

文章编号: 0253-2239(2001)11-1290-06

W 型单模单偏振光纤隧道效应的模场分析*

季敏宁 宫爱玲 张永安

(昆明理工大学激光研究所, 昆明 650051)

摘要: 给出了 W 型单模单偏振光纤基模模场在截止前、截止时和截止后的具体计算方法。利用基模模场分析了 W 型单模单偏振光纤隧道效应发生的过程、强弱和方向, 得出了 W 型单模单偏振光纤隧道效应随其基模的截止而显著增强, 并且主要集中在椭圆内包层短半轴方向的结论。

关键词: W 型单模单偏振光纤; 基模模场; 隧道效应

中图分类号: TN25 文献标识码: A

1 引 言

W 型单模单偏振光纤是一种具有单一模式单一偏振态的光纤, 比高双折射保偏光纤具有更强的偏振态稳定传输和控制能力, 可广泛用于相干光通信、光纤传感、偏振态控制器件以及高清晰度图像传输。这种光纤是 80 年代初由美国贝尔实验室首先研制出来的, 现在已在相当宽的波段范围内(近于 10%) 实现了单模单偏振(消光比大于 30 dB)^[1-3]。但有关这种光纤的理论研究还比较欠缺。Marcuse^[4]给出了一种用条形代替椭圆内包层的近似处理方法, 可计算出基模截止波长和截止基模能量损耗。但正如作者指出的那样, 他对截止基模能量损耗的计算仅仅只能作数量级的参考; 而对基模截止波长的计算, 其适用范围也未给出确切的结论。本文的目的是要给出一种有效的数值计算 W 型单模单偏振光纤基模模场的方法, 以便对 W 型单模单偏振光纤的隧道效应进行量化分析。同时通过隧道效应的研究, 为 W 型单模单偏振光纤的理论设计提供依据。

2 基模模场的计算

W 型单模单偏振光纤的剖面结构如图 1 所示。

由图 1 可见, 它是由具有最高折射率 n_c 的圆形纤芯、具有最低折射率 n_s 的椭圆内包层(应力层)以及折射率介于其间的外包层 n_d 组成。由于内包层不是圆形, 当内包层和外包层之间的热膨胀系数不

一致时, 就会在纤芯和纤芯附近形成应力双折射, 平行于内包层长轴方向的偏振光(x 偏振光)和平行于内包层短轴方向的偏振光(y 偏振光)的有效折射率就不一样。图 2(a) 和图 2(b) 给出了 x 偏振光和 y 偏振光沿短轴和长轴的等效折射率分布。

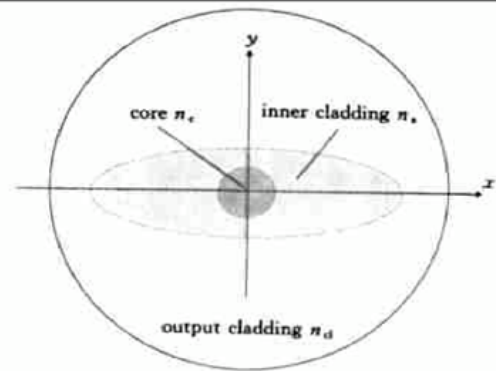


Fig. 1 Cross section of W-Tunneling fiber

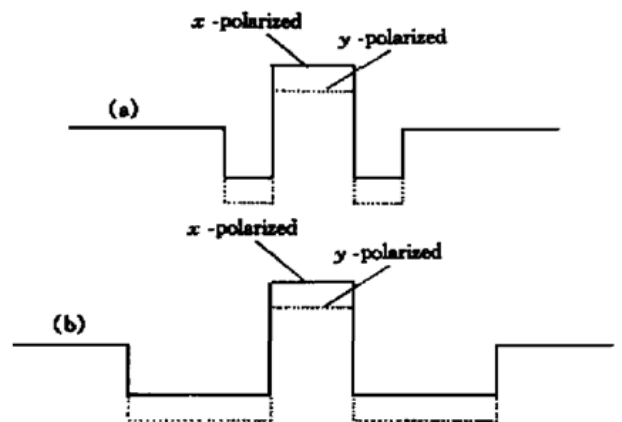


Fig. 2 Profile of W-Tunneling fiber. (a) Refractive index along semiminor axis; (b) Refractive index along semimajor axis

W 型单模单偏振光纤是一种各向异性弱导光纤, 它满足各向异性弱导方程^[5]

$$\nabla_t^2 E + (k^2 n^2 - \beta^2) E = 0, \quad (1)$$

* 云南省自然科学基金(1999F0002R)资助课题。

收稿日期: 2000-06-29; 收到修改稿日期: 2000-10-31

其中 E 代表 x 偏振光或 y 偏振光的横向电场分量 E_x 或 E_y ; n 代表相应的等效折射率分布; β 为传播常数; $k = 2\pi/\lambda$, λ 为自由空间光波长; $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 。

采用区域模场边界条件匹配法^[6,7], 分别在纤芯、椭圆内包层以及外包层区严格求解弱导方程(1)式, 基模的横向电场分量 E 为纤芯区:

$$E_c = \sum_{n=0}^N \frac{a_n}{S} J_{2n}(ur) \cos(2n\Theta), \quad (2a)$$

内包层区:

$$E_s = \sum_{n=0}^N \left[\frac{b_n}{S} K_{2n}(\kappa r) + \frac{c_n}{S} I_{2n}(\kappa r) \right] \cos(2n\Theta), \quad (2b)$$

外包层区:

$$E_{cl} = \sum_{n=0}^N \frac{d_n}{S} F_{2n}(w, r) \cos(2n\Theta), \quad (2c)$$

其中 $F_{2n}(w, r)$ 是外包层区的模式函数, 它在基模截止前 ($w > 0$)、截止时 ($w = 0$) 和截止后 (w 为虚

数) 分别具有不同的形式 $F_{2n}(w, r) = K_{2n}(wr)$ 、 $F_{2n}(0, r) = 1/r^{2n}$ 、 $F_{2n}(w, r) = H_{2n}(wr) \cdot J_{2n}(x)$ 为 $2n$ 阶的贝塞尔函数、 $K_{2n}(x)$ 、 $I_{2n}(x)$ 代表 $2n$ 阶的修正贝塞尔函数, $H_{2n}(x) = J_{2n}(x) - N_{2n}(x)$ 代表第三类贝塞尔函数, $N_{2n}(x)$ 为诺埃曼函数。 Θ 代表辐向角。 u 、 κ 、 w 代表模场参数。 a_n 、 b_n 、 c_n 、 d_n 代表模场系数。 S 为模场系数归一化因子, $S = \sqrt{P}$, P 为未归一化时纤芯区的光功率:

$$P = \iint_{\Theta=0}^{12\pi} \left| \sum_{n=0}^N a_n J_{2n}(ur) \cos(2n\Theta) \right|^2 r d\Theta dr = \int_0^1 \sum_{n=0}^N \left| a_n J_{2n}(ur) \right|^2 r [\delta(n, 0) + 1] dr.$$

考虑到 W 型单模单偏振光纤剖面折射率分布的轴对称性, 将椭圆内包层长半轴和短半轴所夹区域的辐向角 Θ (从 0 到 $\pi/2$) N 等分 (见图 3), 在它们和圆形边界 (纤芯-内包层) 以及椭圆形边界 (内包层-外包层) 的交界面上应用电场和磁场切向分量连续的边界条件, 有

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{n_c^2 - n_{cl}^2} kc, & d &= \frac{n_{cl}^2 - n_s^2}{n_c^2 - n_{cl}^2} \approx \frac{n_{cl} - n_s}{n_c - n_{cl}}, & u &= \sqrt{v^2 - w^2} \text{ (截止前)}, \\ u &= v \text{ (截止时)}, & u &= \sqrt{v^2 + w^2} \text{ (截止后)}, & \kappa &= \sqrt{dv^2 + w^2} \text{ (截止前)}, \kappa = \sqrt{dv} \text{ (截止时)}, \\ \kappa &= \sqrt{dv^2 - w^2} \text{ (截止后)}, & r(i) &= \frac{ab}{\sqrt{\frac{a^2 + b^2}{2} - \frac{a^2 - b^2}{2} \cos\left[\frac{\pi i}{N}\right]}} \quad (i = 0, 1, \dots, N), \\ \sum_{n=0}^N b_n \{ & K_{2n}[\kappa r(i)] - G_{2n}(u, \kappa) I_{2n}[\kappa r(i)] \} \cos[(2\pi/N)ni] &= & \sum_{n=0}^N d_n F_{2n}[w, r(i)] \cos[(\pi/N)ni], \\ \sum_{n=0}^N b_n \kappa \{ & K'_{2n}[\kappa r(i)] - G_{2n}(u, \kappa) I'_{2n}[\kappa r(i)] \} \cos[(2\pi/N)ni] &= & \sum_{n=0}^N d_n F'_{2n}[w, r(i)] \cos[(\pi/N)ni], \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $G_{2n}(u, \kappa) = \frac{\kappa J_{2n}(u) K'_{2n}(\kappa) - u J'_{2n}(u) K_{2n}(\kappa)}{\kappa J_{2n}(u) I'_{2n}(\kappa) - u J'_{2n}(u) I_{2n}(\kappa)}$, $F'_{2n}[w, r(i)] = \left. \frac{\partial F_{2n}(w, r)}{\partial r} \right|_{r=r(i)}$ 。

v 代表归一化频率, d 代表内包层折射率深度, a 、 b 代表椭圆内包层长半轴和短半轴, c 代表纤芯半径。为了简化方程, 长度量已用纤芯半径 c 归一化。此外, 由于 W 型单模单偏振光纤各向异性应力引起的双折射, x 偏振光和 y 偏振光所看到的有效折射率不一样, 因此在实际求解 x 偏振模或 y 偏振模时, 应该用其相应的等效折射率值 (n_c^x 、 n_s^x 、 n_{cl}^x 或 n_c^y 、 n_s^y 、 n_{cl}^y) 代入。

(3) 式又可写成矩阵形式:

$$TA = 0, \quad (3a)$$

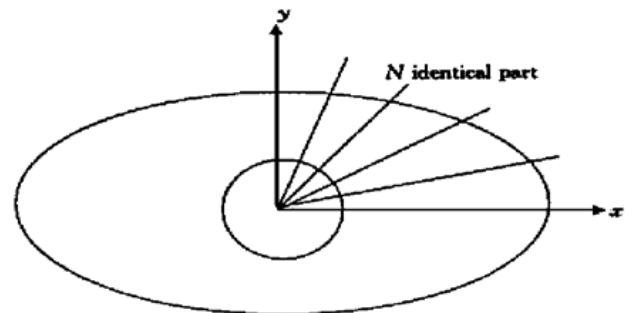


Fig. 3 Illustrative points using boundary conditions

其中 T 是由参数 u, κ, w (或者 v, d, w) 和 a, b 确定的 $2(N+1) \times 2(N+1)$ 矩阵。 A 是由 b_n, d_n 组成的 $2(N+1) \times 1$ 模场系数矩阵。

为了使传输基模具有非零解, 矩阵 T 的行列式值必须为零:

$$|T| = 0. \quad (3b)$$

从以上方程可以看出, 光纤结构参数 a, b, d 和归一化频率给定时, 模场参数 w 可由(3b) 式确定, 模场系数 b_n, d_n 可由(3a) 式算出(除一个公共比例因子外)。其它的模场参数(u, κ) 和模场系数 $[c_n = -G_{2n}(u, \kappa) b_n, a_n = \frac{b_n K_{2n}(\kappa) + c_n I_{2n}(\kappa)}{J_{2n}(u)}]$ 亦可因之确定。于是就可得出纤芯区、内包层区和外包层区中的模场[如(2a)式、(2b)式和(2c)式]。

3 隧道效应的模场分析

下面用区域模场边界条件匹配法计算 W 型单模单偏振光纤的基模模场, 然后用所得模场分析 W 型单模单偏振光纤隧道效应发生的过程、强弱和方向。

3.1 圆形内包层 W 型光纤隧道效应的模场分析

圆形内包层 W 型光纤即通常意义上的 W 型光纤, 它是由圆形纤芯、圆形内包层以及外包层组成的。在上面 W 型单模单偏振光纤基模模场的计算中, 令 $a/b = 1$ 即可得到圆形内包层 W 型光纤的基模模场。

图 4 中, 给出了具有结构参数 $a/b = 1, b/c = 2, d = 1$ 的 W 型光纤的基模模场的径向分布。图中 $\beta = 0.1$ 代表基模截止前($v - v_c = 0.1$) 的模场; $\beta = 0$ 代表基模截止时($v - v_c = 0$) 的模场; $\beta = -0.1$ 代表基模截止后($v - v_c = -0.1$) 的模场。此外, 图中的模场 $E(r)$ 指的是模场大小 $E(r) = |E|$ 。

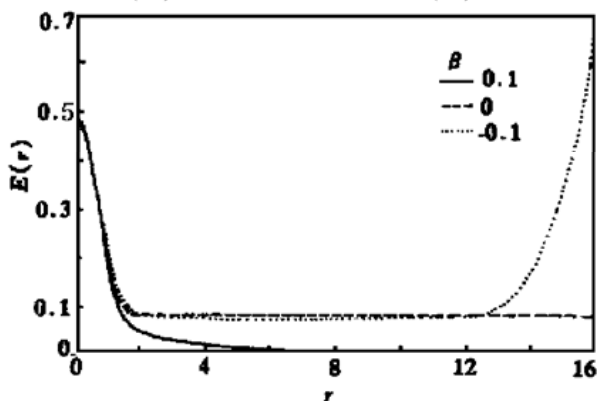


Fig. 4 Fundamental mode radial distribution of W-Fiber with $a/b = 1, b/c = 2, d = 1$

从图 4 可以看出, 基模截止前($v - v_c = 0.1$), 模场随距离 r 的增大而迅速减小; 当达到一定距离后, 模场大小就几乎为 0, 它表现为束缚模的形式。基模截止时($v - v_c = 0$), 模场随距离 r 的增大而减小; 但是当达到一定距离后就趋于一个固定值而不再减小, 模场在无穷远处的大小不为 0, 它表现为扩展模的形式。基模截止后($v - v_c = -0.1$), 模场开始时随距离 r 的增大而减小; 但是当达到一定距离后, 就不再减小反而迅速增大, 这实际上表明此时能量开始向外辐射, 它表现为辐射模的形式。

从基模截止前、截止时和截止后的模场分布可以看出, 基模截止前, 模场在外包层区($r \geq b$) 中已有所渗透, 但是随着波长的增大、归一化频率的减小, 模场向外包层区的渗透增强, 当归一化频率减小到截止频率时, 模场的绝大部分就渗透到外包层区中去了。如果波长继续增大, 归一化频率进一步减小, 基模变成截止模时, 模场的主体就不在纤芯区而在外包层区。这种模场跨越内包层区这个折射率深陷阱而渗透到外包层区去的现象就叫做 W 型光纤的隧道效应。由此可以看出, W 型光纤的隧道效应随着其基模的截止而显著增强。

3.2 中等椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤隧道效应的模场分析

图 5 给出了结构参数为 $a/b = 3, b/c = 2, d = 1$ 的中等椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤, 其基模模场沿径向 r 的分布。其中图 5(a) 代表沿椭圆内包层长半轴 ($\theta = 0$) 的模场分布; 图 5(c) 代表沿椭圆内包层短半轴 ($\theta = \pi/2$) 的模场分布; 图 5(b) 代表沿椭圆内包层长半轴和短半轴对角线 ($\theta = \pi/4$) 的模场分布。图中 $\beta = 0.1, \beta = 0, \beta = -0.1$ 分别代表基模截止前($v - v_c = 0.1$)、截止时($v - v_c = 0$) 和截止后($v - v_c = -0.1$) 的模场。

从图 5 可以看出, 模场沿径向的分布都有一个共同的特点, 那就是在基模截止前, 模场以束缚模的形式存在, 模场随距离 r 的增大而迅速减小, 模场在无穷远处的大小为 0; 基模截止时, 模场扩展到无穷远处, 模场在无穷远处的大小不为 0, 模场以扩展模的形式存在; 基模截止后, 模场不但扩展到无穷远处, 而且达到一定距离后就不再继续减小而是迅速增大, 模场以辐射模的形式存在。这些特性和椭圆度 $a/b = 1$ 的圆形内包层 W 型光纤是一致的。它表明 W 型单模单偏振光纤的隧道效应随着其基模的截止而显著增强。

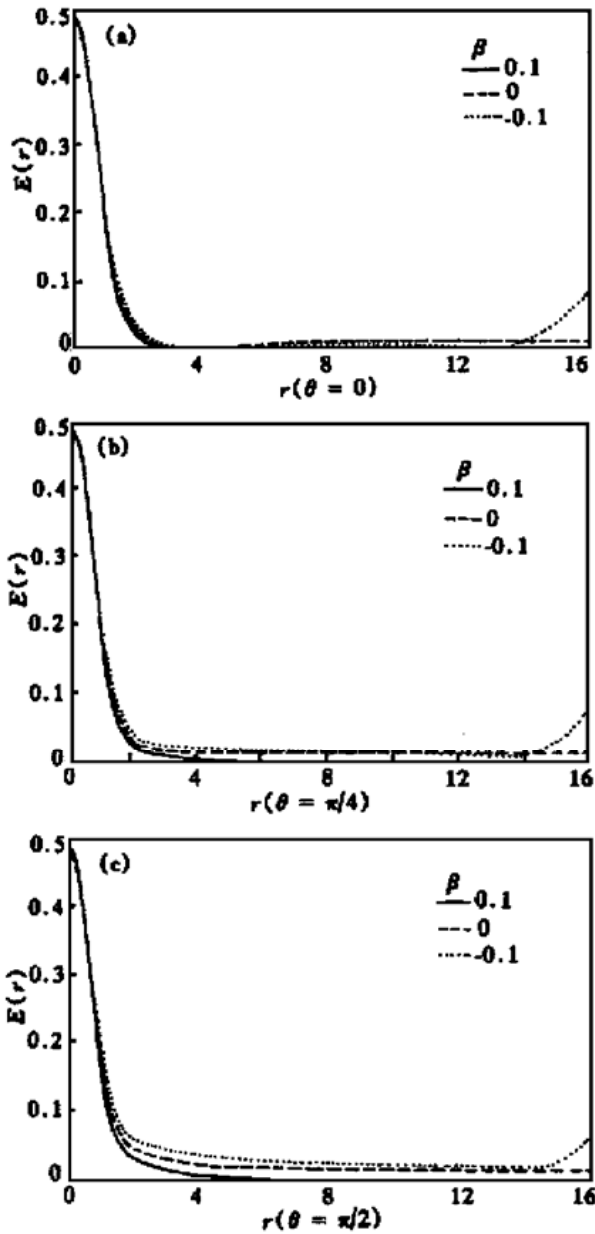


Fig. 5 (a) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along semimajor axis with $a/b = 3$, $b/c = 2$, $d = 1$; (b) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along diagonal of semimajor axis and semiminor axis with $a/b = 3$, $b/c = 2$, $d = 1$; (c) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along semiminor axis with $a/b = 3$, $b/c = 2$, $d = 1$

但椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤的隧道效应和圆形内包层 W 型光纤的隧道效应相比亦有一些不同特点。首先, 椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤的隧道效应要弱于以其短半轴为等效圆的圆形内包层 W 型光纤的隧道效应[比较图 5(a)、图 5(b)、图 5(c) 和图 4]。其次, 椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤在短半轴方向($\theta = \pi/2$)的隧道效应要强于在长半轴方向($\theta = 0$)的隧道效应[比较图 5(c) 和图 5(a)]。这是容易理解的, 对于椭圆内包层 W 型单

模单偏振光纤来说, 以其短半轴为等效圆的圆形内包层 W 型光纤, 其外包层有更多的部分靠近纤芯, 因而更易发生隧道效应; 而在椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤中, 外包层在短半轴方向比长半轴方向更接近纤芯, 当发生隧道穿透时, 需要克服的隧道壁垒就更小, 所以隧道效应就更强。

为了进一步显示椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤中隧道效应在短半轴方向和长半轴方向的强弱, 图 6 给出了内-外包层椭圆形交界面上模场大小的辐向分布。图中 θ 代表辐向角(与椭圆内包层长半轴的夹角), $E(\theta)$ 代表内-外包层交界面上模场的大小。 $\beta = 0.1$ 、 $\beta = 0$ 、 $\beta = -0.1$ 分别代表基模截止前($\nu - \nu_c = 0.1$)、截止时($\nu - \nu_c = 0$)和截止后($\nu - \nu_c = -0.1$)的模场。从图 6 可以看出, 通过隧道效应而渗透到外包层区去的模场主要集中在 $\theta = 90^\circ$ 和 $\theta = 270^\circ$ 的方向, 亦就是短半轴方向; 而在长半轴方向($\theta = 0$ 或 180°), 渗透到外包层区去的模场则很小。这说明在椭圆内包层 W 型单模单偏振光纤中, 隧道效应在短半轴方向确实强于长半轴方向。主要的隧道穿透是通过外包层离纤芯较近的短半轴方向及其附近区域实现的。

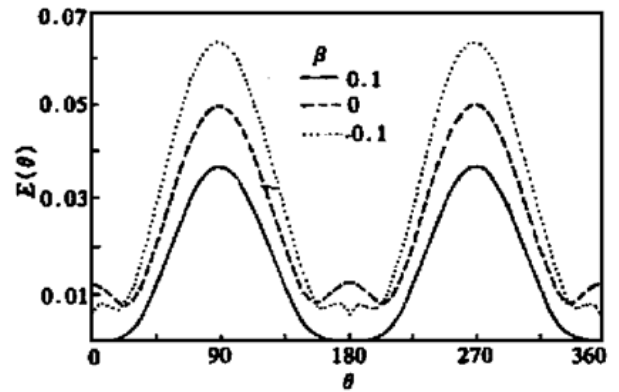


Fig. 6 Fundamental mode axial distribution of W-tunneling fiber with $a/b = 3$, $b/c = 2$, $d = 1$

3.3 高椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤隧道效应的模场分析

图 7 给出了结构参数为 $a/b = 6$ 、 $b/c = 2$ 、 $d = 1$ 的高椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤的基模模场沿径向 r 的分布。其中图 7(a) 代表沿椭圆内包层长半轴($\theta = 0$)的模场分布; 图 7(c) 代表沿椭圆内包层短半轴($\theta = \pi/2$)的模场分布; 图 7(b) 代表沿椭圆内包层长半轴和短半轴对角线($\theta = \pi/4$)的模场分布。图中 $\beta = 0.1$ 、 $\beta = 0$ 、 $\beta = -0.1$ 分别代表基模截止前($\nu - \nu_c = 0.1$)、截止时($\nu - \nu_c = 0$)和截止后($\nu - \nu_c = -0.1$)的模场。

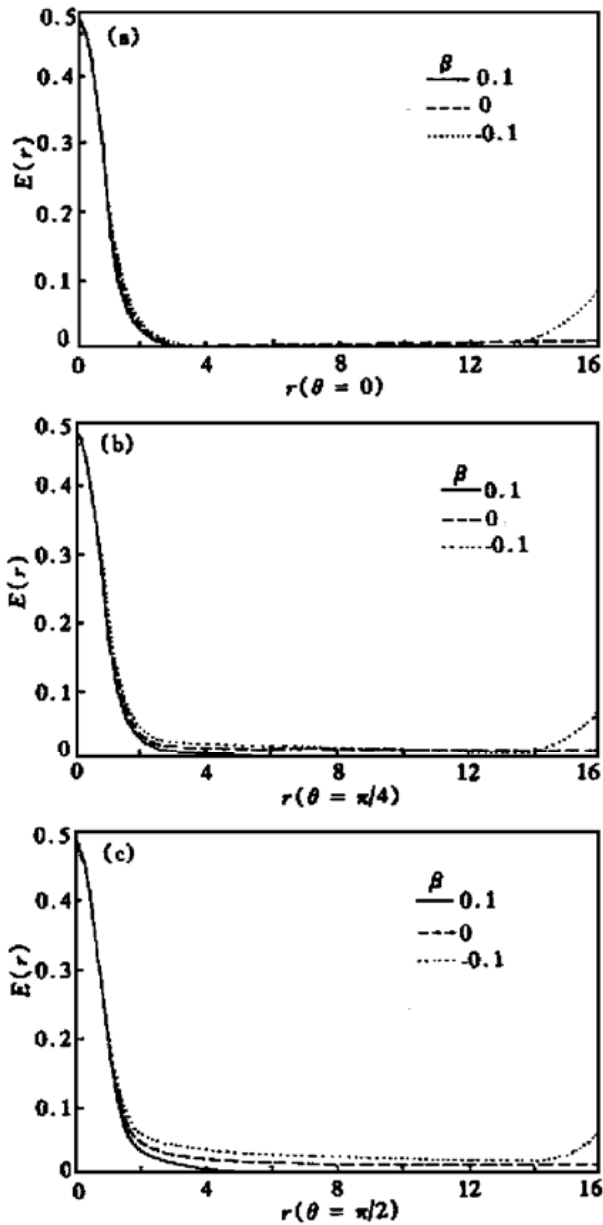


Fig. 7 (a) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along semimajor axis with $a/b = 6$, $b/c = 2$, $d = 1$; (b) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along diagonal of semimajor axis and semiminor axis with $a/b = 6$, $b/c = 2$, $d = 1$; (c) Fundamental mode radial distribution of W-tunneling fiber along semiminor axis with $a/b = 6$, $b/c = 2$, $d = 1$

从图 7 可以看出,高椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤,基模截止前、截止时和截止后的模场特性和中等椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤没有什么两样。它们都表现出基模截止后隧道效应的显著增强,以及随着内包层椭圆度的增大,整体隧道效应的减弱和短半轴方向($\theta = \pi/2$)隧道效应强于长半轴方向($\theta = 0$)隧道效应的特点。

图 8 给出了基模模场沿内包层和外包层椭圆形交界面上的模场分布。它和中等椭圆度内包层 W 型单模单偏振光纤(图 6)差不多,只是由于内包层

椭圆度的增大,致使长半轴方向($\theta = 0$ 或 180°)的隧道效应进一步减弱。

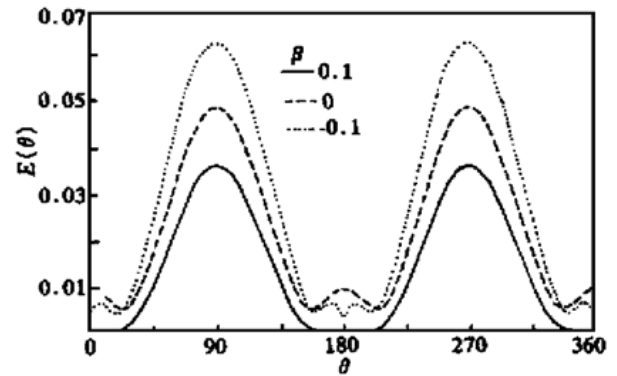


Fig. 8 Fundamental mode axial distribution of W-tunneling fiber with $a/b = 6$, $b/c = 2$, $d = 1$

4 外包层-空气界面的影响

前面的理论分析和数值计算没有考虑外包层-空气界面的影响。为了使所得结论更符合实际情况,图 9 给出了具有结构参数 $a/b = 1$ 、 $b/c = 2$ 、 $d = 1$ 、外包层半径 R 和纤芯半径比值 $R/c = 16$ 的圆形内包层 W 型光纤的基模模场的径向分布(假定外包层折射率 $n_{cl} = 1.45$,空气折射率 $n_g = 1$,纤芯-外包层相对折射率差 $\Delta = 0.2\%$)。图中各量的含义同图 4,所不同的只是现在的径向分布包括在空气中的取值。从图 9 可以看出,考虑外包层-空气界面影响的情况下,基模模场的径向分布有一定修正,其主要表现为对基模模场束缚能力的加强;此外基模截止时,模场不会在远距离处趋于一个固定值,而是继续减小;同时基模截止后,模场也不会达到一定距离后就迅速增强,而是达到一定距离后反过来增强,最后在外包层-空气界面附近又开始减弱——在空气介质中以指数形式衰减。这些结果是容易理解的,由于

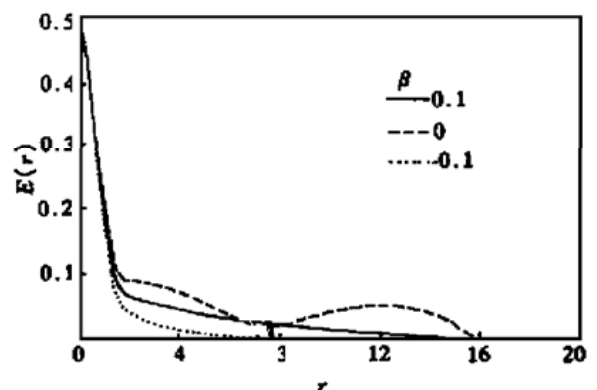


Fig. 9 Fundamental mode radial distribution of W-fiber with $a/b = 1$, $b/c = 2$, $R/c = 16$, $d = 1$

空气介质折射率最低,对模场具有较强的束缚作用,因而基模截止后,模场不会扩展到无穷远处,而是扩展到外包层中成为包层模。

但是外包层-空气界面的影响并不改变 W 型单模单偏振光纤隧道效应分析的基本结论——特别是考虑到外包层、涂敷层及其吸收损耗与纤芯不同等复杂因素,基模截止后辐射到外包层中的模场实际上是很快被外包层、涂敷层吸收掉——其效果等价于不考虑外包层-空气界面的情形,即外包层扩展到无穷远的情形。

结论 给出了数值计算 W 型单模单偏振光纤基模模场的方法——区域模场边界条件匹配法。利用这种方法计算了 W 型单模单偏振光纤基模截止前、截止时和截止后的模场。用所得模场的径向分布 $[E(r)-r]$ 和辐向分布 $[E(\theta)-\theta]$ 分析了 W 型单模单偏振光纤隧道效应发生的过程、强弱和方向。得出了 W 型单模单偏振光纤隧道效应随其基模的截止而显著增强,并主要集中在椭圆内包层短半轴方向,以及 W 型单模单偏振光纤整体隧道效应随内包层椭圆度的增大(短半轴固定时)而减弱的结论。这些结果

对于 W 型单模单偏振光纤的理论研究和设计制造具有一定的参考意义。

参 考 文 献

- [1] Simpson J R, Stolen R H, Sears F M *et al.*. A single polarization fiber. *J. Lightwave Technology*, 1983, **1**(2): 370~ 374
- [2] Stolen R H, Pleibel W, Simpson J R *et al.*. Short W-tunneling fiber polarisers. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(9): 524~ 525
- [3] Messerly M J, Onstott J R, Mikkelsen R C. A Broad-band single polarization optical fiber. *J. Lightwave Technology*, 1991, **9**(7): 817~ 820
- [4] Marcuse D. Simplified analysis of a polarizing optical fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **QE-26**(3): 550~ 557
- [5] Snyder A W, Ruhl F. Single-mode, single-polarization fibers made of birefringent material. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**(9): 1165~ 1174
- [6] Goell J E. A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides. *The Bell System Technical Journal*, 1969, September: 2133~ 2160
- [7] Saad S M. Review of numerical methods for the analysis of arbitrarily-shaped microwave and optical dielectric waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1985, **33**(10): 894~ 899

Mode Field Analysis of Tunneling Effects in W-Tunneling Optical Fibers

Ji Minning Gong Ailing Zhang Yong'an

(Laser Research Institute, Kun Ming University of Science and Technology, Kunming 650051)

(Received 29 June 2000; revised 31 October 2000)

Abstract: The numerical method to calculate fundamental modes of W-Tunneling optical fibers is given. By using field distribution of the fundamental modes, the tunneling process, strength and direction are analysed. It is found that the tunneling effects increase remarkably when the fundamental modes are cutoff, and they are concentrated mainly in the direction of the semiminor axis of the elliptical inner cladding.

Key words: W-tunneling optical fiber; fundamental mode; tunneling effect