

文章编号: 0253-2239(2003)03-0302-05

长周期光纤光栅模式与耦合的研究*

何万迅 施文康 叶爱伦

(上海交通大学电子信息学院仪器系, 上海 200030)

高 侃 方祖捷

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 长周期光纤光栅是在光纤纤芯中沿轴向形成折射率周期性调制的带阻型光纤器件。与光纤布拉格光栅不同,它表现为前向传播的纤芯基模与同向传播的各阶次包层模式在特定波长的耦合。研究了纤芯基模、包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})及其有效折射率随波长的变化,研究了纤芯基模与包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})的耦合系数。研究表明,纤芯基模与一阶低次包层模式的有效折射率随波长增大而减小,纤芯基模与 HE_{1l} 产生的耦合系数远大于与 EH_{1l} 的耦合系数,并且包层模式次数较低时,耦合系数随次数的升高而增加。这与以前的研究结果有所不同。

关键词: 纤维光学;长周期光纤光栅;模式耦合;有效折射率;耦合系数

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

1 引 言

目前,长周期光纤光栅(LPFG)不仅在掺铒光纤放大器增益平坦、带阻滤波、带通滤波、光上下路复用、光纤光源、光纤偏振器件等通信领域,而且在温度传感、应变传感、磁场传感、载重传感、化学传感等传感技术领域都有潜在的应用价值^[1,2]。类似于光纤布拉格光栅,长周期光纤光栅是在光纤纤芯沿轴向形成折射率的周期性变化;不同的是,长周期光纤光栅周期一般在几百微米。根据模式耦合理论,这种大小的周期使其表现为前向传播的纤芯基模(单模光纤)与同向的各阶次包层模式之间的耦合,耦合的结果是在透射谱上出现一系列的谐波(损耗峰),使其表现出带阻滤波的特性^[3]。

长周期光纤光栅的模式与耦合是研究其谱特性的基础。文献[4]采用简化的两层光纤模型,研究了长周期光纤光栅一阶低次包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})的场分布,比较了纤芯基模与 HE_{1l} 包层模式、与 EH_{1l} 包层模式之间的耦合系数。文献[5,6]采用更合理的三层光纤模型,研究了纤芯基模与一阶低次包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})的场分布及耦合系数。两层光纤模型的局限性,会对包层场分布,纤芯基模与包层模

式的耦合系数产生较大误差^[7],最终影响文献[4]的结论。由于在推导纤芯基模与一阶低次包层模式耦合系数中的一些假设及简化,文献[5~7]的研究结果也需进一步改进。

为此本文研究了长周期光纤光栅的模式与耦合,利用三层光纤模型研究了纤芯基模、一阶低次包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})的有效折射率,并进一步研究了纤芯基模与此两种包层模式的耦合系数,对文献[5~7]的结论进行了修正与补充。

2 长周期光纤光栅模式与耦合

对于理想的均匀光纤(不考虑光纤损耗),纤芯及包层中存在的各阶次模式相互正交,不存在模式耦合。当在光纤纤芯写入(或刻入)光纤光栅,就破坏了光纤波导光学特性的一致性,即产生了介电扰动(折射率的变化,简称折变),这种沿光纤纵向的周期性扰动,使原本相互正交的各个模式在纤芯及包层中发生耦合,耦合的结果是各个模式之间发生了能量的转换。与光纤相比,长周期光纤光栅由于纤芯折射率有所增大,从而影响其纤芯基模。对于长周期光纤光栅,周期的范围主要是决定了纤芯基模与同向各阶次包层模式之间的耦合。在此针对非倾斜型长周期光纤光栅进行研究,此时只存在同阶模式(幅角方向周期数相等)的耦合,即只有前向传播的纤芯基模(HE_{1l})与同向传播的一阶 l 次包层

* 上海市科技发展基金(99JC14004)资助课题。

E-mail: xiaofan@263.net

收稿日期:2001-12-21;收到修改稿日期:2002-01-29

(HE_{1l}/EH_{1l})间的耦合。而对于倾斜型光栅,模式耦合要复杂得多。

对纤芯基模(HE₁₁)本征方程简化,得^[7]

$$V \sqrt{1-b} \frac{J_1(V \sqrt{1-b})}{J_0(V \sqrt{1-b})} = V \sqrt{b} \frac{K_1(V \sqrt{b})}{K_0(V \sqrt{b})}, \quad (1)$$

(1) 式中, $V = (2\pi/\lambda)a_1 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, 为归一化频率; $b = (n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2)$, 为归一化有效折射率; λ 为光波波长, a_1 为光纤纤芯半径, n_1 、 n_2 分别为光纤纤芯、包层的折射率, n_{eff} 为模式有效折射率, J_0 、 J_1 与 K_0 、 K_1 分别为 0 阶、1 阶第一类贝塞尔函数和 0

阶、1 阶第二类修正贝塞尔函数。

根据文献[8,9]的公式(9.33)、(9)进行计算及仿真,计算得到纤芯基模以及一阶各次包层模式的有效折射率。将之代入文献[7]的公式(6)、(7),发现明显错误。通过与作者的学术交流,进一步修正文献[7]的公式(6)、(7),得到一阶各次包层模式的本征方程:

$$\zeta_0 = \zeta_1, \quad (2)$$

其中

$$\zeta_0 = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 [\text{JK} - \sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32} / (n_2^2 a_1 a_2)] p(a_2) - \text{K}q(a_2) + \text{J}r(a_2) - s(a_2)/u_2}{\sigma_2 - u_2 [(u_{32}/n_2^2 a_2) \text{J} - (u_{21}/n_1^2 a_1) \text{K}] p(a_2) + (u_{32}/n_2^2 a_2) q(a_2) + (u_{21}/n_1^2 a_1) r(a_2)},$$

$$\zeta_1 = \sigma_1 \frac{u_2 [(u_{32}/a_2) \text{J} - (n_3^2 u_{21}/n_2^2 a_1) \text{K}] p(a_2) - (u_{32}/a_2) q(a_2) - (u_{21}/a_1) r(a_2)}{u_2 [(n_3^2/n_2^2) \text{JK} + \sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32} / (n_1^2 a_1 a_2)] p(a_2) - (n_3^2/n_1^2) \text{K}q(a_2) + \text{J}r(a_2) - (n_2^2/n_1^2 u_2) s(a_2)}.$$

ζ_0 、 ζ_1 中各参量表示如下:

$$\sigma_1 = in_{\text{eff}}/Z_0; \quad \sigma_2 = in_{\text{eff}}Z_0;$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2}; \quad u_{32} = \frac{1}{\omega_3^2} + \frac{1}{u_2^2};$$

$$\text{J} = \frac{\text{J}'_1(u_1 a_1)}{u_1 \text{J}_1(u_1 a_1)}; \quad \text{K} = \frac{\text{K}'_1(\omega_3 a_2)}{\omega_3 \text{K}_1(\omega_3 a_2)};$$

$$p(r) = \text{J}_1(u_2 r) \text{N}_1(u_2 a_1) - \text{J}_1(u_2 a_1) \text{N}_1(u_2 r);$$

$$q(r) = \text{J}_1(u_2 r) \text{N}'_1(u_2 a_1) - \text{J}'_1(u_2 a_1) \text{N}_1(u_2 r);$$

$$r(r) = \text{J}'_1(u_2 r) \text{N}_1(u_2 a_1) - \text{J}_1(u_2 a_1) \text{N}'_1(u_2 r);$$

$$s(r) = \text{J}'_1(u_2 r) \text{N}'_1(u_2 a_1) - \text{J}'_1(u_2 a_1) \text{N}'_1(u_2 r);$$

而又有如下定义:

$$u_j^2 = (2\pi/\lambda)^2 (n_j^2 - n_{\text{eff}}^2) \quad j = 1, 2$$

$$\omega_3^2 = (2\pi/\lambda)^2 (n_{\text{eff}}^2 - n_3^2),$$

n_3 为光纤外界折射率, a_2 为光纤包层直径, Z_0 为真空电磁阻抗, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$, N_1 为一阶第二类贝塞尔函数, 又称诺依曼函数, J'_1 、 N'_1 、 K'_1 分别表示 J_1 、 N_1 、 K_1 对宗量取一阶微商。

给定光纤参量及外部环境折射率, 设定光波波长, 则(1)式和(2)式中均仅有 n_{eff} 未知, 即可根据本征方程分别求得纤芯基模与一阶各次包层模式的有效折射率。

光纤光栅中模式耦合的强弱由耦合系数确定, 其与纤芯折变量的大小、光纤结构, 参与耦合的模式

模场分布形成的交叠积分有关。对于光纤光栅, 认为折射率调制作用基本被束缚在纤芯中, 故相对于基模与基模的耦合或者基模与各阶次包层模式的耦合, 包层模式之间的耦合作用可忽略。又因为横向模场要比轴向模场大得多(约两个数量级), 所以可忽略轴向模场之间的耦合作用。因此, 模式耦合由模式的横向电磁场分布决定。对于长周期光纤光栅, 纤芯基模与一阶各次包层模式的耦合系数 $k_{1l}^{\text{cl-co}}$ 由下式确定:

$$k_{1l}^{\text{cl-co}}(z) = \frac{\omega \epsilon_0 n_1^2 \sigma(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} r dr (E_r^{\text{cl}} E_r^{\text{co}*} + E_\phi^{\text{cl}} E_\phi^{\text{co}*}), \quad (3)$$

(3) 式中, ω 为光波频率, ϵ_0 表示真空介电系数, $\sigma(z)$ 为光栅的缓变包络, 与折射率调制的轴向分布有关, E_r^{co} 、 E_ϕ^{co} 分别为纤芯基模电场径向、幅角方向分量; $E_r^{\text{co}*}$ 、 $E_\phi^{\text{co}*}$ 表示 E_r^{co} 、 E_ϕ^{co} 的复数共轭。 E_r^{cl} 、 E_ϕ^{cl} 分别为一阶各次包层模式电场径向、幅角方向分量。关于纤芯基模、包层模式电、磁场分量在纤芯、包层及外界中的分布, 详见文献[6,7]。

由纤芯基模及一阶 l 次包层模式的模场^[6,7], 耦合系数 $k_{1l}^{\text{cl-co}}$ 最终简化为

$$k_{1l}^{\text{cl-co}}(z) = \sigma(z) \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\pi b}{Z_0 n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \right)^{1/2} \frac{n_1 u_1 a_1}{2} \left(1 + \frac{\sigma_2 \zeta_0}{n_1^2} \right) E_{1l}^{\text{cl}} \frac{1}{\text{J}_1(u_1 a_1)} [\text{J}_0^2(u_1 a_1) + \text{J}_1^2(u_1 a_1)], \quad (4)$$

(4) 式中, $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2$, 为归一化纤芯、包

层折射率差, E_{1l}^{cl} 为一阶 l 次包层模式的归一化参

量。(4)式与文献[7]的公式(36)不同,进一步分析,公式(36)推导过程采用的贝塞尔积分公式存有问题。

模式的归一化参量由功率 P 定义:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} r dr (E_r^{\text{cl}} H_\phi^{\text{cl}*} - H_r^{\text{cl}*} E^\phi) = 1, \quad (5)$$

(5)式中, $H_r^{\text{cl}*}$ 、 $H_\phi^{\text{cl}*}$ 表示磁场径向、幅角方向分量的复数共轭,由于模式电场、磁场分量均与模式归一化参量有关,因此根据模式场分布,由(5)式即可求得模式归一化参量 E_{1l}^{cl} 。

对一阶 l 次包层模式,根据模式在纤芯、包层以及外界环境中的功率分布,使三者相加等于 1 即可求得归一化参量 E_{1l}^{cl} (包层、外界功率模型的推导结果与文献[7]不同,具体另作报道)。

若给定光波波长,分别计算得纤芯基模与一阶各次包层模式的有效折射率以及归一化参量 E_{1l}^{cl} ,并进一步设定长周期光纤光栅纤芯折变量,可由(4)式获得纤芯基模与一阶各次包层模式的耦合系数。

3 仿真及分析

研究的光纤参量为: $a_1 = 2.625 \mu\text{m}$, $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.458$, $n_2 = 1.450$ ^[5]。外界环境为空气时, $n_3 = 1.0$ 。

文献[5,6]在进行模式有效折射率计算中,并没有考虑光栅写入形成的纤芯折射率的变化,计算的结果是完全光纤波导结构中的模式有效折射率。本文进一步考虑折变量造成了折射率的增大,得到了更接近光栅实际情况的计算结果。由于长周期光纤光栅纤芯折射率分布比较复杂,与制备方法有关。对此本文简化考虑,从整体上认为是在原光纤纤芯折射率的基础上迭加了平均折变量。设定平均折变量为 2×10^{-3} , 则进一步可得 $n_1 = 1.460$, $n_2 = 1.450$ 。考虑实际情况,波长研究范围选在 1250 nm 至 1750 nm 之间。

并且,文献[5~7]在研究一阶各次包层模式时,认为计算的有效折射率由大到小依次为: HE_{11} 、 HE_{12} 、 HE_{13} 、 HE_{14} 、...包层模式,没有考虑 EH_{1l} 模式。根据文献[8],由其公式(9.33)计算的包层模式有效折射率应该包含 HE_{1l} 和 EH_{1l} 两种模式。因此本文认为,根据模式简并的排列次序,所得包层模式有效折射率应该依次为: HE_{11} 、 EH_{11} 、 HE_{12} 、 EH_{12} 、 HE_{13} 、...

设定波长为 1550 nm,根据(2)式计算得纤芯基

模有效折射率为 1.45353395,一阶低次包层模式 ($\text{HE}_{1l}/\text{EH}_{1l}$)的有效折射率见表 1。

Table 1. Effective refractive indices for first-rank low-order cladding modes (1550 nm)

Order	HE cladding mode	EH cladding mode
1	1.44994858	1.44985909
2	1.44977543	1.44962147
3	1.44948324	1.44927861
4	1.44907412	1.44883038
5	1.44854978	1.44827681
6	1.44791166	1.44761804
7	1.44716096	1.44685424
8	1.44629867	1.44598568
9	1.44532560	1.44501266
10	1.44424242	1.44393548

根据不同的波长计算纤芯基模与一阶低次包层模式的有效折射率。图 1 描述了纤芯基模有效折射率随波长的变化。图 2 表示一阶低次包层模式 ($\text{HE}_{1l}/\text{EH}_{1l}$)有效折射率与波长之间的关系。

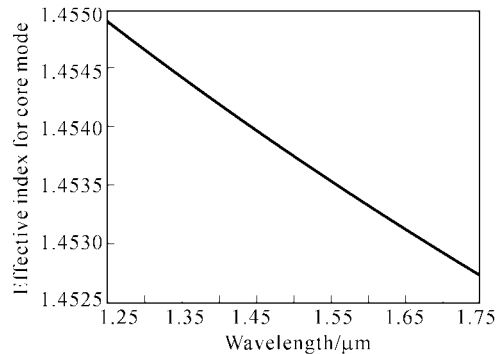


Fig. 1 Dependence of effective index for fundamental core mode on wavelength

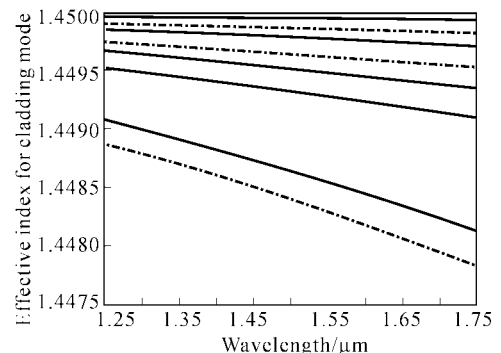


Fig. 2 Dependence of effective index for first-rank-low-order cladding modes on wavelength

由图 1,纤芯基模的有效折射率随波长增大呈单调下降趋势,在 1250~1750 nm 波长范围有效折射率的变化量超过 2×10^{-3} 。

图 2 中,实线、点划线分别表示 HE_{1l} 、 EH_{1l} 包层

模式的有效折射率随波长的变化,自上而下依次为 HE_{11}/EH_{11} 、 HE_{12}/EH_{12} 、 HE_{13}/EH_{13} 、 HE_{15}/EH_{15} 包层模式。与纤芯基模相同,包层模式也随波长的增大而单调减小。当包层模式次数升高(自上而下),其有效折射率随波长增大而减小的越来越明显。对于 EH_{15} 包层模式,可以看出,在 1250~1750 nm 波长范围有效折射率变化量超过 1×10^{-3} 。由图 2 还可得出结论:与两层光纤模型相比,采用三层光纤模型研究包层模式有效折射率会产生不同的结果。若采用两层光纤模型考虑包层模式,归一化频率较大时,可进行弱波导近似,认为 HE_{1l} 模式与 $EH_{1(l-1)}$ 模式发生简并。而采用三层光纤模型考虑包层模式,由图 2 可知, HE_{1l} 模式与 $EH_{1(l-1)}$ 模式的有效折射率明显不同,因此不能进行简并处理。并且随包层模式次数升高,这两种模式差别增大(有效折射率变化更加不同)。

对光纤的材料色散加以考虑,结果发现模式的有效折射率基本不受影响。

根据(4)式,计算了波长 1550 nm 时纤芯基模与 HE_{1l}/EH_{1l} 包层模式的耦合系数,耦合系数随包层模式次数的变化关系如图 3 所示。

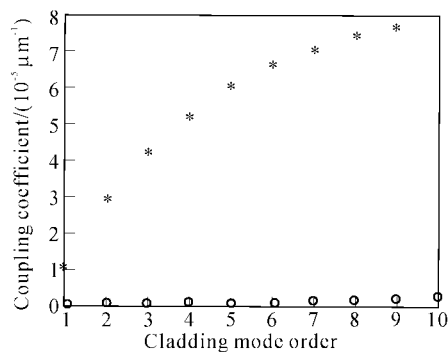


Fig. 3 Dependence of coupling coefficient on the order of cladding modes

图 3 中,由“*”、“。”连成的曲线分别表示纤芯基模与 HE_{1l} 包层模式、与 EH_{1l} 包层模式的耦合系数。随包层模式次数升高,两者都有所增大。比较同次模式,发现前者不仅远远大于后者(约两个数量级),而且变化也比后者明显得多。因此可以忽略后者,即长周期光纤光栅的模式耦合可以认为是纤芯基模与 HE_{1l} 一阶各次包层模式的耦合。这与文献[5~7]的结论不同(纤芯基模与一阶奇次包层模式的耦合系数远远大于与一阶偶次包层模式的结果);也不同于文献[4]的结论(包层模式次数较高时,纤芯基模与 EH_{1l} 包层模式的耦合系数不可忽略,其值

和纤芯基模与 HE_{1l} 包层模式的值相当)。这是因为文献[5~7]在进行包层模式有效折射率分析时,认为本征方程的解仅仅是 HE_{1l} 包层模式的解,没有考虑 EH_{1l} 包层模式,因此进一步研究模式耦合时,认为计算的耦合系数依次为 HE_{11} 、 HE_{12} 、 HE_{13} 、...,影响了最终的结论。文献[4]的结论是建立在两层光纤模型的基础上,这种简化分析忽略了纤芯对包层模式的影响,会产生很大的仿真误差,进一步影响结论。

进一步研究发现,随次数升高,纤芯基模与 EH_{1l} 包层模式的耦合系数在次数 18 时取局部最大值,随后减小,继而交替变化。

需要说明,由文献[6,7]也可知纤芯基模与一阶低次包层模式的耦合系数随包层模式次数升高而增大。但是研究发现,得到的耦合系数具体数值差别很大,分析原因,可能在于推导包层模式归一化参量过程中,所得功率模型有问题,导致计算的包层模式归一化参量存有误差,最终影响计算的耦合系数。

结论 本文研究了长周期光纤光栅的有效折射率、纤芯基模、一阶低次包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})以及两者间的耦合。首先用折变量修正光纤纤芯折射率,计算了纤芯基模与一阶低次包层模式的有效折射率,研究了模式有效折射率随波长的变化。结果表明,纤芯基模与一阶低次包层模式的有效折射率随波长增大单调减小。在此基础上进一步研究了纤芯基模与一阶低次包层模式(HE_{1l}/EH_{1l})之间的耦合。研究表明,纤芯基模与 HE_{1l} 包层模式产生的耦合系数远远大于与 EH_{1l} 包层模式产生的结果(约两个数量级),因此后者可以忽略。当包层模式次数较低时,耦合系数随次数的升高而增大。这些不同于以前学者的研究结论,同时也证明了两层光纤模型分析长周期光纤光栅包层模式的局限性。

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 He Wanxun, Shi Wenkang, Ye Ailun *et al.*. Long period fiber grating: Theory, fabrication and application. *Optical Technique (光学技术)*, 2001, **27**(5): 396~400 (in Chinese)
- 3 Guan Baiou, Tam H Y, Ho S L *et al.*. Effect of UV uniform exposure on coupling characteristics of long-period fiber gratings. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2001, **21**(2): 147~149 (in Chinese)

- 4 Kong Mei, Tang Weizhong, Zhou Wen. Cladding mode resonances in long period fiber gratings. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 1998, **27**(5):433~437 (in Chinese)
- 5 Li Xinwan, Du Pengchao, Ye Ailun. The analysis and simulation on the mode-coupling characteristics of long period fiber grating. *Acta Electronica Sinica* (电子学报), 2000, **28**(11):68~71 (in Chinese)
- 6 Liu Qing, Li Xinwan, Ye Ailun *et al.*. Cladding mode field distribution and coupling coefficients in long-period fiber grating. *J. Shanghai Jiaotong University* (上海交通大学学报), 2000, **34**(2):201~208 (in Chinese)
- 7 Erdogan T. Cladding-mode resonances in short-and long-period fiber grating filters. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1997, **14**(8):1760~1773
- 8 Charles T. *Optical Fiber Waveguide Analysis*. New York: Oxford University Press, 1992
- 9 Tsao C, Payne D N, Gambling W A. Model characteristic of three-layered optical fiber waveguides: A modified approach. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1989, **6**(4):555~563

Modes and Couplings of Long Period Fiber Grating

He Wanxun Shi Wenkang Ye Ailun

(Department of Instrumentation, School of Electronics and Information Technology,
Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

Gao Kan Fang Zujie

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

(Received 21 December 2001; revised 29 January 2002)

Abstract: A long period fiber grating (LPFG) is a band-rejection fiber device with periodical retractive index modulation formed along the axis of the fiber core. Different with a fiber Bragg grating (FBG), it couples light from the forward-propagating fundamental core mode into co-propagating cladding modes at discrete wavelengths. Dependences of effective indices for fundamental core mode and cladding modes (HE_{1l}/EH_{1l}) upon wavelength, and the coupling constants between fundamental core mode and cladding modes (HE_{1l}/EH_{1l}) are studied. It is found that effective refractive indices for the core mode and cladding modes of LPFG both decrease with wavelength. Coupling constant formed with HE_{1l} mode is much greater than that with EH_{1l} mode. Also coupling constants increase with the order of cladding modes at the lowest few ones. These differ with the conclusions drawn before.

Key words: fiber optics; long period fiber grating; modes coupling; effective refractive index; coupling coefficient