

多包层光纤中的等效阶跃光纤方法

严方 陈振宜

(上海科学技术大学光纤研究所, 上海 201800)

提 要

本文将等效阶跃光纤方法(ESFM)推广到多包层光纤. 当已知多包层坯棒折射率分布, 则利用这种方法可严格计算出该坯棒的等效阶跃光纤的等效折射率差 Δ_{eff} , 从而可方便地估算出该坯棒拉制出光纤的各种传输参数. 文中以计算双包层椭圆光纤的截止波长为例作为部分验证. 理论计算和实际测量的结果表明, 除个别情况外, 精度达到 5%. 因而, 在工程上解决了为确定多包层光纤的截止波长(或拉丝半径), 而必须进行重复凑试拉丝和测量的困难, 大大节省了时间、精力和材料.

关键词 多包层光纤, 等效阶跃光纤法

1 引 言

通常, 利用坯棒剖面测试仪(Preform Profile Analyzer)测量并绘制出单模阶跃光纤的折射率分布图, 便可计算出该坯棒以标准直径(125 μm)拉制出的光纤的传播常数、模斑尺寸及截止波长. 若研究的对象是梯度光纤, 上述问题可用等效阶跃光纤方法来解决^[1~4]. 这种方法也被推广到包层折射率起伏的光纤^[5~8].

近年来, 由于 HB 特种光纤(双包层椭圆光纤、领结光纤及熊猫光纤)的发展和应用, 多包层结构的光纤引起广泛的兴趣. 然而, 对这类多包层光纤, 要精确、方便地计算其各种传输参数是困难的. 特别是若不能预先计算出这类光纤的拉丝直径或截止波长, 则拉丝过程很难进行. 为最终确定上述参数, 只能采用重复拉丝和测试程序的“凑试法”(trial and error), 造成大量人力和财力的浪费. 为了解决上述困难, 有必要将等效阶跃光纤方法推广到多包层结构的光纤, 以能预先确定其拉丝直径或截止波长, 并预计这类光纤的其它传输参数. 此外, 本文还着重提供简便的计算方法, 保证足够精度以满足工程要求.

2 理 论

相对折射率差 Δ 可表示为

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_j^2}{2n_j^2} \approx \frac{n_c - n_j}{n_j} \quad (1)$$

式中 n_c 是纤芯折射率, n_j 是包层折射率. 待研究的多包层坯棒的折射率分布图如图 1 所示. 按照(1)式多包层坯棒第 i 层的折射率差为:

$$A_i(r) = \frac{n_i^2 - n_j^2}{2n_j^2} \approx \frac{n_i - n_j}{n_j},$$

$$r_{i-1} \leq r \leq r_i, (i = 1, 2, \dots, N). \quad (2)$$

式中 n_i 是任意层 i 的折射率, n_j 是所有 N 层中某一固定层的折射率. 利用图 1, 可得多包层坯棒折射率分布的普遍式:

$$n^2(r) = n_j^2[1 + 2A_i(r)],$$

$$0 \leq r \leq r_N. \quad (3)$$

$A_i(r)$ 是正还是负取决于基准线的选择. 为了简化计算(但不失其普遍性), 取 $j = 1$ 即 $n_j = n_1$ 作为基准线. 在这种情况下, 则有 $A_i(r) < 0, i = 2, 3, \dots, N$ 和 $A_1(r) = 0$. Snyder 的稳态微扰公式为^[4]:

$$\beta^2 = \beta_e^2 + K^2 \frac{\int_0^{\infty} [n^2(r) - n_e^2(r)] E_e^2(r) r dr}{\int_0^{\infty} E_e^2(r) r dr} \quad (4)$$

式中, $\beta, K, E_e(r)$ 分别是传播常数、自由空间波数和场分布. 右下角标“e”表示等效阶跃光纤的参数; 无下角标 e 的表示待研究多包层光纤的参数. 当等效阶跃光纤的传输特性和待研究的传输特性相等时, 则 $\beta_e \rightarrow \beta$, 由(4)式得:

$$\int_0^{\infty} n^2(r) E_e^2(r) r dr = \int_0^{\infty} n_e^2(r) E_e^2(r) r dr. \quad (5)$$

显然, 经过正常拉丝后, 坯棒和光纤的折射率剖面分布仍应一致, 故按照图 1 和(3)式, 多包层光纤的等效阶跃光纤的折射率分布可具体写成:

$$n^2(r) = n_1^2[1 + 2A_e]; \quad A_e = \begin{cases} 0 & 0 \leq r < r_1 \\ \frac{n_e - n_1}{n_1} & r \geq r_1 \end{cases} \quad (6)$$

式中 n_1 是等效光纤的纤芯折射率, n_e 是等效光纤的包层折射率. 对于 $j = 1$, 则由(3)、(5)及(6)式可得:

$$\int_{r_1}^{r_N} n_1^2[1 + 2A_{i \neq 1}(r)] E_e^2(r) r dr = \int_{r_1}^{r_N} n_1^2[1 + 2A_e] E_e^2(r) r dr, \quad (7)$$

$$\int_{r_1}^{r_N} A_{i \neq 1}(r) E_e^2(r) r dr = \int_{r_1}^{r_N} A_e E_e^2(r) r dr. \quad (8)$$

对于 HE_{11} 模, $E_e(r)|_{r \geq r_1}$ 正比于修正贝塞尔函数 $K_0(v_e r/r_1)$, 于是得到多包层光纤的等效阶跃光纤的折射率差:

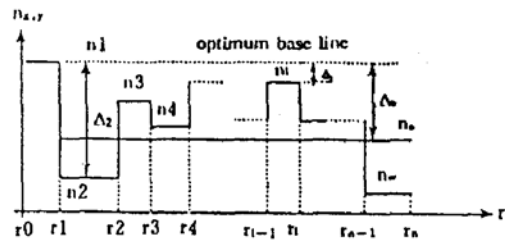


Fig. 1 Refractive index profile of multiladding preform

$$A_n \Big|_{r \geq r_1}^{exact} = \frac{\int_{r_1}^{r_N} A_{i \neq 1}(r) E_c^2(r) r dr}{\int_{r_1}^{r_N} E_c^2(r) r dr} = \frac{\sum_{s=1}^{N-1} \int_{r_s}^{r_{s+1}} A_{s+1}(r) K_0^2\left(\frac{v_s r}{r_1}\right) r dr}{\int_{r_1}^{r_N} K_0^2\left(\frac{v_s r}{r_1}\right) r dr}. \quad (9)$$

上式的意义是一根多包层单模光纤可以等效成一根相对折射率差如上式所示的单模光纤. 利用等效阶跃光纤的特征方程和归一化频率 \bar{V}_c :

$$u_c \frac{J_1(u_c)}{J_0(u_c)} = v_c \frac{K_1(v_c)}{K_0(v_c)}, \quad (10)$$

$$\Gamma_c = (u_c^2 + v_c^2)^{1/2} = a K n_c (2A_c |_{r \geq r_1}^{exact})^{1/2} \quad (11)$$

式中, u_c, v_c 为等效阶跃光纤的横波数, J_0, J_1 为零阶和 1 阶贝塞尔函数, K_0, K_1 为零阶和 1 阶修正贝塞尔函数, a 为等效阶跃光纤的纤芯半径. 可以从式(9)~(11)解出 $A_c |_{r \geq r_1}^{exact}, u_c$ 及 v_c . 利用这三个参数, 待研究的多包层光纤的传播常数 β_c , 模斑尺 w_c , 波导色散 D_c 及截止波长 λ_c 可由下列各式求得^[9,10]:

$$\beta_c = (K^2 n_c^2 + v_c^2/a^2)^{1/2}, \quad (12)$$

$$w_c \cong 0.65 a + 1.619 a \Gamma_c^{-3/2} + 2.879 v_c^{-6}, \quad (13)$$

$$D_c = \Gamma_c \frac{d^2}{dV_c^2} (\Gamma_c b_c) \cong 0.080 + 0.549(2.834 - \Gamma_c)^2, \quad (14)$$

$$\lambda_c = \frac{2\pi a n_c}{2.405} (2A_c |_{r \geq r_1}^{exact})^{1/2}. \quad (15)$$

式中 $b_c = (\Gamma_c/\bar{V}_c)^2$ 为归一化传播常数. 显然, 要严格计算上列传播参数仍很复杂, 必须籍用计算机作迭代计算. 但利用(9)~(11)式, 在理论上已得到解决. 下面结合现有实验条件对上述理论进行部分验证, 利用(15)式可计算出多包层光纤的截止频率或波长. 在应用时可作近似计算, 以得简明结果. 为此, 利用文献[9]公式:

$$E_c(r) |_{r \geq r_1} = \text{const. } V_c K_0\left(\frac{V_c r}{r_1}\right) \cong \text{const. } \exp\left[-\left(\frac{r}{r_1} - 1\right)\right]. \quad (16)$$

当 $1 < V_c < 2$; $1.5 < V_c < 3$ 时, 上述左边的近似值和左边的严格值比较, 精度优于 5%. 在截止波长附近, $\bar{V}_c \cong 2.405$, 将(16)式代入(9)式并简化得:

$$A_n |_{r \geq r_1}^{approx} = \frac{\sum_{s=1}^{N-1} \int_{r_s}^{r_{s+1}} A_{s+1} e^{-2(\frac{r}{r_1}-1)} dr}{\int_{r_1}^{r_N} e^{-2(\frac{r}{r_1}-1)} dr} \underset{r_N \rightarrow \infty}{=} e^2 \sum_{s=1}^{N-1} A_{s+1} (e^{-2\frac{r_s}{r_1}} - e^{-2\frac{r_{s+1}}{r_1}}). \quad (17)$$

为了计算等效阶跃光纤的纤芯半径 a , 利用坯棒和光纤横截面尺寸成比例的关系式:

$$a = r_1 r_f / r_p. \quad (18)$$

式中 r_1 是多包层坯棒芯层半径, r_p 是多包层坯棒半径(图 2 中的 r_4) 及 r_f 是等效阶跃光纤的半径(一般等于 $125 \mu\text{m}/2$). 此式只在理想情况下才成立. 实际上, 坯棒在拉丝过程中外层石英在石墨炉中升华掉一部分. 为考虑这一因素, 根据测量坯棒和将其拉丝后光纤的剖面芯包(外包层)比, 得到坯棒在拉丝过程中挥发量为其原半径的 8%. 将(17)、(18)式和 $r_{p, \text{effect}} = (1 - 0.08)r_p$ 代入(15)式得:

$$\lambda_{c,x,y} = \frac{2\pi r_1 r_2 n_c \sqrt{2A_c | \frac{r_2^{2p-1}}{r_1^{2p-1}} |}}{2.405 r_p^{effect}} = \frac{2\pi r_1 r_2 n_c}{2.405(1 - 0.08)r_p} \sqrt{2e^2 \sum_{s=1}^{N-1} A_{s+1} (e^{-2\frac{r_s}{r_1}} - e^{-2\frac{r_{s+1}}{r_1}})}. \quad (19)$$

显然, 上式表明待研究的多包层光纤的截止波长等于等效阶跃光纤的截止波长. 因此, 可以用任何计算器来计算上式表示的多包层光纤的截止波长. 该式与严格公式(9)比较, 计算误差不大于 5%, 能满足工程要求.

3 验证和实验

利用研制双包层椭圆光纤的现有条件, 以其在长、短轴方向的截止波长作为验证实验的对象. 图 2 是这类光纤坯棒结构的理想剖面分布. 利用此图和(19)式可计算出截止波长 $\lambda_{c,x,y}^{theory}$. 另一方面, 将此坯棒拉丝后再测出截止波长 $\lambda_{c,x,y}^{measure}$. 表 1 给出参试样本坯棒截止波长的理论值和实验值. 表 1 中以第 900402 号坯棒为例说明具体计算过程.

Table 1 Comparison of the calculated and measured cutoff wavelength (μm), where $r_1 = 125 \mu\text{m}/2$, $n_1 = n_{\text{silicon}} = 1.458$, $n_c = n_1 * (1 + \Delta_c) / (1 + \Delta_1)$

Axis preform number	x		y	
	λ_{cx}^{theory}	$\lambda_{cx}^{measure}$	λ_{cy}^{theory}	$\lambda_{cy}^{measure}$
900612	1.01	1.03	1.07	1.12
900516	1.13	1.08	1.16	1.12
900221	0.55	0.67	0.65	0.72
900402	0.66	0.64	0.73	0.78
891101	0.71	0.64	0.96	0.74
900410	0.95	0.95	0.57	0.68
900411	0.76	0.75	0.95	1.06
900503	1.04	1.13	0.95	1.06
900515	0.93	1.03	1.11	1.05
900529	1.21	1.12	1.27	1.12
900605	1.00	1.03	1.07	1.12

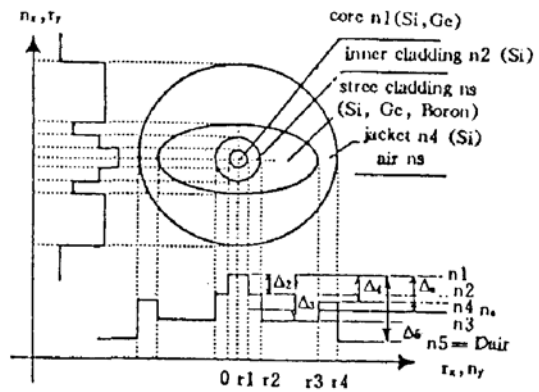


Fig. 2 Refractive index profile of the double-cladding elliptical preform plotted from a preform profile analyzer

图 3 给出由坯棒剖面分析仪绘制出第 900402 号坯棒的折射率剖面, a) 对应椭圆长轴方向, b) 对应短轴方向.

表 2 给出从图 3 中读出的各项计算参数 $r_i (i = 1, \dots, 4)$ 及 $\Delta_i (i = 2, \dots, 4)$.

Table 2 Calculating parameters on refractive index profile of No. 900402

X axis				Y axis			
cladding radii r_{xi} (mm)		difference of refractive index Δ_{xi} (%)		cladding radii r_{yi} (mm)		difference of refractive index Δ_{yi} (%)	
r_{x1}	0.19	Δ_{x2}	-1.50	r_{y1}	0.18	Δ_{y2}	-2.15
r_{x2}	0.38	Δ_{x3}	-2.50	r_{y2}	0.38	Δ_{y3}	-4.30
r_{x3}	1.10	Δ_{x4}	1.00	r_{y3}	1.92	Δ_{y4}	-2.70
r_{x4}	4.22			r_{y4}	4.40		

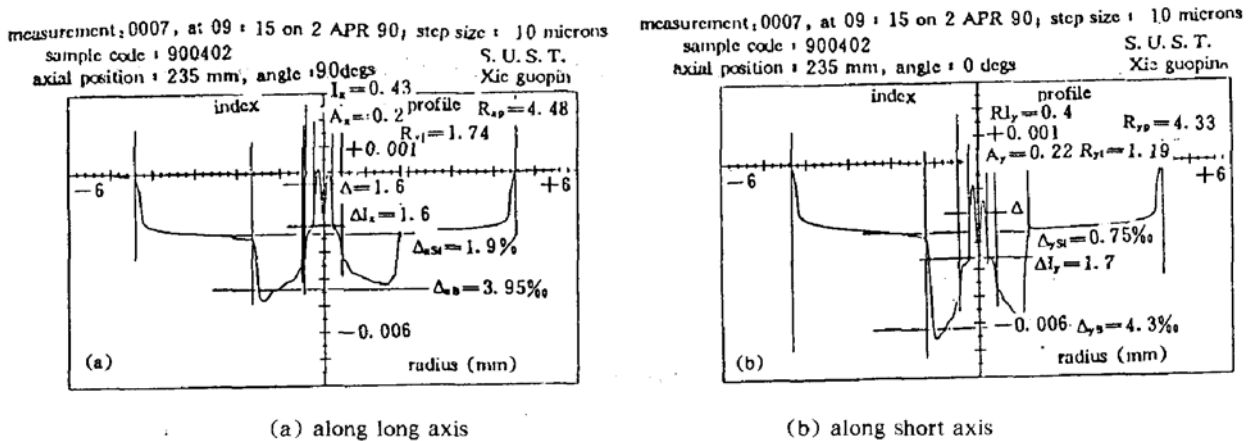


Fig. 3 Refractive index profile of the preform No. 900402

将以上参数代入(19)式可得表1中的数据. 图3中的符号与本文不一致是因为此图为二年前绘出的, 当时的计算与实验不符. 此外, 计算中已用到 $r_s \rightarrow \infty$. 从表1看, 理论计算的精度已能符合工程需要. 个别计算值的误差大于5%, 其原因是多方面的. 首先, 对照图2和图3, 后者芯层补芯不足, 造成很深的坑, 远偏前者的矩形形状, 因此, 在选基准线时会造成误差. 其次, 图2各包层是理想平坦的, 但图3中各包层是起伏的(与制棒设备的优劣有关), 故在取平均时也会引入误差. 以上误差虽可以提高制棒技术和利用高稳定的设备来改善, 但终不可能消除. 当然, 也可用曲线拟合法来模拟坯棒折射率分布, 以使计算精度提高, 但必须使用计算机. 不过, 若芯层折射率分布形状远偏矩形, 将本文方法和ESF^[1~4]方法结合使用更有利于提高精度.

本文在黄宏嘉教授的关注下完成. 在坯棒拉丝和截止波长测量中得到上海科技大学光纤所工艺组和测试组全体同志的帮助, 作者表示诚挚的谢意.

参 考 文 献

- [1] W. A. Gambling, H. Matsumura, Propagation in radially-inhomogeneous single-mode fiber, *Opt. & Quant. Electron.*, 1978, 10(1):31~40
- [2] W. A. Gambling, H. Matsumura, C. M. Ragdale, Wave propagation in a single-mode fiber with dip in the refractive index, *Opt. & Quant. Electron.*, 1978, 10(4):301~309
- [3] R. A. Sammut, A. K. Ghatak, Perturbation theory of optical fibers with power-law core profile, *Opt. & Quant. Electron.*, 1978, 10(6):475~482
- [4] A. W. Snyder, R. A. Sammut, Fundamental (HE₁₁) modes of graded optical fibers, *S. Opt. Soc. Am.*, 1979, 69(12):1663~1671
- [5] S. Kawakami, S. Nishida, Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1974, QE-10(12):879~887
- [6] S. Kawakami and S. Nishida, Perturbation theory of doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1975, QE-11(4):130~138
- [7] R. A. Sammut, Range of monomode operation of W-fibers, *Opt. & Quant. Electron.*, 1978, 10(6):509~514
- [8] M. Monoreie, Propagation in doubly clad single-mode fibers, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982, QE-18(4):535~542
- [9] D. Marcuse, Loss analysis of single-mode fiber splices, *Bell Syst. Tech. J.* 1977, 56(5):703~718
- [10] L. Jeunhomme, Single-Mode Fiber Optics, New York, Marcel Dekker, INC., 1983:21~26

Equivalent Step—Index—Fiber Method for Multicladding Fibers

YAN Fang, CHEN Zhenyi

(Shanghai University of Science and Technology, Shanghai 201800)

(Received 15 October 1992; revised 9 December 1992)

Abstract

In this paper, an Equivalent Step-Index-Fiber Method (ESFM) has been extended to multicladding fibers. Upon defining the refractive index profile for the multicladding preform, the equivalent normalized index difference $\Delta_r \Big|_{r \gg r_1}^{exact}$ for the equivalent step-index-fiber of the preform can be exactly derived by the method so that varieties of transmission parameters for the fiber drawn from the preform would be predicted conveniently. Meanwhile, cutoff wavelengths of double-cladding elliptical fibers have been calculated as an example for part confirmation. Comparison between the theory and results from the experiment fibers, except individual cases, shows an accuracy of 5% in predicted cutoff wavelengths.

As a result, for finally determining cutoff wavelengths or fiber-drawing radii of multicladding fibers, "trial and error" between fiber-drawing and cutoff-wavelength measuring procedures can be avoided in engineering practice, saving time, energy and material.

Key words multicladding fiber, equivalent step-index-fiber method