

文章编号 :0253-2239(2002)08-0927-06

# 各向异性内包层对双包层光纤特性影响的分析\*

张晓萍 谭志红

(兰州大学信息科学与工程学院,兰州 730000)

摘要: 提出了单轴各向异性材料为内包层,且其主轴沿光纤轴线( $z$ 轴)方向的双包层光纤模型,推出了矢量模特征方程。重点研究了主轴折射率比 $k_{cl}$ 对波导色散的影响,针对从矢量模特征方程求解波导色散因表达式极为复杂而无法直接求解的困难,提出了一种求解波导色散的有效方法。研究结果发现可以在不改变光波导结构参量的条件下,通过改变 $k_{cl}$ 可有效地改变光纤的波导色散。也分析了 $k_{cl}$ 、几何参量 $S$ 、光学参量 $R$ 对低次模的传输和截止特性的影响。研究结果为获得更为理想的色散补偿、色散平坦光纤及设计新型无源光器件提供了重要的依据。

关键词: 各向异性;双包层光纤;波导色散;截止特性;色散平坦

中图分类号:TN25 文献标识码:A

## 1 引言

最引人注目的双包层光纤应是 W 型色散平坦光纤<sup>[1~4]</sup>,该类光纤波导色散特性的设计被限制在两个参量上:几何尺寸和折射率差。要获得更为理想的色散补偿特性,并为了保持单模传输必须减小波导芯径,但这样增加工艺制作的难度。文献 5 研究了 4 种不同折射率分布的多包层光纤的传输特性,其优点是可通过调整多个参量来获得更好的传输特性和色散补偿特性,该文献主要研究了多模传输时的模式色散和场结构,对单模传输时的波导色散特性未作相应的研究。本文提出了以单轴各向异性材料为内包层,且其主轴沿光纤轴线( $z$ 轴)方向的双包层光纤,其最大特点是引入了各向异性材料主轴折射率比参量 $k_{cl}$ ,推出了矢量模特征方程,提出了一种求解波导色散的数值分析方法。研究结果发现参量 $k_{cl}$ 对此类双包层光纤的传输、截止尤其是单模传输时的波导色散特性有明显影响,影响的大小和规律又与光学参量 $R$ 密切相关,可通过调整三个参量 $S$ 、 $R$ 、 $k_{cl}$ 改善单模传输时的色散特性。

## 2 理论分析

### 2.1 特征方程的推导

如图 1 所示,光纤纤芯的折射率为 $n_1$ ,半径为

$a$  外包层(或外部环境)的折射率为 $n_3$ ,两者均为各向同性材料。外半径为 $b$ ,内包层为单轴各向异性材料,当选取其主轴与 $z$ 轴重合时,三个主轴折射率分别为 $n_{2x}$ 、 $n_{2y}$ 、 $n_{2z}$ ,它们满足 $n_{2x} = n_{2y} \neq n_{2z}$ 。

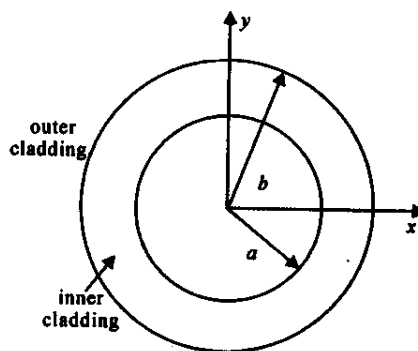


Fig.1 Profile of a double cladding fiber with parameters defined

三个区域内电场和磁场的纵向场分量分别满足如下波动方程<sup>[6]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} (\nabla_t^2 + k^2 n_1^2 - \beta^2) e_z &= 0, \\ (\nabla_t^2 + k^2 n_1^2 - \beta^2) h_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} (\nabla_t^2 + k^2 n_{2z}^2 - \frac{n_{2z}^2}{n_{2t}^2} \beta^2) e_z &= 0, \\ (\nabla_t^2 + k^2 n_{2t}^2 - \beta^2) h_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} (\nabla_t^2 + k^2 n_3^2 - \beta^2) e_z &= 0, \\ (\nabla_t^2 + k^2 n_3^2 - \beta^2) h_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 $\nabla_t^2$ 表示横向矢量算符, $k$ 为真空中波数, $\beta$ 为传播常数, $n_{2t} = n_{2x} = n_{2y}$ 为内包层横向折射率,定义参量:

\* 高等学校骨干教师资助计划项目(200065)和甘肃省自然科学基金(ZS991-A24-055-Y)资助课题。

E-mail: yqdengz@public.lz.gs.cn

收稿日期:2001-07-12;收到修改稿日期:2001-09-20

$$\begin{aligned}
 U &= a \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2}, & W &= b \sqrt{\beta^2 - k^2 n_3^2}, \\
 V &= ak \sqrt{n_1^2 - n_3^2}, & Q &= b \sqrt{\beta^2 - k^2 n_{2t}^2}, \\
 P &= b \sqrt{k^2 n_{2t}^2 - \beta^2}, & k_{cl} &= n_{2z}/n_{2t}, \\
 S &= b/a, & c &= 1/S;
 \end{aligned}$$

得方程(1)(2)(3)式的解为

$$\left. \begin{aligned}
 e_z &= AJ_m \left( \frac{Ur}{a} \right) e^{jm\theta}, \\
 h_z &= BJ_m \left( \frac{Ur}{a} \right) e^{jm\theta},
 \end{aligned} \right\} \quad (r < a) \quad (4)$$

其中  $U$  为横向归一化相位常数,  $W$  为横向归一化衰减常数,  $V$  为归一化频率, 且设定  $n_1$  大于  $n_3$  和  $n_{2t}$ ,

$$\left. \begin{aligned}
 e_z &= \left[ E'I_m \left( k_{cl} \frac{Qr}{b} \right) + F'K_m \left( k_{cl} \frac{Qr}{b} \right) \right] e^{jm\theta}, & h_z &= \left[ G'I_m \left( \frac{Qr}{b} \right) + H'K_m \left( \frac{Qr}{b} \right) \right] e^{jm\theta}, \\
 & (a < r < b, \beta > kn_{2t})
 \end{aligned} \right\} \quad (5a)$$

$$\left. \begin{aligned}
 e_z &= \left[ EI_m \left( k_{cl} \frac{Qr}{b} \right) + FN_m \left( k_{cl} \frac{Qr}{b} \right) \right] e^{jm\theta}, & h_z &= \left[ GI_m \left( \frac{Pr}{b} \right) + HN_m \left( \frac{Pr}{b} \right) \right] e^{jm\theta}, \\
 & (a < r < b, \beta < kn_{2t})
 \end{aligned} \right\} \quad (5b)$$

$$e_z = CK_m \left( \frac{Wr}{b} \right) e^{jm\theta}, \quad h_z = DK_m \left( \frac{Wr}{b} \right) e^{jm\theta} \quad (r > b). \quad (6)$$

其中  $A, B, C, D, E, F, G, H, E', F', G', H'$  为待定常数,  $J_m, N_m, I_m, K_m$  分别表示四类贝塞尔函数.  $r$  为芯层或包层半径,  $\theta$  为柱坐标系的角变量. 由纵向场和横向场分量之间满足的关系及电磁场的边界条件得出特征方程为

$$\begin{vmatrix}
 m\beta X_1 I_{2m} & m\beta X_1 K_{2m} & k \left[ \hat{J}_{1m} + \hat{I}_{3m} \right] J_{3m} & k \left[ \hat{J}_{1m} + \hat{K}_{3m} \right] K_{3m} \\
 k \left[ n_1^2 \hat{J}_{1m} + n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{I}_{2m} \right] J_{2m} & k \left[ n_1^2 \hat{J}_{1m} + n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{K}_{2m} \right] K_{2m} & m\beta X_1 I_{3m} & m\beta X_1 K_{3m} \\
 m\beta X_2 I_{4m} & m\beta X_2 K_{4m} & k \left[ \hat{K}_{1m} - \hat{I}_{5m} \right] J_{5m} & k \left[ \hat{K}_{1m} - \hat{K}_{5m} \right] K_{5m} \\
 k \left[ n_3^2 \hat{K}_{1m} - n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{I}_{4m} \right] J_{4m} & k \left[ n_3^2 \hat{K}_{1m} - n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{K}_{4m} \right] K_{4m} & m\beta X_2 I_{5m} & m\beta X_2 K_{5m}
 \end{vmatrix} = 0,$$

$\beta > kn_{2t}, m > 0$ , hybrid mode

$$\begin{vmatrix}
 m\beta X_3 J_{2m} & m\beta X_3 N_{2m} & k \left[ \hat{J}_{1m} - \hat{J}_{3m} \right] J_{3m} & k \left[ \hat{J}_{1m} - \hat{N}_{3m} \right] N_{3m} \\
 k \left[ n_1^2 \hat{J}_{1m} + n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{J}_{2m} \right] J_{2m} & k \left[ n_1^2 \hat{J}_{1m} - n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{N}_{2m} \right] N_{2m} & m\beta X_3 J_{3m} & m\beta X_3 N_{3m} \\
 m\beta X_4 J_{4m} & m\beta X_4 N_{4m} & k \left[ \hat{K}_{1m} + \hat{J}_{5m} \right] J_{5m} & k \left[ \hat{K}_{1m} + \hat{N}_{5m} \right] N_{5m} \\
 k \left[ n_3^2 \hat{K}_{1m} + n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{J}_{4m} \right] J_{4m} & k \left[ n_3^2 \hat{K}_{1m} + n_{2t}^2 k_{cl}^2 \hat{N}_{4m} \right] N_{4m} & m\beta X_4 J_{5m} & m\beta X_4 N_{5m}
 \end{vmatrix} = 0,$$

$\beta < kn_{2t}, m > 0$ , hybrid mode

$$\frac{[J_0(U) - \tilde{I}_0(cQ)] K_0(W) - K_0(Q)}{[J_0(U) + \tilde{K}_0(cQ)] K_0(W) + \tilde{I}_0(Q)} = \frac{I_0(Q) K_0(cQ)}{K_0(Q) J_0(cQ)}, \quad \beta > kn_{2t}, m = 0, \text{TE mode} \quad (9)$$

$$\frac{[J_0(U) - J_0(cP)] K_0(W) + \tilde{N}_0(P)}{[J_0(U) - \tilde{N}_0(cP)] K_0(W) + \tilde{J}_0(P)} = \frac{J_0(P) K_0(cP)}{N_0(P) J_0(cP)}, \quad \beta < kn_{2t}, m = 0, \text{TE mode} \quad (10)$$

$$\frac{[J_0(U) - k_{cl}^2 \tilde{I}_0(ck_{cl}Q)] K_0(W) - k_{cl}^2 K_0(k_{cl}Q)}{[J_0(U) + k_{cl}^2 \tilde{K}_0(ck_{cl}Q)] K_0(W) + k_{cl}^2 \tilde{I}_0(k_{cl}Q)} = \frac{I_0(k_{cl}Q) K_0(ck_{cl}Q)}{K_0(k_{cl}Q) J_0(ck_{cl}Q)},$$

$\beta > kn_{2t}, m = 0$ , TE mode

$$\frac{[J_0(U) - J_0(cP)] K_0(W) + \tilde{N}_0(P)}{[J_0(U) - \tilde{N}_0(cP)] K_0(W) + \tilde{J}_0(P)} = \frac{J_0(P) N_0(cP)}{N_0(P) J_0(cP)}, \quad \beta < kn_{2t}, m = 0, \text{TE mode} \quad (12)$$

式中引入了如下简化参数:

$$\begin{aligned}
 X_1 &= \frac{1}{U^2} + \frac{1}{(cQ)^2}, & X_2 &= \frac{1}{W^2} - \frac{1}{Q^2}, \\
 X_3 &= \frac{1}{U^2} - \frac{1}{(cP)^2}, & X_4 &= \frac{1}{P^2} + \frac{1}{W^2}, \\
 J_{1m} &= J_m(U), & \hat{J}_{1m} &= \frac{J'_m(U)}{UJ_m(U)}, \\
 K_{1m} &= K_m(W), & \hat{K}_{1m} &= \frac{K'_m(W)}{WK_m(W)}, \\
 J_{2m} &= J_m(ck_{cl}P), & \hat{J}_{2m} &= \frac{J'_m(ck_{cl}P)}{ck_{cl}PJ_m(ck_{cl}P)}, \\
 I_{2m} &= I_m(ck_{cl}Q), & \hat{I}_{2m} &= \frac{I'_m(ck_{cl}Q)}{ck_{cl}QI_m(ck_{cl}Q)}, \\
 N_{2m} &= N_m(ck_{cl}P), & \hat{N}_{2m} &= \frac{N'_m(ck_{cl}P)}{ck_{cl}PN_m(ck_{cl}P)}, \\
 K_{2m} &= K_m(ck_{cl}Q), & \hat{K}_{2m} &= \frac{K'_m(ck_{cl}Q)}{ck_{cl}QK_m(ck_{cl}Q)}, \\
 J_{3m} &= J_m(cP), & \hat{J}_{3m} &= \frac{J'_m(cP)}{cPJ_m(cP)}, \\
 I_{3m} &= I_m(cQ), & \hat{I}_{3m} &= \frac{I'_m(cQ)}{cQI_m(cQ)}, \\
 N_{3m} &= N_m(cP), & \hat{N}_{3m} &= \frac{N'_m(cP)}{cPN_m(cP)}, \\
 K_{3m} &= K_m(cQ), & \hat{K}_{3m} &= \frac{K'_m(cQ)}{cQK_m(cQ)}, \\
 J_{4m} &= J_m(k_{cl}P), & \hat{J}_{4m} &= \frac{J'_m(k_{cl}P)}{k_{cl}PJ_m(k_{cl}P)}, \\
 I_{4m} &= I_m(k_{cl}Q), & \hat{I}_{4m} &= \frac{I'_m(k_{cl}Q)}{k_{cl}QI_m(k_{cl}Q)}, \\
 N_{4m} &= N_m(k_{cl}P), & \hat{N}_{4m} &= \frac{N'_m(k_{cl}P)}{k_{cl}PN_m(k_{cl}P)}, \\
 K_{4m} &= K_m(k_{cl}Q), & \hat{K}_{4m} &= \frac{K'_m(k_{cl}Q)}{k_{cl}QK_m(k_{cl}Q)}, \\
 J_{5m} &= J_m(P), & \hat{J}_{5m} &= \frac{J'_m(P)}{PJ_m(P)}, \\
 I_{5m} &= I_m(Q), & \hat{I}_{5m} &= \frac{I'_m(Q)}{QI_m(Q)}, \\
 N_{5m} &= N_m(P), & \hat{N}_{5m} &= \frac{N'_m(P)}{PN_m(P)}, \\
 K_{5m} &= K_m(Q), & \hat{K}_{5m} &= \frac{K'_m(Q)}{QK_m(Q)},
 \end{aligned}$$

$$Z_0(x) = \frac{Z_1(x)}{xZ_0(x)},$$

其中  $Z$  分别代表  $J$ 、 $N$ 、 $I$ 、 $K$ 。定义光学参量：

$$R = \frac{\Delta n'}{\Delta n} = \frac{(n_{2t} - n_3)}{(n_1 - n_{2t})},$$

并定义归一化传播常数为  $B = 1 - U^2/V^2$ 。

## 2.2 HE<sub>11</sub>模波导色散的分析

单模光纤的色散可用下式求得<sup>[7]</sup>：

$$\frac{d\tau}{d\lambda} \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_3}{d\lambda^2} \left[ 1 + \Delta \frac{d(VB)}{dV} \right] - \frac{N_3 \left( \frac{\Delta}{\lambda} \right) V \frac{d^2(VB)}{dV^2}}{c}, \quad (13)$$

其中  $N_3 = \alpha(kn_3)dk$  是外包层材料的群折射率， $\Delta = (n_1 - n_3)/n_3$  为相对折射率差。式中第一项为材料色散，第二项是波导色散，经分析有

$$\frac{d(VB)}{dV} = 1 + \left( \frac{U}{V} \right)^2 \left[ 1 - 2 \frac{V}{U} \frac{dU}{dV} \right], \quad (14)$$

$$V \frac{d^2(VB)}{dV^2} = -2 \left( \frac{dU}{dV} - \frac{U}{V} \right)^2 - 2U \frac{d^2 U}{dV^2} \quad (15)$$

可见  $\alpha(VB)dV$ 、 $Vd^2(VB)dV^2$  的求解可以归结为  $dU/dV$ 、 $d^2 U/dV^2$  的求解，而从方程(7)(8)中无法直接求解出  $dU/dV$ 、 $d^2 U/dV^2$ ，因此，令(7)(8)两式中的  $m = 1$  并将两行列式对  $V$  求一阶导数和二阶导数。可推算出行列式求导后各项中将出现的导数项是

$$\frac{dU}{dV}, \frac{dP}{dV}, \frac{dQ}{dV}, \frac{dW}{dV}, \frac{d^2 U}{dV^2}, \frac{d^2 P}{dV^2}, \frac{d^2 Q}{dV^2}, \frac{d^2 W}{dV^2}.$$

根据  $U$ 、 $V$ 、 $W$ 、 $P$ 、 $Q$  的定义表达式，可在弱波导近似下算得如下关系式：

$$\frac{dW}{dV} = \frac{S^2}{W} \left( V - U \frac{dU}{dV} \right),$$

$$\frac{dQ}{dV} = \frac{S^2}{Q} \left( \frac{V}{1+R} - U \frac{dU}{dV} \right),$$

$$\frac{dP}{dV} = \frac{S^2}{P} \left( U \frac{dU}{dV} - \frac{V}{1+R} \right),$$

$$\frac{d^2 P}{dV^2} = \frac{S^2}{P} \left[ \left( \frac{dU}{dV} \right)^2 + U \frac{d^2 U}{dV^2} - \frac{1}{1+R} \right] - \frac{1}{P} \left( \frac{dP}{dV} \right)^2,$$

$$\frac{d^2 Q}{dV^2} = \frac{S^2}{Q} \left[ \frac{1}{1+R} - \left( \frac{dU}{dV} \right)^2 - U \frac{d^2 U}{dV^2} \right] - \frac{1}{Q} \left( \frac{dQ}{dV} \right)^2,$$

$$\frac{d^2 W}{dV^2} = \frac{S^2}{W} \left[ 1 - \left( \frac{dU}{dV} \right)^2 - U \frac{d^2 U}{dV^2} \right] - \frac{1}{W} \left( \frac{dW}{dV} \right)^2.$$

于是可以把各项中一阶与二阶导数的求取归结为求  $dU/dV$ 、 $d^2 U/dV^2$ ，由特征方程(7)(8)通过数值算法可求取  $B-V$  曲线，从而确定  $U-V$  关系。通过上述求得的行列式一阶和二阶导数确定  $dU/dV$ 、 $V$ 、 $d^2 U/dV^2$ 、 $V$  的关系，最终确定  $\alpha(VB)dV$ 、 $Vd^2(VB)dV^2$ 。

## 3 计算结果及分析

### 3.1 模式色散特性

将2.1中定义的参量  $Q$ 、 $P$ 、 $W$  用  $S$ 、 $R$ 、 $U$ 、 $V$  表

示,对于给定的  $k_{cl}$ 、 $S$  和  $R$  可从特征方程 (7) (8) 求出  $B(V)$ 。图 2(a) 图 2(b) 表示了对给定的  $S$  值,  $k_{cl}$  分别取 1 和 0.8、1.2 时,  $R$  取不同值时  $HE_{11}$ 、 $HE_{21}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  模的  $B(V)$  曲线。图 2 说明当  $k_{cl} = 1$ 、 $R < 0$  时,  $HE_{21}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  模是简并的。 $k_{cl} \neq 1$  时,  $HE_{21}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  模之间出现分离。但  $k_{cl}$  对  $TM_{01}$  模没有影响。 $R > 0$  时,  $HE_{11}$  模不存在非零截止频率, 但当  $V$  值较小时, 对应的  $B$  值很小, 较图中非零值曲线数据小三个量级以上, 所以图 2 中把  $V$  值较小时的  $B$  值显示为零。

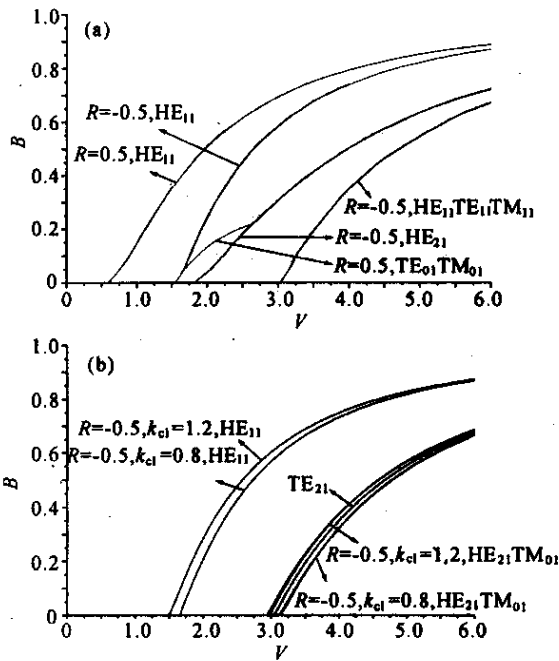


Fig.2  $B(V)$  for various  $k_{cl}$  for  $S = 2$ . (a)  $k_{cl} = 1$ ; (b)  $k_{cl} = 0.8, 1.2$

图 3 表示给定  $S$  值,  $k_{cl}$  和  $R$  取不同值时  $HE_{11}$  模的  $B(V)$  曲线。该图说明  $k_{cl}$  对  $B(V)$  曲线的影响与参量  $R$  的大小和符号均有关。 $R < 0$  时,  $R$  的绝对值越小,  $k_{cl}$  对  $B(V)$  影响越大, 并且直接影响了

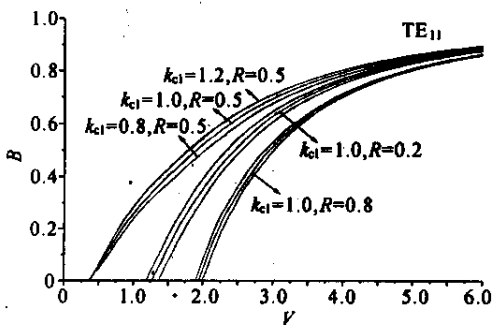


Fig.3  $B(V)$  for  $R = 0.5, -0.2$ , and  $-0.8$  for different  $k_{cl}$  as  $S = 4$

模式的截止频率。 $R > 0$  时,  $k_{cl}$  对归一化频率  $V$  趋于截止时的  $B(V)$  曲线基本没有影响。

### 3.2 截止特性的分析

$\beta = kn_3$  代表临界截止, 此时  $W = 0$ , 代入特征方程 (7) (8), 得到关于  $R$ 、 $S$ 、 $k_{cl}$ 、 $V_c$  的方程,  $V_c$  为对应模式的截止频率, 对  $HE_{11}$  模取  $V_c$  趋于零, 对不同  $k_{cl}$  计算  $S$  与  $R$  的关系曲线, 如图 4 所示。结果发现该曲线与  $k_{cl}$  无关, 这一结果说明  $k_{cl}$  对基模出现截止的临界条件没有影响。

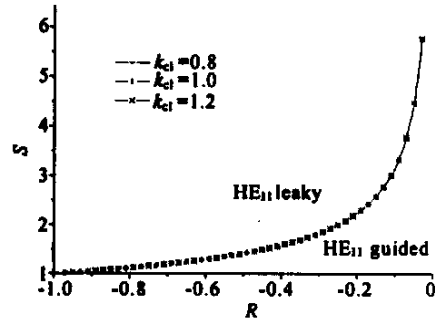


Fig.4 Cutoff limit for the  $HE_{11}$  mode for various  $k_{cl}$

图 5(a) 图 5(b) 表示了对给定的  $k_{cl}$  和  $R$  4 个低次模式的截止频率  $V_c$  随  $S$  的变化曲线。图 5(a) 说明, 无论  $R$  为何值,  $k_{cl} = 1$  时  $HE_{21}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  截止状态是简并的。而当  $k_{cl}$  等于 0.8 和 1.2 时, 上述三个模式的截止曲线出现分离,  $R < 0$  且绝

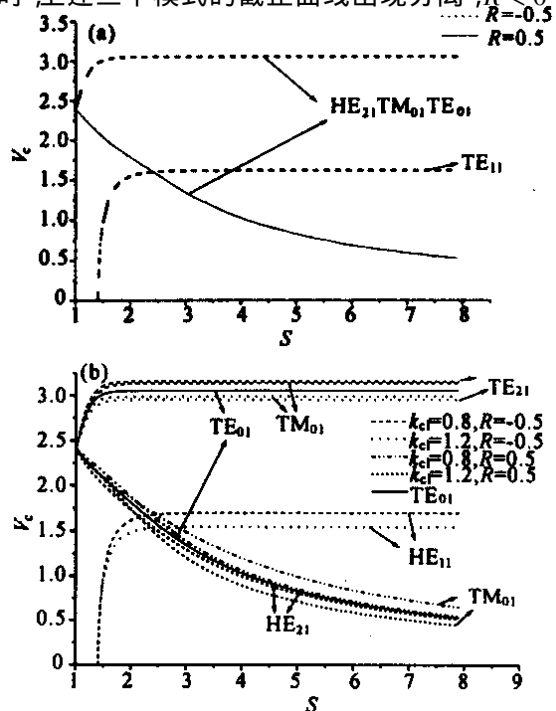


Fig.5 Normalized frequency at cutoff  $V_c$  as a function of  $S$  for various  $R$  for (a)  $k_{cl} = 1$ ; (b)  $k_{cl} = 0.8, 1.2$

对值越小,分离程度越大。图 5(b)中实线表示的  $TE_{01}$  模的截止曲线不随  $k_d$  的改变而变化。

### 3.3 基模波导色散

按 2.2 中所述的方法求解波导色散  $d(VB)/dV$ 、 $Vd^2(VB)/dV^2$ 。图 6(a) 图 6(b) 分别给出了  $S=1.5$  时  $d(VB)/dV$ 、 $Vd^2(VB)/dV^2$  随归一化频率  $V$  的变化曲线,图中 1、2、3 组曲线分别代表了  $R$  取三种不同值时情况。由图看出  $k_d > 1$  和  $k_d < 1$  的曲线相对  $k_d = 1$  的曲线移动方向相反。研究发现,  $k_d$  偏离 1 越远,曲线移动的位置越大。图 7(a) 图 7(b) 表示了  $S=2$  时  $d(VB)/dV$ 、 $Vd^2(VB)/dV^2$  随归一化频率  $V$  的变化曲线,图中曲线变化规律与图 6 相同。从图 6、图 7 可见,当  $R$ 、 $S$  及归一化频率  $V$  确定后,  $k_d$  的变化仍能改变  $d(VB)/dV$ 、 $Vd^2(VB)/dV^2$  的值,从而改

变总色散。

表 1 给出了参量  $R$ 、 $S$  及  $\Delta n + \Delta n'$  值确定后,  $\lambda$  为零色散波长时,  $k_d$  对  $V$  值的影响。由表看出在给出的两组参量下,当  $\lambda = 1.55 \mu m$ 、 $k_d$  从 0.8 变到 1.2 时,  $V$  值的变化范围分别为 1.86 到 1.70 和 1.65 到 1.44。如果参量  $R$ 、 $S$ 、 $a$  及  $\Delta n + \Delta n'$  均确定,则  $V$  确定,此时可以改变  $k_d$  来选择该波导的零色散波长  $\lambda$ 。当  $R = -0.5$ ,  $S = b/a = 1.5$ ,  $\Delta n + \Delta n' = 6.3 \times 10^{-3}$ ,  $V = 1.8$ ,  $k_d = 0.8$  时,  $\lambda = 1.60 \mu m$ ;  $k_d = 1.2$  时,  $\lambda = 1.48 \mu m$ , 说明  $k_d$  从 0.8 变到 1.2 时,零色散点可从  $1.60 \mu m$  变到  $1.48 \mu m$ , 这是原有的双包层光纤无法实现的。所以说,可通过改变  $k_d$  的值来调整光纤的所有色散特性,如零色散点、色散斜率、色散平坦区域及色散平坦程度等。

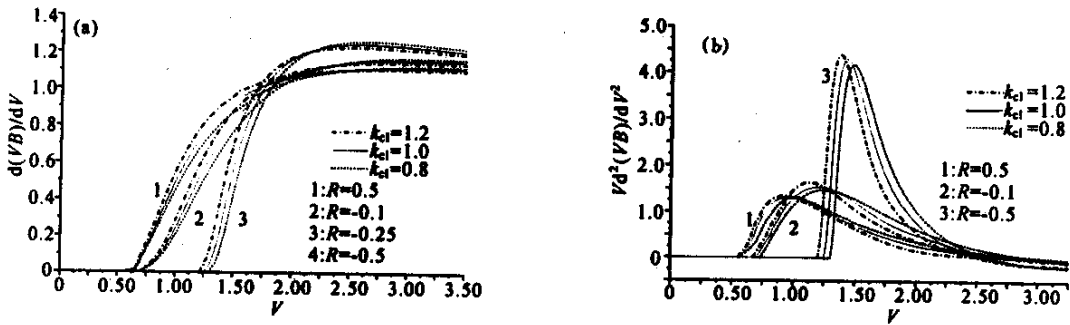


Fig. 6 (a) Dispersion parameters  $d(VB)/dV$  and (b)  $Vd^2(VB)/dV^2$  for various  $R$  for  $k_d = 0.8, 1.2$  with  $S = 1.5$

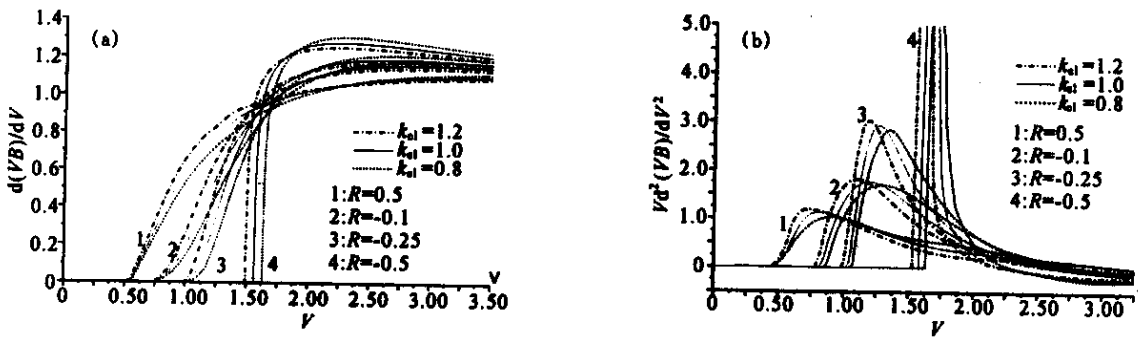


Fig. 7 (a) Dispersion parameters  $d(VB)/dV$  and (b)  $Vd^2(VB)/dV^2$  for various  $R$  for  $k_d = 0.8, 1, 1.2$  with  $S = 2$

Table 1. Dates of normalized frequency  $V$  as a function of  $k_d$  at zero-dispersion point ( $\lambda = 1.55, 1.7 \mu m$ ) when  $R, S$  and  $\Delta n + \Delta n'$  are constants

parameters	$R = -0.5, S = 1.5, \Delta n + \Delta n' = 6.3 \times 10^{-3}$						$R = -0.25, S = 2, \Delta n + \Delta n' = 5.8 \times 10^{-3}$					
	1.55			1.70			1.55			1.70		
$\lambda / \mu m$	1.55			1.70			1.55			1.70		
$k_d$	0.8	1.0	1.2	0.8	1.0	1.2	0.8	1.0	1.2	0.8	1.0	1.2
$V$	1.86	1.80	1.70	1.71	1.65	1.58	1.65	1.55	1.44	1.38	1.30	1.26

结论 本文研究了以单轴各向异性材料为内包层的双包层光纤的模型,得出了该类光纤的精确特征方程,解决了因精确特征方程较为复杂而无法直接求解

波导色散的困难。研究发现主轴折射率比  $k_d$  对各低次矢量模的模式色散和截止特性及单模传输时波导色散有明显的影 响。结合  $R$ 、 $S$  的改变,  $k_d$  的改变将

给波导色散及总色散一个更大的选择范围,在选择适当的  $S$  和  $R$  后,可通过改变参量  $k_{cl}$  来调整波导色散值,使得零色散点、色散平坦区域及色散平坦程度等的设计更为灵活,可以按所要求优化该类光纤色散特性。本文的研究结果为获得更为理想的色散补偿、色散平坦光纤及设计新型无源光器件提供了重要依据,也在理论上为计算多包层光纤单模传输时的波导色散提供了一种有效的分析方法。

### 参 考 文 献

- [1] Monerie M. Propagation in doubly clad single-mode fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982, **QE-18**(4) 535 ~ 542  
 [2] Hagemann H J, Lade H, Warnier J. The performance of

- depressed-cladding single-mode fibers with different  $b/a$  ratios. *J. Lightwave Technology*, 1991, **9**(6) 689 ~ 694  
 [3] Luo Jie, Qi Qian, Ye Peida. The relation between the dispersion characteristics of W-profile broadband dispersion compensation fiber and its structural parameters. *J. Opt. Commun.*, 2000, **21**(3) 90 ~ 93  
 [4] Neves I V, Fernandes A S C. Dispersion patterns for extended W-and M-type optical fiber profiles. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 2000, **24**(2):112 ~ 117  
 [5] Nunes F D, de Souza Melo C A. Theoretical study of coaxial fibers. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(3) 388 ~ 398  
 [6] Snyder A W, Love J D. *Optical Waveguide Theory*. London: Chapman and Hall, 1983  
 [7] Wu Chongqing. *Optical Waveguide Theory*(光波导理论). Beijing: Tsinghua University Press, 2000. 67 (in Chinese)

## Analysis of Characteristics of Doubly Clad Fibers Influenced by Birefringent Single Crystal Cladding

Zhang Xiaoping Tan Zhihong

(Institute of Information Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

(Received 12 July 2001; revised 20 September 2001)

**Abstract:** A doubly-clad optical fiber with an inner cladding made of birefringent single crystal whose optical axis is parallel to the fiber axis is discussed. Exact characteristic equations are derived for vector modes. The influence of the ratio ( $k_{cl}$ ) of the ordinary ray refractive index to the extraordinary ray index upon the waveguide dispersion is analyzed in detail. It is impossible to deduce the expression of waveguide dispersion because of the complexity of the characteristic equations, a feasible approach to calculate the waveguide dispersion is presented. The results show that with the change of  $k_{cl}$ , the value of waveguide dispersion changes correspondingly as the geometrical and optical parameters ( $S$  and  $R$ ) keeping invariable. The influences made by  $k_{cl}$ ,  $S$  and  $R$  on the propagation and cutoff characteristics of low order modes are also analysed. The result provide a significant reference for designs of new types of dispersion-flattened fiber, dispersion shift fiber and passive optical devices.

**Key words:** birefringent single crystal; doubly clad fiber; waveguide dispersion; cutoff characteristics; dispersion-flattened