反射率较高, 除非反射区域太窄; 当 $-1 < \xi < 0$ 时, 光场遇到两个被透明区域隔开的反射区域, 这类似于法布里-珀罗腔, 因此这个波长范围的反射率出现类似于法布里-珀罗腔的振荡次峰。

图 3、图 4 中参量取 $\Delta n_{\text{eff}} = 0.00045$, $\Lambda = 530 \text{ nm}$, $L = 10.653 \text{ mm}$, $z_{1/2} = L/2$, $n^{\text{eff}} = 1.46$, $v = 1$ 。运用分段均匀传输矩阵法分析, 计算结果如图 4 所示, 在 $-1 < \xi < 0$ 内出现预期的类似法布里-珀罗腔行为。

总的直流耦合系数与光栅周期和光栅的平均折

总的直流耦合系数与光栅周期和光栅的平均折

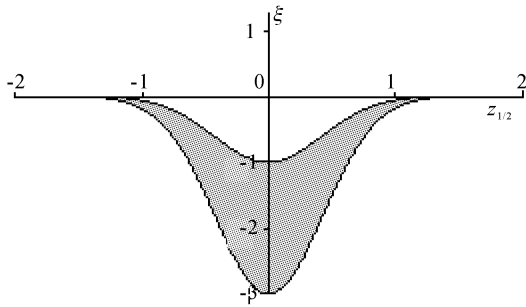


Fig. 3 The detuning versus $z/z_{1/2}$ of the Gaussian-apodised grating with uniform period

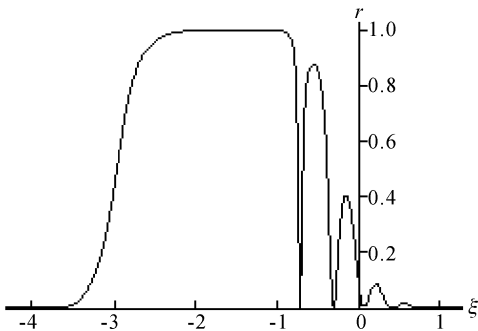


Fig. 4 Reflection spectra versus ξ for Bragg reflection of the Gaussian-apodised grating with uniform period
射率调制有关, 光栅平均折射率的变化与光栅周期变化对总的直流耦合系数具有等效的贡献。因此为消除切趾导致的次峰, 可以在 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 小的地方增大光栅周期, 如图 5。

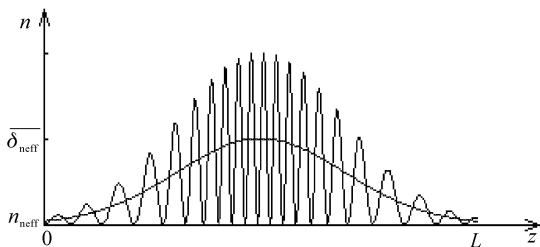


Fig. 5 The refractive index modulation of Gaussian-apodised gratings. It's period varies with the depth of the refractive index modulation

也就是, 在使得交流耦合系数仍为高斯变迹的情况下, 通过调整光栅周期来保证总的直流耦合系数 $\hat{\sigma}$ 的不变。因此假设 $\hat{\sigma}_1 = \hat{\sigma}_0$, 即

$$\frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}1}} - \frac{\pi}{\Lambda_1} = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}0}} - \frac{\pi}{\Lambda_0}, \quad (12)$$

令 $\overline{\delta n_{\text{eff}1}} = \overline{\delta n_{\text{eff}0}} + \Delta \delta n, \Lambda_1 = \Lambda_0 + \Delta \Lambda$, 则

$$\Delta \Lambda = -\frac{2\Lambda_0^2 \Delta \delta n}{2\Lambda_0 \Delta \delta n + \lambda}, \quad (13)$$

上式中, 从数量级可以得到 $2\Lambda_0 \Delta \delta n \ll \lambda$ 。又由于失谐度很小, 所以 λ 在中心耦合波长附近近似恒定, 取

$$\lambda_c = 2\Lambda_0 (n_{\text{eff}0} + \overline{\delta n_{\text{eff}0}}), \quad (14)$$

因此可以认为

$$\Delta \Lambda = -2\Lambda_0^2 \Delta \delta n / \lambda_c. \quad (15)$$

对于这种光栅, 由于折射率切趾和周期变化都是 z 的慢变函数, 可以利用分段传输矩阵法模拟光栅的反射谱。制作这种光栅的相位掩模板的设计首先要确定布拉格光栅的中心波长, 以便得到相位掩模板中间处的周期; 其次是确定光栅的切趾包络函数, 以便得到光栅的长度以及有效折射率的改变量 $\Delta \delta n$; 然后根据 (16) 式确定相位掩模板的周期变化:

$$\Delta \Lambda_m = -2 \times \frac{2\Lambda_0^2 \Delta \delta n}{\lambda_c}. \quad (16)$$

运用有效介质法分析这种光栅时, 令 $\delta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda_0}$, Λ_0 为高斯包络极点处的周期, 其有效介质折射率为

$$n^{\text{eff}} = \left\{ \left(\delta + \frac{2\pi \Delta n_{\text{eff}}}{\lambda} \right)^2 - \left[\frac{\pi \Delta n_{\text{eff}}}{\lambda} \exp \left(-4 \ln 2 \frac{z^2}{z_{1/2}^2} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

式中利用了 $\lambda/\lambda_c \approx 1$, 因而认为 (12) 式对于小失谐 λ 是始终成立的。

因此, 当 $-2 - \exp \left(-4 \ln 2 \frac{z^2}{z_{1/2}^2} \right) < \xi < -2 + \exp \left(-4 \ln 2 \frac{z^2}{z_{1/2}^2} \right)$ 时, n^{eff} 取虚数, 如图 6 所示。

从图 6 中可以看出, 对于满足 (15) 式的高斯切趾光栅, 只有波长偏移落在阴影区域内, 即波长偏移 $-3 < \xi < -1$, 光场受到光栅单个分布反射区域的作用而形成反射峰。而且这种光栅不存在高斯切趾周期均匀光栅的类似于法布里-珀罗腔振荡的区域。

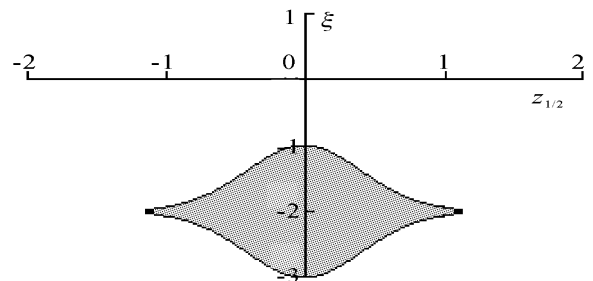


Fig. 6 The detuning ξ versus $z/z_{1/2}$ of the Gaussian-apodised grating with nonuniform period

3 数值模拟

模拟周期变化抵消折射率切趾导致的次峰时,

以高斯切趾光栅为例,光栅长度 $L = 10.653 \text{ mm}$, $z_{12/} = L/2$ 。高斯包络极点处的参量为参考点,即

$$\Lambda_0 = 530 \text{ nm},$$

$$\overline{\delta n_{\text{eff0}}} = 0.00045,$$

$$\lambda_c = 2\Lambda_0 (n_{\text{eff0}} + \overline{\delta n_{\text{eff0}}}) = 1548.077 \text{ nm}.$$

根据(15)式可以得到相应于高斯切趾的周期变化的折射率分布,其反射光谱如图7。图7中的反射光谱跟前面分析一致,波长偏移 $-1 < \xi < 0$ 的次峰消除,反射峰位于 $-3 < \xi < -1$,同时具有高斯切趾时旁瓣抑制作用。

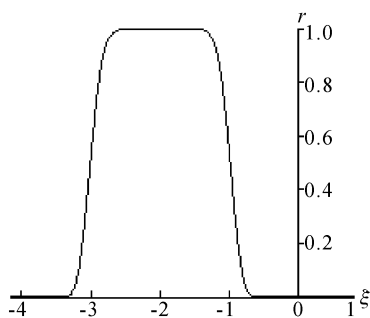


Fig. 7 Reflection spectra of the Gaussian-apodised grating with its self-induced chirp eliminated by varying the period with the depth of the index modulation

结论 调整切趾光栅的周期可以消除折射率变化导致的自致啁啾。因此,使用如图1装置刻写切趾光栅时,相位掩模板的周期满足式(16),掩模板周期两

边比中间略大,通过调整紫外光照射光纤曝光量,就可以得到类似于图5所示的折射率分布,这种分布不仅平均折射率相对于非光栅部分不存在突变,而且光栅对模式的耦合作用也不存在突变,光栅的光谱具有良好的旁瓣抑制效果,同时不存在折射率变化引起的自致啁啾效应。

参 考 文 献

- 1 Jin Xiaofeng, Zhang Zhongxian. Non-uniform optical fiber grating response. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(6):721~727 (in Chinese)
- 2 Guan Bai'ou, Liu Zhiguo, Tang Tao *et al.*. Study on multiplexed fiber Bragg grating temperature sensors. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(9):1203~1206 (in Chinese)
- 3 Bai Bahua, Qian Ying, Sun Yingzhi. Fabrication techniques of chirped and apodised fiber grating. *J. Changchun Post and Telecommunication Institute*, 2000, **18**(4):37~42
- 4 Kazuo I, Tadahiko N, Takahide S. *Manufacturing Method of Fiber Grating and Manufacturing Device Thereof*. Patent No: JP2000066041, 2000-03-03
- 5 Yang Chingchung, Lai Yinchieh. Apodised fiber Bragg gratings fabricated with a uniform phase mask using Gaussian beam laser. *Opt. and Laser Technol.*, 2000, **32**(5):307~310
- 6 Erdogan T. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294
- 7 Sipe J E, Poladian L, de Sterke C M. Propagation through nonuniform grating structures. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(4):1307~1320
- 8 Poladian L. Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings. *Phys. Rev. (E)*, 1993, **48**(6):4758~4767

A New Fabricating Method for Apodised Fiber Bragg Gratings without Self-Induced Chirp and Its Mechanism

Lu Changgui Xu Xinhua Cui Yiping

(Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096)

(Received 24 July 2002; revised 16 September 2002)

Abstract: A new method for fabricating apodised fiber Bragg gratings (FBG) without self-induced chirp is proposed by adjusting the period with the depth of refractive index modulation, in which general coupling coefficient is kept nearly constant along the grating. And effective medium picture is used to analyse the mechanism why self-induced chirp is eliminated by this method. Compared with that with uniform period, the reflectivity of Gaussian profile grating with nonuniform period has almost no resonance side lobes at shorter wavelength. And the numerical simulation spectrum is provided.

Key words: fiber Bragg grating; side lobe; apodised grating; effective medium picture