

长周期光纤光栅中基模到辐射模耦合的数值分析

童 治,陶 锋,魏 淮,王目光,王 智,简水生

(北方交通大学光波技术研究所,北京 100044)

摘 要: 我们根据耦合模理论和辐射模式理论针对长周期光纤光栅环境折射率高于包层折射率的情况建立了完整模型,并提出了一种新的数值方法求解辐射模耦合方程组,定量的分析了长周期光纤光栅中基模到辐射模的耦合特性,并总结了长周期光纤光栅透射谱特性随环境折射率的变化规律,与实验结果符合的很好.这种方法可以很容易推广到短周期布喇格光纤光栅的情况.

关键词: 长周期光纤光栅; 辐射模; 漏泄模式; 三层阶跃波导

中图分类号: TN253 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112 (2003) 01-0089-03

Numerical Analysis of Coupling from Core Mode to Radiation Mode in Long Period Fiber Gratings

TONG Zhi, TAO Feng, WEI Huai, WANG Mu-guang, WANG Zhi, JIAN Shui-sheng

(Institute of Lightwave Technology, Northern Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: In this paper we develop a complete model to simulate the properties of a long-period fiber grating whose cladding index is lower than the ambient refractive index based on coupled-mode theory and radiation-mode theory, and we also present a new method to solve the radiation-mode coupling equations numerically. The characteristics of coupling from core-mode to radiation-mode in a LPG is analysed, and the general rules are summarized, which agrees well with experimental results. In addition, this model can be easily applied to fiber Bragg gratings.

Key words: long period fiber grating; radiation mode; leaky-mode; three-layer step-index waveguide

1 引言

作为一种具有优良光学性质的光纤型无源器件,长周期光纤光栅受到了越来越多的重视与研究,由于其周期较长,相位匹配条件很小,因此长周期光纤光栅具有与 Bragg 光栅不同的耦合特性,即将基模耦合到前向模式而不是后向模式,而这一区别决定了长周期光纤光栅在温度、应力特性以及对环境折射率变化的敏感性上与 Bragg 光栅有明显不同.特别的,当环境折射率高于包层折射率时,将发生基模到辐射模式的显著耦合.对长周期光纤光栅辐射模式的研究,对于指导长周期光栅的封装,二次涂覆乃至将其作为环境变化传感器的应用都具有重要意义.

关于长周期光纤光栅基模到前向诸包层模式的耦合分析,文[1,2]已有详细研究,但对于基模到辐射模式的耦合问题,只有少量的实验报道^[3,4],而几乎没有完整详细的理论分析和模拟.文献[8]虽然给出了数值计算结果,但并没有介绍计算方法并深入分析,并且其所采用的模型是不完整的.这里我们提出了完整的数值方法以计算辐射模的耦合,并分析计算了当环境折射率变化时辐射模耦合的特性,结果与实验符合的很好.并且这种方法很容易推广到短周期光纤光栅的情

况.

2 辐射模理论及耦合方程

我们采用三层阶跃折射率波导结构来模拟长周期光纤光栅,如图1.考虑环境折射率高于包层折射率 n_2 的情况,根据文献[2]的结论,在波导中不存在离散的包层模式,只有连续的辐射模,另外根据文[1]的结论,在非闪耀的长周期光纤光栅结构中,只有阶次为0的前向辐射模式(LP_0)能与基模发生有效耦合,其辐射模场分布通过弱导近似可由下式^[5]给出.

图1 三层阶跃折射率波导结构

$$E(r, z, t) = F(r) \exp j(\omega t - \beta z) e_e \quad (1)$$

$$H(r, z, t) = n_2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} F(r) \exp j(\omega t - \beta z) e_h \quad (2)$$

式中 β 是辐射模 LP_0 的传输常数,注意这里的下标是连续的. e_e, e_h 分别表示电场和磁场方向的单位矢量, ϵ_0 和 μ_0 分别为真空介电常数和磁导率, $F(r)$ 是辐射模 LP_0 在光纤横向的分布函数,具有如下形式:

收稿日期:2001-10-29;修回日期:2002-01-16

基金项目:国家“863”计划资助项目(No. 863-317-02-04-99)

$$\begin{aligned}
 F(r) &= a J_0(r), & r \leq a \\
 &= a U_0(r), & a < r \leq b \\
 &= a V_0(r), & b < r
 \end{aligned} \tag{3}$$

式中 a 为幅度常数,由模式所携带的能量决定, a, b 分别为纤芯和包层的半径, $J_0(r)$ 为零阶 Bessel 函数, $U_0(r), V_0(r)$ 由下面函数定义:

$$U_0(r) = BH_0^{(1)}(r) + CH_0^{(2)}(r) \tag{4}$$

$$V_0(r) = DH_0^{(1)}(r) + EH_0^{(2)}(r) \tag{5}$$

其中 B, C, D, E 是常数,其表达式由文献[7]给出. $H_0^{(1)}, H_0^{(2)}$ 表示 Hankel 函数,常数 $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \beta_3$ 由下式定义:

$$\beta_1 = \sqrt{n_1 k^2 - \beta_0^2} \tag{6}$$

$$\beta_2 = \sqrt{n_2 k^2 - \beta_0^2} \tag{7}$$

$$\beta_3 = \sqrt{n_3 k^2 - \beta_0^2} \tag{8}$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$. 至此,可以对于给定传输常数 β_0 和所携功率 P 的辐射模式通过以上的公式推出其模场分布. 值得注意的是,辐射模是连续的,因此只讨论一个独立的 β_0 所对应的辐射模是没有意义的,应该采用积分的方式研究辐射模的贡献,而这也正是计算辐射模耦合的难点所在. 下面给出在长周期光纤光栅中从基模到辐射模的耦合方程^[2].

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_{co}}{dz} &= j \beta_{co-co} A_{co} + j \beta_{co-ra} \exp(-2j \beta_{co-ra} z) A_{ra} \\
 &= j \beta_{co-co} A_{co} + j \beta_{co-ra} \exp(-2j \beta_{co-ra} z) A_{ra} \tag{9}
 \end{aligned}$$

$$\frac{dA_{ra}}{dz} = j \beta_{co-ra} \exp(j \beta_{co-ra} z) A_{co} \tag{10}$$

式中 A_{co} 和 A_{ra} 分别表示基模和辐射模的慢变振幅, β_{co-co} 表示基模的自耦合系数,对应于基模传输常数的增量. β_{co-ra} 和 β_{co-ra} 分别表示基模到辐射模 LP_0 的耦合系数和相位失配因子,由下式给出

$$\begin{aligned}
 \beta_{co-ra} &= \frac{1}{2} \beta_0 n_1 n_2 \iint_{\gamma_{co}} e_y r dr \\
 \text{和 } \beta_{co-ra} &= \beta_{co-ra} - \frac{2}{\lambda} \tag{11}
 \end{aligned}$$

上两式中, ω 为光频, ϵ_0 为真空介电常数, n 为光栅纤芯折射率平均增量, $e_{\gamma_{co}}, e_y$ 分别为弱导近似条件下的基模和辐射模的横向电场(线偏振), β_{co} 是基模的传输常数, Λ 为长周期光纤光栅的周期. 特别需要指出的是,式(12)中的电场分布满足功率归一化条件

$$P = \frac{1}{2} \text{RE} \iint (\mathbf{e}_y \times \mathbf{h}_x^*) r dr = 1W \tag{12}$$

相比文[8]所给出的方程,考虑了长周期光栅写入时由于紫外光致折射率变化引起的基模传输常数的增量,也即式(9)中的 β_{co-co} . 以上得到了长周期光纤光栅从基模到辐射模耦合的微分方程组,通过对文(9)、(10)数值求解可以得到周期光栅辐射模耦合的特性.

3 数值计算及结果讨论

式(9),(10)是含有积分项的微分方程组,无法求出解析解,而且也很难用通常的求解微分方程的数值方法如 Runge-Kutta 法直接求解. 文献[7]虽然给出了解的近似形式,但只适用于耦合很小的情况下如 Bragg 光栅辐射模耦合的情况,不能用于长周期光纤光栅的辐射模耦合. 在这里采用数值积分和数值微分相结合的方法求解上述耦合方程组. 考虑式(9),利用数值积分将辐射模积分化为离散求和的形式,可得

$$\frac{dA_{co}}{dz} = j \beta_{co-co} A_{co} + j \sum_{i=1}^n C_i k_{co-ra}^i \exp(-2j \beta_{co-ra} z) A_i \tag{13}$$

$$\left[\frac{dA_i}{dz} = j k_{co-ra}^i \exp(2j \beta_{co-ra} z) A_{co} \right] \tag{14}$$

式(15)中 C_i 为数值积分的系数. 这里采用 8 阶 Newton-Cotes 数值积分公式近似辐射模的积分,再采用变步长 Runge-Kutta 法求解. 注意到在辐射模积分中,由于 k_{co-ra} 是 β_0 的快变函数,并且在 β_0 不同取值范围时具有不一样的变化幅度,因此为降低计算时间,对不同 β_0 范围应采取不同的积分步长,推荐采用自动变步长的数值积分如 Romberg 积分法. 图 2 计算了 $|k_{co-ra}|$ 在其积分范围内的值,可见其变化在不同范围是不一致的. 由于辐射模积分的这种参数快变特性,导致对其的数值计算需要花费大量的时间.

这里我们采用典型数值计算了当 $n_3 > n_2$ 时长周期光纤光栅的不同透射谱特性. 并比较了当 $n_3 \leq n_2$ 时的透射谱. 按氢载普通单模光纤的参数进行计算. 取 $n_1 = 1.4586, n_2 = 1.45$, 纤芯半径 $2.625\mu\text{m}$, 折射率调制 4×10^{-4} , 光栅长度 30mm , 光栅的周期为 $400\mu\text{m}$. 为了与实验结果相比较,我们只计算了 1530nm 波长附近的透射谱特性. 图 3 给出了当 n_3 分别为 1.0 (裸光栅), 1.33 和 1.42 时的透射谱变化,图 4 则计算了当 n_3 分别为 $1.45, 1.46, 1.6$ 时的光栅透射谱形状.

比较图 3,图 4 可以看出,当 $n_3 < n_2$ 时,光栅中存在离散的传导包层模式,图 3 中的透射峰对应 LP_{05} 包层模式,随着

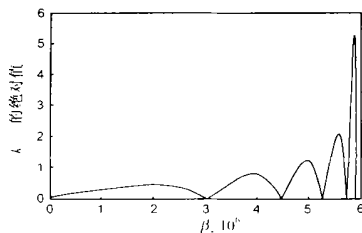


图 2 计算得到的耦合系数 $|k_{co-ra}|$ 随 β_0 的变化

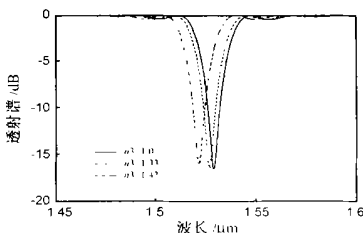


图 3 由基模到 LP_{05} 阶包层模耦合的长周期光栅透射谱在不同环境折射率下的计算结果

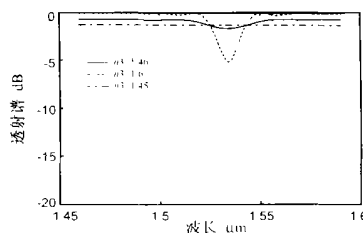


图 4 由基模到辐射模耦合的长周期光栅透射谱在不同环境折射率下的计算结果

n_3 的增大,透射峰逐渐向短波长移动,峰值损耗逐渐变小;当 $n_3 = n_2$ 时,光栅中除了基模外其他包层模式全部截止,只有连续的辐射模,此时的透射谱表现为平坦的损耗特性;当 $n_3 > n_2$ 时,透射峰重新在长波长位置出现,但是形状有了较大变化,峰值损耗变小,带宽增大,并且随着 n_3 的增大,透射峰的位置基本不变,但峰值损耗加大,带宽变小,越来越接近包层模式耦合时的透射谱形状.造成这种现象的物理解释可由文献[4]给出,即当环境折射率较高时,由于较强的菲涅耳反射使光栅中形成了类似于包层模的漏泄模式(Leaky mode),并且环境折射率越高,从基模到漏泄模式的耦合越强.文献[6]报道了在长周期光栅外镀铜的实验,其谐振峰可达 10 个 dB

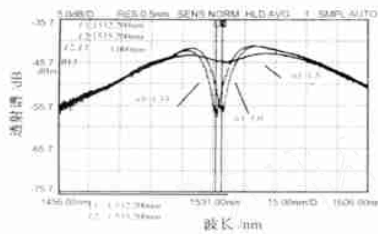


图 5 实验测得的长周期光纤光栅在不同环境折射率下的透射谱

尽量选择合适折射率的材料以免破坏所需要的透射谱特性.

4 总结

我们根据耦合模理论和辐射模式理论针对长周期光纤光栅环境折射率高于包层折射率的情况建立了完整模型,并利用数值方法分析了长周期光栅基模到辐射模耦合的特性,与实验结果符合得很好,所获得的结论对于指导长周期光纤光栅的二次涂覆,封装以及在传感中的应用有重要意义.

参考文献:

- [1] Erdogan T. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters[J]. J Optical Society of America A, 1997, 14(8): 1760 - 1773.
- [2] Erdogan T. Fiber grating spectra[J]. J Lightwave Tech, 1997, 15(8): 1277 - 1294.
- [3] Lee B H, Liu Y, Lee S B, et al. Displacements of the resonant peaks of a long-period fiber grating induced by a change of ambient refractive index[J]. Optics Letters, 1997, 22(23): 1769 - 1771.
- [4] Stegall D B, Erdogan T. Leaky cladding mode propagation in long-period fiber grating devices[J]. IEEE Photonics Tech Lett, 1999, 11(3): 343 - 345.
- [5] Marcuse D. Theory of Dielectric Optical Waveguides[M]. Boston, MA: Academic, 1991.
- [6] Duhem O, Dacosta A, Henninot J, et al. Long period copper-coated grating as an electrically tunable wavelength selective filter[J]. Electronics Lett, 1999, 35(12): 1014 - 1016.

以上,由于金属的高反射率,产生这种结果是完全可以理解的.

最后,我们进行了实验验证.将康宁 SMF-28 光纤氩载后,用 422 μm 幅度掩模板配合扫描平台,用 Lambda Physik 公司的准分子激光器写入长周期光纤光栅,退火后进行不同环境折射率的实验.由于没有合适的宽带光源,我们只对模的谐振峰进行了观察.如图 5,分别是将光栅浸入水中和折射率为 1.46 的匹配液中谐振峰的变化,可见其与上述计算符合的很好.图 6(a)、(b)是在不同的高折射率环境下的透射谱形状,可见折射率越高则谐振峰越深,并且位置基本不变,符合上面的讨论.因此,对长周期光纤光栅进行封装或涂覆操作时,应

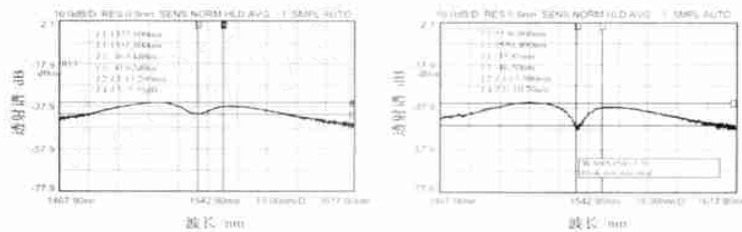


图 6 (a) 浸在折射率为 1.5 的油中的长周期光纤光栅的透射谱;
(b) 浸在折射率为 1.6 的油中的长周期光纤光栅的透射谱

- [7] K Yahei. Analysis of core-mode to radiation-mode coupling in fiber bragg gratings with finite cladding radius[J]. IEEE J Lightwave Tech Lett, 2000, 18(9): 1220 - 1225.
- [8] K Yahei. Numerical analysis of core-mode to radiation-mode coupling in long-period fiber gratings[J]. IEEE Photonics Tech Lett, 2001, 13(4): 308 - 310.

作者简介:



童 治 男,1977 年 5 月出生于江苏高邮,1999 年毕业于北方交通大学通信与控制系,获工学学士学位,同年考入北方交通大学光波技术研究所攻读硕士学位,2001 年硕博连读,现为在读博士生,主要从事高速光通信,光器件方面的研究.



陶 锋 男,1973 年出生于辽宁省建昌县,1999 年考入北方交通大学光波技术研究所攻读硕士学位,主要研究方向为光通信器件,特别是光纤陀螺的研究.