

矩形折射率调制型长周期光纤光栅传输谱的 理论分析及数值计算*

徐新华 崔一平†

(东南大学电子工程系, 南京 210096)

(2002 年 2 月 2 日收到, 2002 年 5 月 21 日收到修改稿)

给出了折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅的理论分析方法, 并利用计算机建模, 以 Flexcor™ 1060 光纤为例, 对采用振幅掩模法制作的长周期光纤光栅进行了数值模拟计算, 计算结果与已有的实验相符合.

关键词: 长周期光纤光栅, 矩形折射率调制, 振幅掩模

PACC: 4281W, 4281, 4280S, 4280

1. 引 言

自从 1995 年 Vengsarkar 等人^[1]在光纤中成功地写入长周期光纤光栅(LPG)以来, 有关长周期光栅的研究工作引起广泛的关注. 与短周期光纤 Bragg 光栅不同, 长周期光纤光栅可实现前向传播的纤芯导模与前向包层模之间的耦合, 无背向反射, 可避免由背向反射引起的光源振荡. 长周期光纤光栅在光纤通信和传感器等方面具有重要的应用前景.

振幅掩模法^[2]是制作长周期光纤光栅的一种有效方法, 它的原理是利用紫外光通过振幅掩模板, 引起光纤纤芯折射率的周期性变化而形成长周期光纤光栅. 因为长周期光纤光栅的周期一般为几百微米, 其掩模板制作很方便, 而且精确度容易得到保证, 所以用这种方法制作的光栅, 其一致性和光谱特性较好.

现有的关于长周期光纤光栅的理论^[3], 主要是针对折射率调制类型为正弦波的长周期光纤光栅, 而用振幅掩模法刻写的光栅纤芯折射率分布为矩形波. 用现有的理论去分析用振幅掩模法刻写的光栅, 将导致某些误差. 文献[4]提出了分析长周期光纤光栅的改进的耦合模理论, 该理论模型舍去了同步近似, 在忽略光纤材料色散的前提下, 考虑了纤芯导模与一个包层模之间的耦合. 本文所提出的理论模型

用于折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅, 我们考虑了纤芯导模同时与多个包层模之间的耦合, 且计算中考虑了光纤的材料色散. 本文从分析纤芯折射率分布函数出发, 采用阶跃折射率单模光纤的三层模型(见图 2), 研究了折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅的耦合系数及耦合模方程, 并进行了具体的数值计算, 数值计算结果与已有的实验结果^[2]相符合.

2. 理论分析

2.1. 纤芯折射率分布函数

用振幅掩模法刻写的光栅纤芯折射率分布为矩形波(如图 1 所示). 图中 z 轴为光栅长度方向, Λ 为光栅周期, L 为光栅长度, $\delta n_{co}(z)$ 表示纤芯折射率的变化量, δn 为纤芯折射率的最大变化量.

从图 1 可知, 纤芯折射率的变化量可表示为

$$\delta n_{co}(z) = \begin{cases} \delta n & m\Lambda \leq z \leq m\Lambda + p\Lambda, \\ 0 & m\Lambda + p\Lambda < z < (m+1)\Lambda, \end{cases} \quad (1)$$

($m = 0, 1, 2, 3, \dots, N; 0 < p < 1$).

(1) 式中, p 是一个大于 0 小于 1 的量, 它反映振幅掩模板的占空比, 例如占空比为 1:1 时, $p =$

* 江苏省高技术领域(批准号: BG2001016), 国家杰出青年科学基金(批准号: 60125513)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ypcyz@seu.edu.cn, Tel: 025-3601769

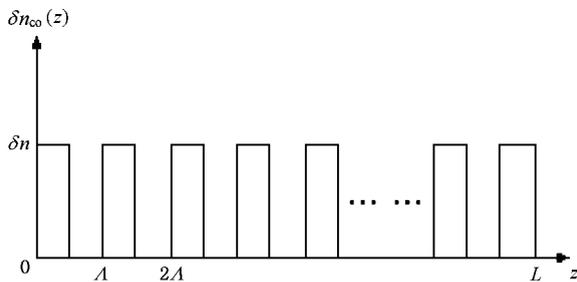


图 1 光栅纤芯折射率分布示意图

0.5; N 是光栅长度内包含的周期数, 即 $L = N\Lambda$. 将 (1) 式展开为傅里叶级数

$$\delta n_{co}(z) = \delta n \cdot \left[\frac{a_0}{2} + \sum_{j=1}^{\infty} \sqrt{a_j^2 + b_j^2} \cos\left(\frac{j\pi}{\Lambda/2}z - \alpha_j\right) \right], \quad (2)$$

式中

$$\begin{aligned} a_0 &= 2p, \\ a_j &= \frac{1}{j\pi} \sin(2p \cdot j\pi), \\ b_j &= \frac{1}{j\pi} [1 - \cos(2p \cdot j\pi)], \\ \alpha_j &= \arcsin\left(\frac{b_j}{\sqrt{a_j^2 + b_j^2}}\right), \\ &(j = 1, 2, 3, \dots). \end{aligned} \quad (3)$$

将 (2) 式进行整理, 最后可得到纤芯折射率 $n_{co}(z)$ 的表达式为

$$n_{co}(z) = n_1 + \delta n \cdot p \left[1 + \sum_{j=1}^{\infty} m_j \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_j}z - \alpha_j\right) \right], \quad (4)$$

式中 $m_j = \frac{\sqrt{a_j^2 + b_j^2}}{p}$, $\Lambda_j = \frac{\Lambda}{j}$, n_1 为未受紫外光照射时的纤芯折射率. 从 (4) 式可以看出, 可将折射率调制类型为矩形波的光栅看成是由周期分别为 $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3, \dots$ 的多个正弦光栅的叠加. j 越大, m_j 越小, 高频分量光栅的折射率调制深度越小, 因此, 具体计算时往往根据具体情况以及精度要求来决定需考虑到哪一阶的高频光栅.

2.2. 单模光纤纤芯基模与包层模的色散方程

在折射率阶跃分布的均匀纤芯单模光纤中, 场的分布大致可分为三种模式: 纤芯导模、包层模和辐射模. 纤芯导模是指, 当 $kn_2 < \beta < kn_1$ 时, 电磁场能量封闭在纤芯中, 包层内的电磁场按指数迅速衰减; 包层模是指, 当 $kn_3 < \beta < kn_2$ 时, 包层内的电磁场成为沿径向方向的振荡解, 能量分立分布; 而当 $\beta < kn_3$ 时, 能量向外辐射, 这种模式称为辐射模, 其能量分布是连续的 (β 为传播常数, $k = 2\pi/\lambda$, 为波数, n_1, n_2, n_3 分别为纤芯、包层、外围层(包层外的介质)的折射率). 由光纤的三层模型^[3](见图 2)可得到纤芯基模和包层模的色散方程.

纤芯基模 (LP_{01}) 的色散方程^[3]为

$$V \sqrt{1-b} \frac{J_1(V \sqrt{1-b})}{J_0(V \sqrt{1-b})} = V \sqrt{b} \frac{K_1(V \sqrt{b})}{K_0(V \sqrt{b})} \quad (5)$$

式中, J_0, J_1 为第一类 Bessel 函数, K_0, K_1 为第二类变型 Bessel 函数, $V = (2\pi/\lambda) a_1 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ 是归一化工作频率, $b = [(n_{co}^{co})^2 - n_2^2] / (n_1^2 - n_2^2)$ 是归一化工作参数. 解超越方程 (5), 可得到 LP_{01} 的有效折射率 n_{eff}^{co} .

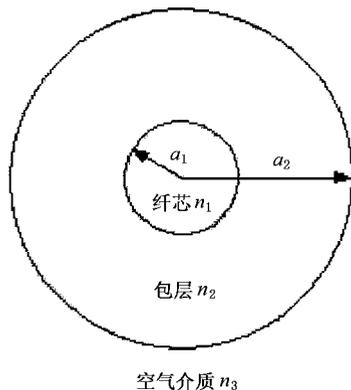


图 2 光纤三层模型结构图



l 阶包层模 (HE_{l0}) 的色散方程^[3]为

$$\zeta_0 = \zeta'_0, \quad (6)$$

这里

$$\zeta_0 = \frac{\frac{1}{\sigma_2} u_2 \left(JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_2^2 a_1 a_2} \right) p_l(a_2) - Kq_l(a_2) + Jr_l(a_2) - \frac{1}{u_2} s_l(a_2)}{-u_2 \left(\frac{u_{32}}{n_2^2 a_2} J - \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} K \right) p_l(a_2) + \frac{u_{32}}{n_1^2 a_2} q_l(a_2) + \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} r_l(a_2)}, \quad (7)$$

$$\zeta'_0 = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{a_2} J - \frac{n_3^2 u_{21}}{n_2^2 a_1} K \right) p_l(a_2) + \frac{u_{32}}{a_2} q_l(a_2) + \frac{u_{21}}{a_1} r_l(a_2)}{u_2 \left(\frac{n_3^2}{n_2^2} JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_1^2 a_1 a_2} \right) p_l(a_2) - \frac{n_3^2}{n_1^2} K q_l(a_2) + J r_l(a_2) - \frac{n_2^2}{n_1^2 u_2} s_l(a_2)}. \quad (8)$$

(6)–(8) 式中用到的参数及变量的定义如下:

$$\sigma_1 = i l \cdot n_{\text{eff}}^{\text{cl}} / Z_0, \quad (9)$$

$$\sigma_2 = i l \cdot n_{\text{eff}}^{\text{cl}} Z_0, \quad (10)$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}, \quad (11)$$

$$u_{32} = \frac{1}{w_3} + \frac{1}{u_2}, \quad (12)$$

$$u_j^2 = (2\pi/\lambda)^2 (n_j^2 - (n_{\text{eff}}^{\text{cl}})^2) \quad j = 1, 2, \quad (13)$$

$$w_3^2 = (2\pi/\lambda)^2 ((n_{\text{eff}}^{\text{cl}})^2 - n_3^2), \quad (14)$$

$$J = \frac{J'_l(u_1 a_1)}{u_1 J_l(u_1 a_1)}, \quad (15)$$

$$K = \frac{K'_l(w_3 a_2)}{w_3 K_l(w_3 a_2)}, \quad (16)$$

$$p_l(r) = J_l(u_2 r) N_l(u_2 a_1) - J_l(u_2 a_1) N_l(u_2 r), \quad (17)$$

$$q_l(r) = J_l(u_2 r) N'_l(u_2 a_1) - J'_l(u_2 a_1) N_l(u_2 r), \quad (18)$$

$$r_l(r) = J'_l(u_2 r) N_l(u_2 a_1) - J_l(u_2 a_1) N'_l(u_2 r), \quad (19)$$

$$s_l(r) = J'_l(u_2 r) N'_l(u_2 a_1) - J'_l(u_2 a_1) N'_l(u_2 r). \quad (20)$$

以上各式中, Z_0 是真空中电磁阻抗, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377\Omega$, N 是第二类 Bessel 函数. 由(4)式可知, 我们所考虑光栅的折射率微扰分布是圆对称的, 即折射率微扰在光纤纤芯横截面上是均匀的, 只沿光纤轴向变化, 并且折射率微扰只存在于纤芯中, 包层折射率未改变. 在这种情况下, 只有一阶包层模 ($\text{HE}_{1\nu}$) 与 LP_{01} 的耦合系数不等于 0^[3], 因此, 只需考虑 $l=1$ 的情况, 即只需考虑 $\text{HE}_{1\nu}$ 与 LP_{01} 之间的耦合. 解色散方程(6), 可求出 $\text{HE}_{1\nu}$ 的有效折射率 $n_{\text{eff},1\nu}^{\text{cl}}$.

2.3. 耦合系数

耦合系数在许多文献中都有描述, 两模式 ν 和 μ 之间横向耦合系数的定义为

$$K_{\nu\mu}^{\text{cl}}(z) = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r dr \Delta\epsilon(r, z) E_\nu^{\text{cl}}(r, \phi) \cdot E_\mu^{\text{cl}*}(r, \phi), \quad (21)$$

式中, 上标 cl 表示横向向量, $\Delta\epsilon(r, z)$ 为因折射率微扰引起的介电常数 ϵ 的变化. 因为 z 方向上的场分量比横向小 1—2 个数量级, 这样纵向耦合系数 $K_{\nu\mu}^z$ (z 就比横向耦合系数 $K_{\nu\mu}^l(z)$ 小 2—4 个数量级, 因此, 可忽略纵向耦合系数. 另外, 由于所考虑的光栅的折射率微扰较弱 (折射率调制深度为 10^{-4} — 10^{-3} 数量级), 因此可做以下近似:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_0 \Delta(n^2) \cong 2\epsilon_0 n \Delta n. \quad (22)$$

对于我们所研究的折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅, 根据(4)式, 将横向耦合系数定义成以下形式:

$$K_{\nu\mu}^l(z) = \kappa_{\nu\mu} \cdot \left[1 + \sum_{j=1}^{\infty} m_j \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_j} z - \alpha_j\right) \right], \quad (23)$$

式中 $\kappa_{\nu\mu}$ 称为耦合常数. 对于所研究的折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅, 由(4)式和(22)式可知 $\Delta\epsilon(r, z)$ 为

$$\Delta\epsilon(r, z) \cong 2\epsilon_0 n_1 \cdot \delta n \cdot p \left[1 + \sum_{j=1}^{\infty} m_j \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_j} z - \alpha_j\right) \right]. \quad (24)$$

将(24)式代入(21)式, 并将(21)式与(23)式联立, 得到耦合常数 $\kappa_{\nu\mu}$ 的表达式

$$\kappa_{\nu\mu} = \frac{\omega\epsilon_0 n_1 \cdot \delta n \cdot p}{2} \times \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r dr E_\nu^{\text{cl}}(r, \phi) \cdot E_\mu^{\text{cl}*}(r, \phi). \quad (25)$$

对于纤芯基模与纤芯基模之间的耦合以及纤芯基模与一阶包层模之间的耦合, 可将对应的电场分量^[3]代入(25)式积分, 得到相应的耦合常数

$$\kappa_{01-01}^{\text{co-co}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_1 \cdot \delta n \cdot p \cdot b}{n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \left[1 + \frac{J_0^2(V\sqrt{1-b})}{J_1^2(V\sqrt{1-b})} \right], \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{1\nu-01}^{\text{cl-co}} &= \delta n \cdot p \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\pi b}{Z_0 n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \right)^{1/2} \\ &\times \frac{n_1 u_1}{u_1^2 - V^2(1-b)a_1^2} \times \left(1 + \frac{\sigma_2 \zeta_0}{n_1^2} \right) E_{1\nu}^{\text{cl}} \\ &\times \left[u_1 J_1(u_1 a_1) \frac{J_0(V\sqrt{1-b})}{J_1(V\sqrt{1-b})} \right] \end{aligned}$$

$$- \frac{V\sqrt{1-b}}{a_1} J_0(u_1 a_1) \Big], \quad (27)$$

式中 Δ 为光纤的相对折射率差, 定义为 $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$.

另外, 式中 $E_{1\nu}^{\text{cl}}$ 是包层模场的归一化常数^[3].

2.4. 耦合模方程

在理想均匀波导中, 各模式之间是正交的, 无能量交换. 由于微扰的存在引起模式之间的耦合, 一般情况下, 耦合模方程为

$$\begin{aligned} \frac{dA_\nu}{dz} = & i \sum_{\mu} A_\mu (K_{\nu\mu}^{\text{cl}} + K_{\nu\mu}^{\text{z}}) \exp[i(\beta_\nu - \beta_\mu)z] \\ & + i \sum_{\mu} B_\mu (K_{\nu\mu}^{\text{cl}} - K_{\nu\mu}^{\text{z}}) \exp[-i(\beta_\nu + \beta_\mu)z], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB_\mu}{dz} = & -i \sum_{\nu} A_\nu (K_{\nu\mu}^{\text{cl}} - K_{\nu\mu}^{\text{z}}) \exp[i(\beta_\nu - \beta_\mu)z] \\ & - i \sum_{\nu} B_\nu (K_{\nu\mu}^{\text{cl}} + K_{\nu\mu}^{\text{z}}) \exp[-i(\beta_\nu + \beta_\mu)z], \end{aligned} \quad (29)$$

式中 $A_\mu(z)$, $B_\mu(z)$ 分别表示正向传播 (+z 方向) 和反向传播 (-z 方向) 的第 μ 阶模式场的横向分量的振幅.

由于长周期光纤光栅的周期一般为几百微米, 由相位匹配条件 $\beta_\mu - \beta_\nu = \frac{2\pi}{\Lambda}$ 知, 在长周期光纤光栅中的模式耦合主要发生在正向传播的模式之间. 对方程 (28) 和 (29) 做以下近似: 1) 忽略纵向耦合系数 $K_{\nu\mu}^{\text{z}}(z)$, 因为纵向耦合系数远小于横向耦合系数; 2) 忽略包层模与包层模之间的耦合, 因为包层模与包层模之间的耦合系数远小于纤芯基模与包层模之间的耦合系数. 同时, 考虑到我们所研究光栅折射率微扰的圆对称性, 只需考虑正向传播的 LP_{01} 和正向传播的 $\text{HE}_{1\nu}$ 之间的耦合. 将在 2.3 部分给出的横向耦合系数代入方程 (28) 和 (29), 再做同步近似, 最后得到折射率微扰如 (4) 式描述的长周期光纤光栅的耦合模方程

$$\begin{aligned} \frac{dA^{\text{co}}}{dz} = & i\kappa_{01-01}^{\text{co-co}} A^{\text{co}} + \frac{i}{2} \sum_{\nu} \left\{ \kappa_{1\nu-01}^{\text{cl-co}} A_\nu^{\text{cl}} \right. \\ & \left. \times \sum_{j=1}^{\infty} [m_j \exp(-i2\delta_{\nu,j} z)] \right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_\nu^{\text{cl}}}{dz} = & \frac{i}{2} \sum_{\nu} \left\{ \kappa_{1\nu-01}^{\text{cl-co}} A^{\text{co}} \cdot \sum_{j=1}^{\infty} [m_j \exp(+i2\delta_{\nu,j} z)] \right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\delta_{\nu,j} = \frac{1}{2} \left(\beta_{01}^{\text{co}} - \beta_{1\nu}^{\text{cl}} - \frac{2\pi}{\Lambda_j} \right) \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (32)$$

式中 A^{co} , A_ν^{cl} 分别表示正向传播的 LP_{01} 和正向传播的 $\text{HE}_{1\nu}$ 的振幅; $\delta_{\nu,j}$ 表示失谐度. 一般用数值方法求解上述耦合模方程, 边界条件为

$$A^{\text{co}}(z=0) = 1, A_{1\nu}^{\text{cl}}(z=0) = 0. \quad (33)$$

显然, 长周期光纤光栅的传输率为

$$|A^{\text{co}}(z=L)|^2 / |A^{\text{co}}(z=0)|^2.$$

正向传播的 LP_{01} 和正向传播的 $\text{HE}_{1\nu}$ 之间发生耦合的相位匹配条件为

$$\delta_{\nu,j} + \kappa_{01-01}^{\text{co-co}} / 2 = 0 \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (34)$$

3. 数值计算

本文的数值计算以 Corning 公司的 Flexcor™ 1060 型号光纤为对象 (与文献 [2] 中图 7 所示长周期光纤光栅所用光纤相同), 该型号光纤为阶跃折射率光纤, 其包层材料为纯石英, 纤芯掺锗. 具体参数为: 纤芯半径 $a_1 = 2.5\mu\text{m}$, 包层半径 $a_2 = 62.5\mu\text{m}$, 数值孔径 $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 0.14$, 相对折射率差 $\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2 = 0.45\%$, 单模截止波长 920nm .

由于材料色散对纤芯导模的影响较大^[5], 且我们所考虑的光谱范围较宽 (900nm—1400nm), 因此计算中将光纤的材料色散考虑进去是必要的. 根据 Corning 公司提供的上述资料, 并参考纯石英和纯锗的折射率与波长的关系式^[6], 得到 Flexcor™ 1060 型号光纤纤芯和包层的折射率随波长变化的表达式

$$\begin{aligned} n_1^2(\lambda) = & 1 + 0.3670328\lambda^2 [\lambda^2 - (0.0684043)^2] \\ & + 0.2150755\lambda^2 [\lambda^2 - (0.1162414)^2] \\ & + 0.4731691\lambda^2 [\lambda^2 - (9.896161)^2] \\ & + 0.2836092\lambda^2 [\lambda^2 - (0.069)^2] \\ & + 0.2524329\lambda^2 [\lambda^2 - (0.154)^2] \\ & + 0.3002342\lambda^2 [\lambda^2 - (11.84)^2], \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} n_2^2(\lambda) = & 1 + 0.6961663\lambda^2 [\lambda^2 - (0.0684043)^2] \\ & + 0.4079426\lambda^2 [\lambda^2 - (0.1162414)^2] \\ & + 0.8974794\lambda^2 [\lambda^2 - (9.896161)^2] \end{aligned} \quad (36)$$

式中波长 λ 的单位为 μm . 以下计算中, 我们采用的光栅参数为: $\Lambda = 198\mu\text{m}$, $L = 7.6\text{mm}$, $\delta n = 1.26 \times 10^{-3}$, $p = 0.5$ (振幅掩模板的占空比为 1:1). 这样光栅纤芯折射率分布函数为

$$n_{\text{co}}(z, \lambda) = n_1(\lambda) + \delta n \cdot p \left[1 + \sum_{j=1}^{\infty} m_j \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_j} z - \alpha_j\right) \right],$$

$$m_j = \begin{cases} \frac{4}{j\pi} & j = 1, 3, 5, 7, \dots \\ 0 & j = 2, 4, 6, 8, \dots \end{cases} \quad (37)$$

由上式可知, 占空比为 1:1 时, 光栅纤芯折射率分布函数中, 只含奇数项, 不含偶数项. 具体的数值计算步骤如下:

1) 利用方程 (5) 计算出各个波长处 (我们是每隔 0.1nm 取一个点) 的纤芯基模有效折射率 $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$.

2) 将得到的纤芯基模有效折射率代入 (26) 式, 得到每一波长处纤芯基模的自耦合常数 $\kappa_{01-01}^{\text{co-co}}$.

3) 假定纤芯基模与一阶 ν 次包层模 (只考虑低阶奇次模) 之间发生耦合, 根据相位匹配方程 (34) 计算出各个波长处相应包层模有效折射率应满足的值, 即

$$n = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}^{\text{co}} - \frac{2\pi}{\Lambda_j} + \kappa_{01-01}^{\text{co-co}} \right). \quad (38)$$

4) 将步骤 3) 得到的 n 值, 代入包层模色散方程 (6), 若能满足方程, 则表明在该波长处确实有耦合发生, 计算该波长处各阶包层模的有效折射率, 可确定 ν 值, n 即为一阶 ν 次包层模的有效折射率 $n_{\text{eff}, \nu}^{\text{cl}}$; 若不满足方程, 则表明在该波长处没有耦合发生.

5) 将步骤 4) 得到的一阶 ν 次包层模的有效折射率 $n_{\text{eff}, \nu}^{\text{cl}}$ 代入 (27) 式可得到纤芯基模与一阶 ν 次包层模之间的耦合常数 $\kappa_{1\nu-01}^{\text{cl-co}}$.

6) 将步骤 5) 得到的耦合常数代入耦合模方程 (30) (31), 可计算出光栅的传输谱. 根据上述步骤, 我们的计算结果如图 3(a) 所示, 图 3(b) 即为文献 [2] 的图 7.

计算所得光谱的谐振峰从短波长到长波长依次为 943nm, 976.7nm, 1025nm, 1104nm, 1267nm, 1306nm; 实验所得光谱的谐振峰依次为 930nm, 965nm, 1020nm, 1104nm, 1267nm, 1306nm. 计算这 6 个谐振峰的包层模有效折射率, 可知它们分别是一阶 11 次, 13 次, 15 次, 17 次, 39 次, 19 次包层模与纤芯基模耦合产生的, 其对应的耦合常数 (单位: m^{-1}) 依次为 286, 301, 317, 330, 210, 325. 这里, 我们要特别指出的是: 图 3(a) 中标注“39”(1267nm 处) 的谐振峰, 是由周期为 Λ_3 ($\Lambda_3 = \frac{\Lambda}{3}$) 的正弦光栅分量引起的一阶 39 次包层模与纤芯基模耦合而产生的, 它所满足的相位匹配条件为 $\delta_{39,3} + \kappa_{01-01}^{\text{co-co}}/2 = 0$, 其耦合常数为 210, 但由于 $m_3 = \frac{4}{3\pi}$, 由 (23) 式知, 其对应的耦合系数较小, 因此, 该谐振峰的幅度较小; 其余谐

振峰都是由周期为 Λ_1 ($\Lambda_1 = \Lambda$) 的正弦光栅分量引起的. 若用原有的理论来分析该长周期光纤光栅, 则得不到上述 1267nm 处的谐振峰.

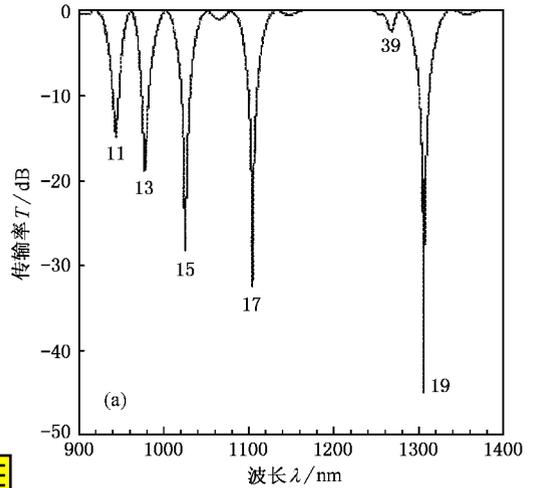


图 3(a) 理论计算所得长周期光栅透射谱

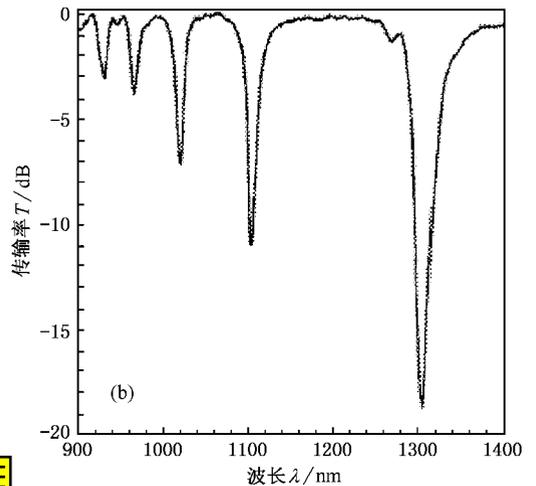


图 3(b) 实验所得长周期光栅透射谱^[2]

比较图 3(a) 和图 3(b), 发现理论计算所得光谱的谐振峰处的反射率较高, 我们对这种现象的解释如下: 因为谐振峰很窄, 且非常尖锐, 换句话说, 也就是谐振峰处传输率随波长变化很快, 波长变化 0.1nm, 反射率变化 20dB 左右 (例如, 通过计算我们发现, 在 1306nm 处的传输率为 -20dB, 在 1306.1nm 处的传输率为 -45dB). 实验中, 由于受到光谱仪狭缝函数的限制, 无法测到传输率的最低点.

综合上述分析, 可见理论计算所得光谱与实验结果相当吻合, 在已知刻写光栅所用光纤准确参数和振幅掩模板占空比、周期的前提下, 可对实验起到

很好的指导作用.

4. 结 论

本文给出了折射率调制类型为矩形波的长周期光纤光栅的理论分析方法, 并进行了数值模拟计算.

由于计算中考虑了光纤的材料色散, 并且计算精度较高(10^{-10} 量级), 因此得到的光谱与实验光谱吻合得非常好, 这也验证了本文提出的理论模型的正确性. 该理论模型对用振幅掩模法制作长周期光纤光栅具有指导意义, 并对如何设计长周期光纤光栅以达到实际要求有着重要的应用价值.

- [1] Vengsarkar A M , Lemaire P J , Judkins J B , et al 1995 *Tech. Dig. Conf. Opt. Fiber. Commun.* (San Diego CA)
- [2] Vengsarkar A M , Lemaire P J , Judkins J B et al 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 58
- [3] Turan Erdogan 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1760
- [4] Hong Ke , Jihu Peng and Chongcheng Fan 2001 *IEEE Photonics*

Technology Letters **13** 1194

- [5] Yu S M and Yu T 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2179 [in Chinese] 余寿绵、余 恬 2001 物理学报 **50** 2179]
- [6] Raman Kashyap 1999 *Fiber Bragg Gratings* (San Diego : Academic Press) p6

Theoretical analysis and numerical calculation for the transmission spectrum of long-period fiber gratings with a rectangular index modulation *

Xu Xin-Hua Cui Yi-Ping[†]

(Department of Electronics Engineering , Southeast University , Nanjing 210096 , China)

(Received 2 February 2002 ; revised manuscript received 21 May 2002)

Abstract

In this paper , we present a theoretical method to analyze the spectral characteristics of long-period fiber gratings (LPGs) with a rectangular index modulation . Furthermore , we numerically calculate the transmission spectrum of a long-period grating written in Corning FlexcorTM 1060 fiber . The calculation results agree with the experimental results .

Keywords : long-period fiber grating , rectangular index modulation , amplitude mask

PACC : 4281W , 4281 , 4280S , 4280

* Project supported by the High Technology Program of Jiangsu Province , China (Grant No. BG2001016) and by the National Natural Science Foundation for Outstanding Young Scholars of China (Grant No. 60125513).

[†]To whom correspondence should be addressed.