

文章编号: 0253-2239(2004)07-902-5

振幅掩膜紫外写入的长周期光纤光栅特性研究*

郑 凯 裴 丽 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

摘要: 振幅掩膜紫外写入的长周期光纤光栅的纤芯折射率分布函数为矩形波。以三层阶跃折射率光波导结构为基础,用弱导标量近似和标量耦合模理论分析折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅的特性。详细地给出了耦合模方程近似处理的方法,并说明了其合理性。用数学软件 Matlab 进行了数值模拟计算,发现折射率调制类型为矩形波的光栅传输谱不是由它的各次余弦光栅谱的线性叠加而成的。还研究了外部环境折射率、包层半径、光栅占空比等光栅结构参量对矩形折射率调制的光栅传输谱的影响。同时指出了每阶包层模的双谐振峰位置随光栅参量的变化规律。

关键词: 导波与光纤光学;长周期光纤光栅;振幅掩膜;矩形折射率调制;同步近似
中图分类号: TN253 文献标识码: A

Research on the Characteristics of Long-Period Fiber Grating Ultraviolet-Written by Amplitude Mask

Zheng Kai Pei Li Jian Shuisheng

(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing, 100044*)

(Received 4 July 2003; revised 29 August 2003)

Abstract: The refractive-index distribution function of long-period fiber grating (LPG), which is ultraviolet-written by amplitude mask, is a rectangular wave in the core region. The theoretical method is presented to analyze the characteristics of LPG with the rectangular-index modulation. Here, the weakly guiding scalar approximation and coupled-mode theory based on the three-layer step-index optical fiber are used. The approximate numerical method to deal with the coupled-mode equations is presented in detail and the rationality of the method is given. The transmission spectra of LPG are numerically calculated by using the mathematical software, Matlab. It's found that the transmission spectra of LPG with the rectangular-index modulation are not the linear superposition of its cosine gratings' spectra. The effect of the structural parameters of gratings, such as ambient refraction index, the radii of fiber cladding and the duty cycle of fiber grating, on the transmission spectra of LPG with the rectangular-index modulation is analyzed. Furthermore, the response of double-resonant peak position of a single cladding mode to the parameters of gratings is studied.

Key words: guided wave and fiber optics; long-period fiber grating; amplitude mask; rectangular-index modulation; synchronous approximation

1 引 言

长周期光纤光栅 (Long-period fiber grating,

LPG)作为一种新型的光纤器件,因具有制造工艺简单,成本低,易封装和背向反射低等优点而在光通信和传感领域中有广泛的应用。它可以作掺铒光纤放大器的增益平坦器、梳状滤波器、模式转化器和各种物理参量(如温度,应力,折射率等)的传感器。

振幅掩膜紫外写入是最常用的一种制作长周期光纤光栅的方法^[1]。其原理是紫外光通过振幅掩膜

* 国家自然科学基金(60077008)和国家 863 计划(2001AA312090)资助课题。

E-mail: pkaizheng@sina.com

收稿日期:2003-07-04;收到修改稿日期:2003-08-29

版曝光于光敏光纤,引起纤芯折射率周期性的改变而形成光栅,其纤芯折射率分布函数为矩形波。现有的关于光纤光栅的理论分析,主要是针对折射率调制类型为余弦波的光栅^[2,3]。它在分析振幅掩膜紫外写入的长周期光纤光栅时存在某些误差^[4]。本文以三层阶跃折射率光波导结构为基础,用弱导近似和耦合模理论分析振幅掩膜紫外写入的长周期光纤光栅的特性,研究了各光栅结构参量对光栅传输谱和谐振波长的影响。

2 理论分析

2.1 光栅的折射率分布函数与各模式的场分布函数

写在普通单模光纤上的光栅可简化为三层光波导结构,其折射率分布函数可写为

$$n(z) = \begin{cases} n_1 + \Delta n_{dc}(z) + \Delta n_{ac}(z), & r < r_1 \\ n_2, & r_1 < r < r_2 \\ n_3, & r > r_2 \end{cases} \quad (1)$$

其中 n_1, n_2 分别为未写入光栅的光纤纤芯和包层的折射率, n_3 为光栅的外部环境折射率(如空气等), r_1, r_2 分别为光纤纤芯和包层的半径。 Δn_{dc} 为纤芯折射率的“直流”调制量,即纤芯折射率的平均变化量,使各模式的传输常数 β 发生微小的改变。 Δn_{ac} 为纤芯的“交流”调制量,使各模式发生耦合,模式间有能量的交换。 $\Delta n = \Delta n_{dc} + \Delta n_{ac}$ 为纤芯总的折射率变化量。 Δn 是周期性函数,可以把它展开为傅里叶级数的形式,即

$$\Delta n(z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \Delta n_m \exp\left(-im \frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \quad (2)$$

振幅掩膜紫外写入的长周期光栅的折射率调制类型为矩形波,其纤芯折射率变化量 Δn ^[4] 为

$$\Delta n(z) = \begin{cases} \Delta n, & n\Lambda \leq z \leq n\Lambda + p\Lambda \\ 0, & n\Lambda + p\Lambda < z < (n+1)\Lambda \end{cases} \quad (3)$$

其中 p 为掩模板的占空比($0 < p < 0.5$),把 Δn 展为傅里叶级数,为

$$\begin{aligned} \Delta n &= p\Delta n + \\ &\left(\sum_{m=-\infty}^{-1} + \sum_{m=1}^{+\infty}\right) \frac{\Delta n}{m\pi} \sin(m\pi p) \exp\left(-im \frac{2\pi z}{\Lambda}\right) = \\ &p\Delta n + \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{2\Delta n}{m\pi} \sin(m\pi p) \cos\left(m \frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

从上式看出,矩形调制的光栅可以看作是周期为 Λ/m ,折射率调制深度为 $\frac{2\Delta n}{m\pi} \sin(m\pi p)$ 的一系列

余弦调制光栅的叠加,即在光纤的同一位置写入一系列的不同周期的余弦光栅。

基于弱导标量近似可以给出只受到“直流”折射率调制下的光纤中纤芯基模 LP_{01} 和各阶包层模 LP_{0l} 的电场分布函数 E_y ^[5,6]。

2.2 耦合模理论

根据 Amnon Yariv 的耦合模理论^[7],关于各模式的慢变振幅 $A(z)$ 的标量耦合模方程为

$$\frac{dA_k}{dz} = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_l \sum_{m \neq 0} C_{kl}^{(m)} A_l \times \exp\left[i\left(\beta_k - \beta_l - m \frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right], \quad (5)$$

其中耦合系数

$$C_{kl}^{(m)} = [C_{lk}^{(-m)}]^* = \frac{(2\pi/\lambda)^2 (n_1 + \Delta n_{dc})}{\sqrt{\beta_k \beta_l}} \times \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 (E_k)^* \Delta n_m E_l r dr d\varphi}{\left(\int_0^{2\pi} \int_0^1 |E_k|^2 r dr d\varphi \int_0^{2\pi} \int_0^1 |E_l|^2 r dr d\varphi\right)^{1/2}}, \quad (6)$$

长周期光纤光栅的周期为数百微米,模式耦合发生在同向传播的纤芯基模和包层模之间。折射率调制量 Δn_m 是圆对称性的,由(6)式知,纤芯基模 LP_{01} 只能和包层模 LP_{0l} 耦合^[2,3]。因为包层模之间的耦合系数远小于纤芯基模与包层模的耦合系数,所以可以忽略包层模之间的耦合。这样,长周期光纤光栅的耦合模方程为

$$\frac{dA^{co}}{dz} = -i \sum_l \sum_{m \neq 0} C_{01-0l}^{(m)} A_{0l}^{cl} \times \exp\left[i\left(\beta_{01}^{co} - \beta_{0l}^{cl} - m \frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right], \quad (7)$$

$$\frac{dA_{0l}^{cl}}{dz} = -i \sum_{m \neq 0} C_{0l-01}^{(m)} A^{co} \times \exp\left[-i\left(\beta_{01}^{co} - \beta_{0l}^{cl} + m \frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right], \quad (8)$$

式中 A^{co}, A_{0l}^{cl} 分别表示前向传播的纤芯基模 LP_{01} 和包层模 LP_{0l} 的振幅。利用边界条件 $A^{co}(0) = 1, A_{0l}^{cl}(0) = 0$,解方程组(7),(8)可以得到光栅的传输谱: $T = |A^{co}(L)|^2$ 。

3 数值计算

方程(7),(8)的右端是无穷多项的和,必须作近似处理才便于数值计算。下面给出近似处理的方法并说明其合理性。

1) 基于同步近似(synchronous approximation),

可忽略耦合模方程中沿 z 轴快速振荡项。因为 $\beta_{0l}^o > \beta_{0l}^c$, 所以, 可忽略掉方程(7)中角标 m 取负整数的各项和(8)中 m 取正整数的项。

2) 从(4)式可知, 随着余弦光栅分量次数 m 的增大, 其折射率调制深度减小, 耦合系数减小。所以, 只需考虑前 M_m 次余弦光栅分量的影响(通常, M_m 取 5 即可)。

3) 确定所研究波段内, 前 M_m 次余弦光栅分量下哪些阶包层模与纤芯基模发生强耦合, 形成谐振峰。并记其中最高阶包层模的阶数为 M_l 。定义第 m 次余弦光栅分量下第 l 阶包层模与纤芯基模的失谐量(detuning)为

$$\delta_l^{(m)}(\lambda) = \beta_{0l}^o(\lambda) - \beta_{0l}^c(\lambda) - m \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (9)$$

令失谐量 $\delta_l^{(m)}(\lambda) = 0$, 得到在第 m 次余弦光栅分量作用下的第 l 阶包层模与纤芯基模耦合形成的谐振峰的位置 $\lambda_l^{(m)}$ 。这样, 可以确定出 M_l 。由于阶数大于 M_l 的包层模在研究的波段内无谐振峰, 所以失谐量很大, 基于同步近似可以忽略角标 l 大于 M_l 的各项。

基于以上合理的近似, 耦合模方程简化为

$$\frac{dA^{co}}{dz} = -i \sum_{m=1}^{M_m} \sum_{l=1}^{M_l} C_{0l-0l}^{(m)} A_{0l}^{cl} \exp[i\delta_l^{(m)} z], \quad (10)$$

$$\frac{dA_l^{cl}}{dz} = -i \sum_{m=1}^{M_m} [C_{0l-0l}^{(m)}]^* A^{co} \exp[-i\delta_l^{(m)} z], \quad (11)$$

可采用变步长的四阶五阶龙格-库塔方法求解方程组(10), (11)。方程中的耦合系数由式(6)给出, 可使用高斯求积公式来计算(6)式中的积分项。下文

中, 用数学软件 Matlab 编程, 数值模拟计算传输谱。其中, 调用 Matlab 中的 quadl 函数来计算耦合系数中的积分项, 而方程组(10), (11)通过调用函数 ode45 来求解。

4 特性研究

在 2.1 节指出, 矩形调制的光栅可以看作是周期为 Λ/m , 折射率调制深度为 $\frac{2\Delta n}{m\pi} \sin(m\pi p)$ 一系列余弦调制的光栅的叠加。那么, 它的传输谱是否是各次余弦光栅谱的线性叠加呢? 也就是说, 各次余弦光栅会不会相互影响呢?

我们使用第 3 节中所述的方法数值模拟了两种不同光栅参量(仅外部环境折射率不同)下的矩形调制光栅的传输谱(如图 1)。利用参考文献[2, 3]中的方法, 可以画出相应的前三次余弦光栅分量的传输谱(如图 2)。曲线 A, B, C; D, E; F 分别为 $T_1^{(1)}$, $T_2^{(1)}$, $T_3^{(1)}$; $T_7^{(2)}$, $T_8^{(2)}$; $T_{11}^{(3)}$ 。其中, $T_j^{(m)}$ 的含义是第 m 次余弦光栅分量下第 j 阶包层模与纤芯基模之间发生耦合而形成的谐振峰。 $n_3 = 1.4$ 时, 图 1(b)和图 2(b)基本上相同, 在该光栅参量下, 光栅谱可以认为是各次余弦分量的光栅谱的叠加; 但 $n_3 = 1$ 时, 图 1(a)和图 2(a)在波长为 $1.45 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 处有明显的不同, 各次余弦光栅分量的谐振峰有重叠, 彼此有影响, 光栅谱不再是各次余弦分量的光栅谱简单的线性叠加。

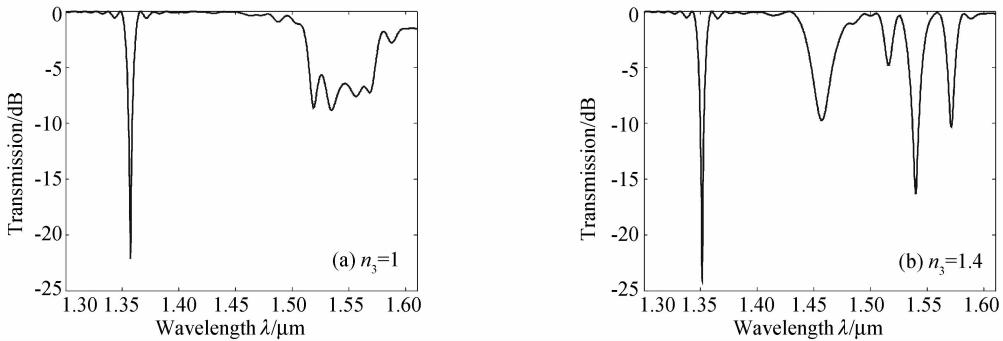


Fig. 1 Calculation of LPG transmission spectrum with ambient environment indices of (a) $n_3 = 1$, (b) $n_3 = 1.4$

By using Eqs. (10,11)

只要在研究的波段内, 各次余弦光栅分量形成的谐振峰没有重叠, 那么光栅谱就是各次余弦光栅分量的谱的线性叠加。但当谐振峰有重叠时, 在该波段内则有多个包层模与纤芯基模的失谐量 δ 很小, 因而有多个包层模同时与纤芯基模有强耦合, 此

时就必须考虑它们之间的相互影响。另外, 原有的理论^[2,3]仅考虑了一次余弦分量光栅的作用, 所以计算出的光栅谱只是图 2 中的曲线 A, B, C, 由此可见, 原有的理论在分析振幅掩膜紫外写入的长周期光栅时存在较大的误差。

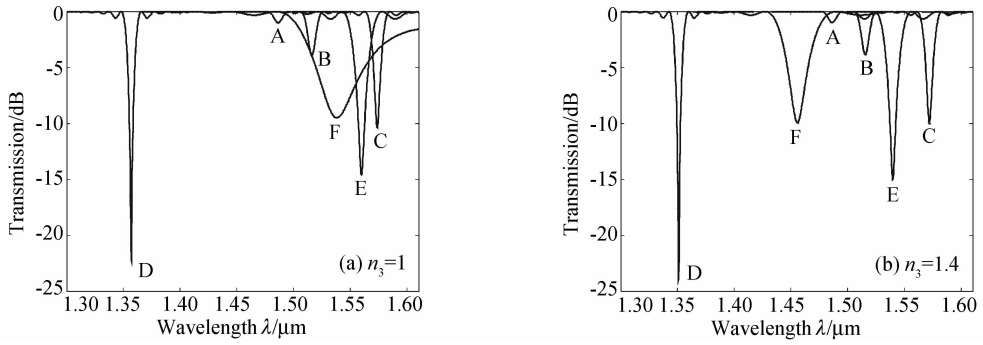


Fig. 2 Calculation transmission spectrum of the 1st, 2nd, 3rd cosine grating with ambient environment indices of (a) $n_3 = 1$, (b) $n_3 = 1.4$. A, B, C; D, E; F are $T_1^{(1)}, T_2^{(1)}, T_3^{(1)}$; $T_7^{(2)}, T_8^{(2)}$; $T_{11}^{(3)}$, respectively. Here, $T_j^{(m)}$ denotes the transmission spectrum due to couple between the j th cladding mode and core mode in the m th cosine grating. The parameters of Fig. 1 ~ Fig. 3 are $r_1 = 2.9 \mu\text{m}$, $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.453$, $n_2 = 1.445$, $\Delta n = 1 \times 10^{-3}$, $p = 0.2$, $\Lambda = 470 \mu\text{m}$, $L = 0.027 \text{ m}$

4.1 外部环境折射率的影响

当外部环境折射率 n_3 趋于包层折射率 n_2 时, 谐振波长会有明显的变化^[8]. 利用 3 节中 $\delta_l^{(m)} = 0$, 可以求出谐振波长 $\lambda_l^{(m)}$ 随外部环境折射率 n_3 的变化曲线(如图 3). 由于 $\delta_l^{(m)} = 0$ 的根可能有两个, 所以, 每阶包层模可能有两个谐振峰, 如图 3 曲线 G. 它是三次余弦光栅分量下的第 11 阶包层模的谐振波长 $\lambda_{11}^{(3)}$ 随 n_3 的变化曲线, 有两支, 一支位于长波长, 另一支位于短波长. 从图 3 看出, 随着外部环境折射率趋于包层折射率, 每阶包层模的短波长端的谐振峰位置向短波长移动, 蓝移; 而其处于长波长端的谐振峰向长波长移动, 红移. 高阶包层模的谐振波长随外部环境折射率变化的移动量远大于低阶包层模的. 随着余弦光栅分量次数 m 的增大, 周期减小, 其谐振峰是由更高阶包层模和纤芯基模耦合形成的. 图 3 给出的光栅参量在波长 $1.3 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 内, 一次余弦光栅分量下, 第 1, 2, 3, 4 阶包层模有谐振峰, 二次分量下第 7, 8 阶包层模有谐振峰, 而三次分量下第 11 阶包层模有双谐振峰. 另外, 图 3 中有

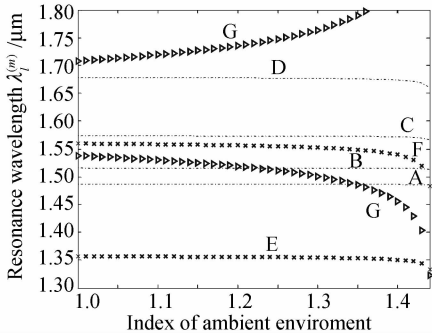


Fig. 3 Resonance wavelength versus n_3 . A, B, C, D; E, F; G are $\lambda_1^{(1)}, \lambda_2^{(1)}, \lambda_3^{(1)}, \lambda_4^{(1)}$; $\lambda_7^{(2)}, \lambda_8^{(2)}$; $\lambda_{11}^{(3)}$, respectively

些曲线相距较近, 而且有交叉. 当谐振波长相距较近时, 谐振峰会有重叠现象, 如图 2(a), 此时, 纤芯基模与多个包层模同时发生强耦合. 图 1(a) 和图 1(b) 给出了在不同外部环境折射率下的传输谱. 谱的变化规律比余弦调制的光栅谱要复杂. 外部环境折射率的变化, 不仅会使谐振峰的位置发生移动, 而且谱的形状有时也会发生巨大的变化.

4.2 包层半径的影响

腐蚀光纤的包层, 减小包层半径, 也会使谐振波长发生改变^[9]. 从图 4 谐振波长 $\lambda_l^{(m)}$ 随包层半径的变化曲线中看出, 随着包层半径的减小, 每阶包层模的短波长端的谐振峰向长波长移动, 红移; 而长波长端的谐振波长向短波长移动, 蓝移. 双峰的间距逐渐变小, 当包层半径继续变小, 该阶包层模谐振峰消失. 高阶包层模的谐振波长对包层半径的变化更为敏感. 图 5 给出了不同包层半径下光栅的传输谱.

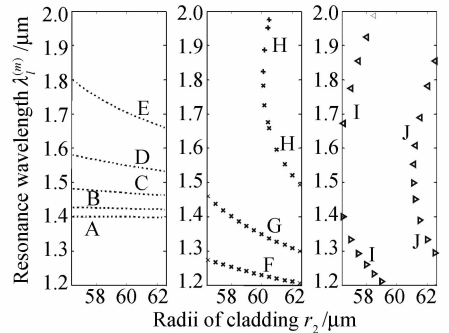


Fig. 4 Resonance wavelength versus the radii of cladding. A, B, C, D, E; F, G, H; I, J are $\lambda_1^{(1)}, \lambda_2^{(1)}, \lambda_3^{(1)}, \lambda_4^{(1)}, \lambda_5^{(1)}$; $\lambda_7^{(2)}, \lambda_8^{(2)}, \lambda_9^{(2)}$; $\lambda_{11}^{(3)}, \lambda_{12}^{(3)}$, respectively. The parameters are $r_1 = 2.625 \mu\text{m}$, $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.4587$, $n_2 = 1.45$, $n_3 = 1$, $\Delta n = 1 \times 10^{-3}$, $p = 0.2$, $\Lambda = 406 \mu\text{m}$, $L = 0.028 \text{ m}$

从图 4 知,在波长 $1.52 \sim 1.56 \mu\text{m}$ 内,包层半径为 $62.5 \mu\text{m}$ 和 $60 \mu\text{m}$ 的光栅的谐振峰是一次余弦分量下的第 4 阶包层模与纤芯基模耦合形成的。而半径为 $61.1 \mu\text{m}$ 时,谐振峰是由第 4,12 阶包层模与纤芯基模耦合形成的,其形状与前两者完全不同。

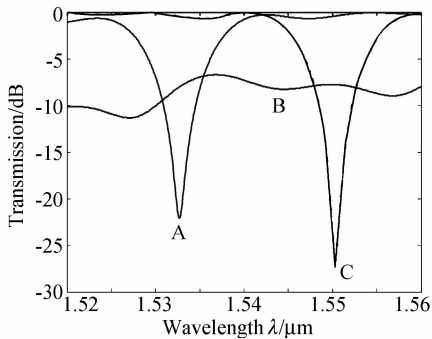


Fig. 5 LPG spectrum with fiber cladding's. A: $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$, B: $r_2 = 61.1 \mu\text{m}$, C: $r_2 = 60 \mu\text{m}$. The parameters are $r_1 = 2.625 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.4587$, $n_2 = 1.45$, $n_3 = 1$, $\Delta n = 1 \times 10^{-3}$, $p = 0.2$, $\Lambda = 406 \mu\text{m}$, $L = 0.028 \text{ m}$

4.3 光栅的占空比对谱的影响

光栅的占空比 ($0 < p < 0.5$) 是矩形调制的光栅的一个重要的结构参量。图 6 为不同的光栅占空比下的长周期光栅的传输谱。其中纤芯受到的一次余弦调制量相等,均为 1×10^{-4} 。处于 $1.46 \sim 1.49 \mu\text{m}$ 的谐振峰为二次余弦光栅分量作用下的第 9 阶包层模的谐振峰;处于 $1.52 \sim 1.53 \mu\text{m}$ 为一次余弦光栅分量作用下的第 4 阶包层模的谐振峰。在一次余弦调制分量相等的前提下,占空比不同,其折射率的直流调制量和高阶的余弦调制量是不相同的,因而,谐振峰的位置和和高阶余弦分量作用下的谐振峰的深度也不同。当占空比 $p = 0.5$ 时,偶数次的余弦光栅分量的折射率调制量为零,所以图 6 曲线 D 在 $1.46 \sim 1.49 \mu\text{m}$ 无谐振峰。

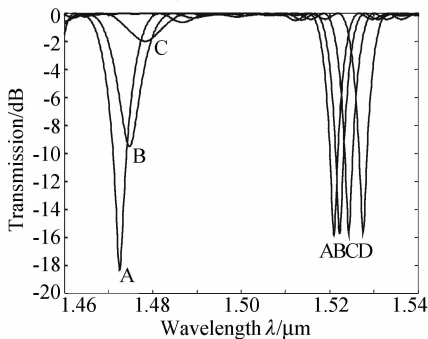


Fig. 6 LPG spectrum with grating's duty cycle. A: $p = 0.2$, B: $p = 0.3$, C: $p = 0.4$, D: $p = 0.5$. The parameters are $r_1 = 2.625 \mu\text{m}$, $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.4587$, $n_2 = 1.45$, $n_3 = 1$, $\Lambda = 406 \mu\text{m}$, $L = 0.048 \text{ m}$

通过以上的分析,看出矩形折射率调制的光栅存在高次余弦光栅分量的影响,使传输谱的特性有别于余弦调制的光栅。高次余弦分量对光栅应用的某些领域是有弊的。长周期光栅作传感器时,通常是利用其谐振峰的位置随被测量的变化而移动这一特性。高次余弦光栅分量有不良的影响,所以,必须消除高次余弦光栅分量的负面影响。通常,只是前三次余弦光栅分量对谱有影响,所以,只要消除二次和三次分量的影响即可。选用光栅的占空比为 0.5,可消除二次分量的影响。同时选择合适的光栅周期,使三次分量在工作波段内无谐振峰,从而避免高次分量的影响。

结论 振幅掩膜紫外写入的长周期光栅的纤芯折射率分布为矩形波,而不是余弦波,所以用现有的光栅理论分析会导致较大的误差。本文给出折射率调制类型为矩形波的长周期光栅的理论和数值分析方法,实质是把光栅等效为一系列余弦光栅的叠加。分析了光栅的各参量对谐振波长和传输谱的影响。由于存在高次余弦光栅分量的影响,传输谱随光栅各参量变化有别于余弦调制的光栅。该理论对于振幅掩膜写入长周期光纤光栅的设计具有重要的意义。

参 考 文 献

- 1 Vengsarkar A M, Lemaire P J, Judkins J B *et al.*, Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *J. Lightwave Technol.*, 1996, **14**(1):58~65
- 2 Erdogan T. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294
- 3 Erdogan T. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1997, **14**(8):1760~1773
- 4 Xu Xinhua, Cui Yiping. Theoretical analysis and numerical calculation for the transmission spectrum of long-period fiber gratings with a rectangular index modulation. *Acta Physica Sinica (物理学报)*, 2003, **52**(1): 96~101 (in Chinese)
- 5 Yariv A. *Optical Electronics in Modern Communications* (5th ed). New York: Oxford University Press, 1997. 89~98
- 6 Monerie M. Propagation in doubly clad single-mode fibers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **18**(4): 535~542
- 7 Yariv A, Yeh P. *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1984. 177~185
- 8 Patrick H J, Kersey A D, Bucholtz F. Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(9):1606~1612
- 9 Zhou K, Liu H, Hu X. Tuning the resonant wavelength of long period fiber gratings by etching the fiber's cladding. *Opt. Commun.*, 2001, **197**(4~6):295~299