

非对称型 Kerr 类介质膜漏波导中的 非线性导波

王 奇 薛秉章 蔡英时

(上海科学技术大学物理系)

1987 年 7 月 31 日收到

提 要

本文研究了特定边界条件下非对称型 Kerr 类介质膜漏波导中 TE_0 光波的传播特性。计算结果表明,介质膜厚存在一临界值。临界值之上没有导波存在,临界值之下能同时存在强场 TE_0 模和弱场 TE_0 模,它们具有不同的传播波数。这两个模的膜内传播功率、场强峰值位置随膜厚和光场频率的变化各不相同,色散关系也有极大差别。在对称极限之下,弱场 TE_0 模的色散为零。

一、引 言

自从 Kaplan 发表了光波在光学线性和非线性介质界面上的反射与折射特性以来^[1, 2] 极大地刺激了非线性介质表面上光传导特性的研究。目前,光波在多层非线性介质和介质膜波导中的传播特性已经成为集成光学领域中的重要研究课题。

根据光学线性与非线性介质的交界组合,目前理论上研究的非线性介质波导主要分成两类。一类是由一层线性介质膜与两个半无限大的非线性介质交界组成;另一类是由一层非线性介质膜与两个半无限大线性介质交界组成。对前一类非线性介质呈光学 Kerr 效应的薄膜波导的理论研究已取得很大进展,得到了这类波导的色散关系,传播功率和导模能量分布等^[3, 4],揭示了阈值特性和非共振光学滞后效应,显示了这类波导用作光学限制器件、双稳开关器件以及高低功率阈值器件等的广阔前景^[5]。但是对后一类介质膜波导的研究至今文章很少^[6-8]。文献[6]把膜层中传播模表示成 Jacobi 椭圆函数的模数的隐函数,得到了传播模的波数与传播功率的关系。最近, Boardman 等人用非线性膜层界面的场强值作为参量得到了相似的关系^[7]。但是由于 Jacobi 椭圆函数处理计算上的复杂性,目前尚不能对非线性介质膜波导中光场的传播特性给出一个比较全面的简洁的具有清晰物理图像的描述。

1983 年, Langbein 等人首次令非线性波动方程的一次积分常数为零,获得了一种新的非线性介质膜中传播光场的表达式^[9]。这样,研究非线性介质膜波导的导波特性和研究光波在非线性介质表面的反射、折射行为有了相通之处^[10]。

本文用文献[9]中膜层内传播光场的表达式,即在介质膜界面上的场强取特定值的

条件下分析非对称型 Kerr 类自聚焦介质膜波导中 TE_0 模稳定传播的条件。发现在膜厚临界值之下能同时存在强场 TE_0 模和弱场 TE_0 模, 它们有不同的传播波数。研究了这两个导模的色散关系、场强峰值位置以及膜内传播功率等随膜厚和光场频率变化的关系。计算简洁, 并获得了目前尚未被揭示过的令人感兴趣的 TE_0 导模的新的传播特性。

二、理 论

本文研究的非线性介质膜波导的结构如图 1 所示。区域 I ($z < 0$) 和区域 III ($z > d$) 是介电常数分别为 ϵ_{10} 和 ϵ_{30} 的各向同性的半无限大线性介质。区域 II ($0 < z < d$) 是 Kerr 类介质膜, 其介电常数 ϵ_2 是光场强度的函数

$$\epsilon_2 = \epsilon_{20} + \alpha_2 |E|^2, \quad (1)$$

ϵ_{20} 是膜层零光场时的介电常数, α_2 是非线性 Kerr 系数。 $E = E(x, y, z)$ 是局域场。这里取 $\epsilon_{20} < \epsilon_{10} < \epsilon_{30}$ 和 $\alpha_2 > 0$, 即研究的是 Kerr 类自聚焦介质膜“漏波导”。这样的波导在弱光场极限下是不能导波的。

研究 TE 模的传播行为, 设三个区域内传播的是具有角频率 ω , 沿 x 方向传播沿 y 方向无限扩展的二维光波。TE 模的电磁场具有下述形式:

$$\mathbf{E} = (0 \ E_y(z) \ 0) \exp(ik_x x - i\omega t),$$

$$\mathbf{H} = (H_x(z) \ 0 \ H_z(z)) \exp(ik_x x - i\omega t). \quad (2)$$

我们取 $E(z) = E_y(z)$ 为实数, k_x 也为实数, 即不考虑传播光场的衰减特性。由上述单色光场满足 Maxwell 波动方程, 得到波导三个区域内与坐标 z 向有关的光场振幅满足

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} - k_1^2 E_1 = 0, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} - (k_2^2 - \alpha_2 k_0^2 E_2^2) E_2 = 0, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial^2 E_3}{\partial z^2} - k_3^2 E_3 = 0, \quad (3c)$$

式中 $k_i^2 = k_x^2 - \epsilon_{i0} k_0^2$ ($i = 1, 2, 3$), $k_0 = \omega/c$ 。一般来说, 在介质膜层中可以激发导波, 也可能在介质界面附近形成表面波。判据是, 当传播常数 $k_x^2 < \epsilon_{20} k_0^2$ 时激发导波, 当 $k_x^2 > \epsilon_{20} k_0^2$ 时形成表面波。

对 (3) 式中各方程积分可得

$$\left(\frac{\partial E_1}{\partial z} \right)^2 - k_1^2 E_1^2 = 0, \quad (4a)$$

$$\left(\frac{\partial E_2}{\partial z} \right)^2 - (k_2^2 - \alpha_2 k_0^2 E_2^2) E_2^2 = C_2, \quad (4b)$$

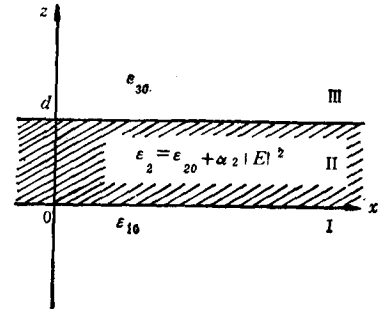
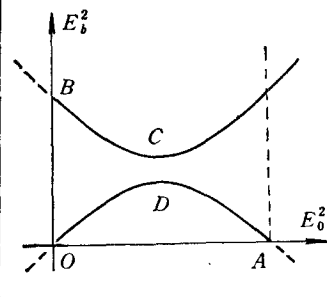
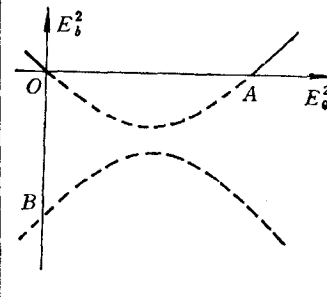
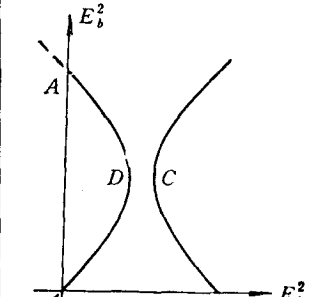
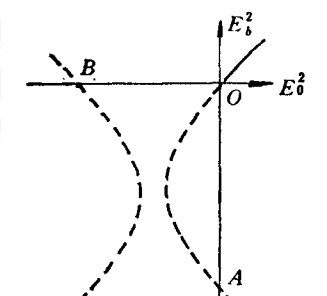


图 1

表 1

波导结构参数		曲线中心 所属象限	曲线图形	曲线特殊点坐标
$\eta_3^2 > \eta_1^2$	$\frac{\eta_1}{\alpha_2} > 0$	I		$O(0, 0)$ $A(2\eta_1/\alpha_2, 0)$ $B(0, 2\eta_3/\alpha_2)$ $C\left(\eta_1/\alpha_2, \frac{\eta_3 + \sqrt{\eta_3^2 - \eta_1^2}}{\alpha_2}\right)$ $D\left(\eta_1/\alpha_2, \frac{\eta_3 - \sqrt{\eta_3^2 - \eta_1^2}}{\alpha_2}\right)$
	$\frac{\eta_3}{\alpha_2} > 0$			
$\eta_3^2 > \eta_1^2$	$\frac{\eta_1}{\alpha_2} > 0$	IV		$O(0, 0)$ $A(2\eta_1/\alpha_2, 0)$ $B(0, -2 \eta_3/\alpha_2)$
	$\frac{\eta_3}{\alpha_2} < 0$			
$\eta_3^2 < \eta_1^2$	$\frac{\eta_1}{\alpha_2} > 0$	I		$O(0, 0)$ $A(0, 2\eta_3/\alpha_2)$ $B(2\eta_1/\alpha_2, 0)$ $C\left(\frac{\eta_1 + \sqrt{\eta_1^2 - \eta_3^2}}{\alpha_2}, \eta_3/\alpha_2\right)$ $D\left(\frac{\eta_1 - \sqrt{\eta_1^2 - \eta_3^2}}{\alpha_2}, \eta_3/\alpha_2\right)$
	$\frac{\eta_3}{\alpha_2} > 0$			
$\eta_3^2 < \eta_1^2$	$\frac{\eta_1}{\alpha_2} < 0$	III		$O(0, 0)$ $A(0, -2 \eta_3/\alpha_2)$ $B(-2 \eta_1/\alpha_2 , 0)$
	$\frac{\eta_3}{\alpha_2} < 0$			

$$\left(\frac{\partial E_3}{\partial z}\right)^2 - k_3^2 E_3^2 = 0. \quad (4c)$$

积分常数 C_2 可由 E 和 $\partial E/\partial z$ 在膜层界面上的连续条件得出

$$\begin{aligned} C_2 &= k_0^2 E_0^2 \left(\varepsilon_{20} - \varepsilon_{10} + \frac{\alpha_2}{2} E_0^2 \right) \\ &= k_0^2 E_b^2 \left(\varepsilon_{20} - \varepsilon_{30} + \frac{\alpha_2}{2} E_b^2 \right), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 E_0, E_b 分别是下边界 ($z = 0$) 和上边界 ($z = d$) 处的电场值. (5) 式可化为标准二次曲线方程

$$\frac{\alpha_1^2}{\eta_3^2 - \eta_1^2} \left(E^2 - \frac{\eta_3}{\alpha_2} \right)^2 - \frac{\alpha_2^2}{\eta_3^2 - \eta_1^2} \left(E_0^2 - \frac{\eta_1}{\alpha_2} \right)^2 = 1, \quad (6)$$

式中 $\eta_1 = \varepsilon_{10} - \varepsilon_{20}$, $\eta_3 = \varepsilon_{30} - \varepsilon_{20}$. (6) 式决定了膜层上下界面处的场强构成双曲线关系. 在 $OE_0^2 E^2$ 坐标系中, 此双曲线可分成两类, 一类焦点在 OE_0^2 方向, 另一类焦点位于 OE_b^2 方向. 双曲线的中心位置 ($\eta_1/\alpha_2, \eta_3/\alpha_2$) 可分别处于第 I, II, III 或第 IV 象限, 这具体由波导结构参量 η_1, η_3 和 α_2 决定. 表 1 给出了 8 种双曲线图形中的 4 种, 另外 4 种图形和其特殊点的坐标可分析这 4 种曲线的规律性而得出. 因为前面已假设 $E(z)$ 为实数, 故在第 I 象限中用实线表示的曲线才是可取的. 从表 1 中曲线可以清楚地看出, 对于一个下边界场强 E_0 , 可以有两个、一个或没有上边界的场 E_b 与其对应. 文献 [7] 研究了 E_0^2 与 E_b^2 构成最简单关系的波导特性 (即表 1 第 2 图). 尽管如此, 数学处理仍比较复杂, 物理图像不易突出.

本文研究 $C_2 = 0$ 情况. 从方程 (5) 可见, 取 C_2 等于零实际上是对 TE 模在膜层边界处的场值作了限制, 是一种特殊情况. 在这一特殊情况下, 非线性介质膜层中的波动方程有物理意义明确的解析解, 由此解出发研究得到的光场的传播特性的物理图像比较清楚.

$C_2 = 0$ 时, 波导各区域内光场分布可表示为

$$E(x, z) \begin{cases} E_{10} e^{i k_x x} e^{k_{1z} z} & z \leq 0, \\ E_{20} e^{i k_x x} \operatorname{sech}[k_{2z}(z - z_0)] & 0 \leq z \leq d, \\ E_{30} e^{i k_x x} e^{-k_{3z} z} & z \geq d, \end{cases} \quad \begin{matrix} (7a) \\ (7b) \\ (7c) \end{matrix}$$

式中 E_{10}, E_{20}, E_{30} 和 k_{1z}, k_{2z}, k_{3z} 分别表示三个区域内的场振幅和衰减系数, z_0 是导模场强的峰值位置, k_x 是传播波数.

把方程 (7) 中诸式代入方程 (3), 得到

$$k_{1z}^2 = k_x^2 - k_{10}^2 \quad (i = 1, 2, 3), \quad (8a)$$

$$k_{2z} = k_{20} Q, \quad (8b)$$

式中 $k_{10}^2 = \varepsilon_{10} \frac{\omega^2}{c^2}$, $Q = \sqrt{\frac{\alpha_2}{2\varepsilon_{20}}} E_{20}$. Q 可理解为无量纲峰值场强. 利用方程 (8) 中两式, k_{1z}, k_{3z} 和 k_x 都可表示成 Q 的函数:

$$k_{1z}^2 = k_{20}^2 (Q^2 - a^2), \quad (9a)$$

$$k_{3z}^2 = k_{20}^2 (Q^2 - b^2), \quad (9b)$$

$$k_x^2 = k_{20}^2 (1 + Q^2), \quad (9c)$$

式中定义 $a^2 = (\epsilon_{10} - \epsilon_{20})/\epsilon_{20}$, $b^2 = (\epsilon_{30} - \epsilon_{20})/\epsilon_{20}$.

利用 E , $\frac{\partial E}{\partial z}$ 在 $z = 0$ 和 $z = d$ 处连续的边界条件得到

$$\tanh(k_{2z}z_0) = k_{1z}/k_{2z}, \quad (10a)$$

$$\tanh[k_{2z}(z - z_0)] = k_{3z}/k_{2z}. \quad (10b)$$

在 (10a) 和 (10b) 式等号两边取平方, 利用 (8b), (9a) 和 (9b) 式可以得到

$$Q = \frac{b}{a} [Q \cosh(QD) - \sqrt{Q^2 - a^2} \sinh(QD)], \quad (11)$$

式中 $D \equiv k_{20}d$, 可理解为无量纲膜厚.

由方程 (10b) 和其他有关各式可以求出膜层内峰值场强的位置

$$Z_0 = D - \frac{1}{Q} \ln [(Q + \sqrt{Q^2 - b^2})/b], \quad (12)$$

式中 $Z_0 \equiv k_{20}z_0$, 可看作无量纲峰值场强位置.

另外, 线性介质中的场振幅可表示为

$$E_{10} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{20}}{\alpha_2}} Q \operatorname{sech}(QZ_0), \quad (13)$$

$$E_{30} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{20}}{\alpha_2}} Q \operatorname{sech}[Q(D - Z_0)]. \quad (14)$$

至此, 我们已将表征光波传播特性的诸量表示成 Q 的函数. 一旦 Q 值确定, 传播波的特性就确定了.

分析 (9a) 和 (9b) 两式可知, 要使介质膜层具有导波特性的, 需要 k_{1z} 和 k_{3z} 大于零且为实数, 这就要求 $Q > a$, $Q > b$. 在 $\epsilon_{30} > \epsilon_{10} > \epsilon_{20}$ 的漏波导情况下, 无量纲峰值场强的最小值 $Q_{\min}^2 = (\epsilon_{30} - \epsilon_{20})/\epsilon_{20}$, 亦即 $E_{30\min} = \frac{2}{\alpha_2} (\epsilon_{30} - \epsilon_{20})$, 这时 $\epsilon_{2\min} = \epsilon_{30}$. 这说明在膜层与线性介质的界面上存在一个光场最小值, 在此值之上, 膜层内的感应折射率能使“漏波导”转化为“导波波导”. TE_0 导模的有效折射率最小值为 $n_{\min} = \sqrt{\epsilon_{30}}$. 超越方程 (11) 决定了稳定的 TE_0 模的场强峰值 E_{30} 、光场频率 ω 、膜厚 d 和波导 ϵ_{10} 之间的制约关系.

由方程 (9c) 可见, $k_{1z}^2 > k_{30}^2$ 恒成立. 即在 $C_2 = 0$ 的情况下介质膜波导中导波只能以表面波的形式存在. 我们知道, 线性介质波导中的表面波, 电场总是自介质界面附近向膜层中央衰减. 可是奇特的是, 在非线性介质膜波导中情况却不是这样. 下面可以看到, 膜层中传播光场横向分布的 $\operatorname{sech}[k_{1z}(z - z_0)]$ 函数形式使得这种“表面波”与线性介质膜层中的表面波有很大的不同.

由 (9c) 和 (11) 两方程可导出介质膜波导中的色散方程

$$\cosh \left[\sqrt{n_c^2 - n_{20}^2} \frac{\omega}{c} d \right] - \sqrt{\frac{n_c^2 - n_{10}^2}{n_c^2 - n_{20}^2}} \sinh \left[\sqrt{n_c^2 - n_{20}^2} \frac{\omega}{c} d \right] = \frac{a}{b}, \quad (15)$$

式中 $n_{10}^2 = \epsilon_{10}$.

沿波导 y 方向单位长度内的传播功率可由 Poynting 矢量沿 z 向积分得到

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E} \times \mathbf{H} dz = P_1 + P_{11} + P_{111}. \quad (16)$$

经计算,膜层与两边线性介质中的传播功率分别为

$$P_{11} = \frac{k_x}{k_{1z}^2} E_{20}^2 (k_{1z} + k_{3z}), \quad (17)$$

$$P_1 + P_{111} = \frac{k_x}{2} \left(\frac{E_{10}^2}{k_{1z}} + \frac{E_{30}^2}{k_{3z}} \right). \quad (18)$$

膜层内传播功率占总功率的百分比为

$$\frac{P_{11}}{P} = \frac{2k_{1z}k_{3z}}{k_{1z}k_{3z} + k_{1z}^2} = \frac{2\sqrt{Q^2 - a^2}\sqrt{Q^2 - b^2}}{Q^2 + \sqrt{Q^2 - a^2}\sqrt{Q^2 - b^2}}. \quad (19)$$

方程 (17), (18) 和 (19) 表示的传播功率有十分简洁的形式. 光场在线性介质中衰减越快, k_{1z} 和 k_{3z} 就越大, P_{11} 也就越大. 在 $\epsilon_{30} \rightarrow \epsilon_{10}$ 的极限情况下, $E_{30} = E_{10}$, $k_{3z} = k_{1z}$, 则

$$P_{11} = \frac{k_x k_{1z}}{k_{1z}^2} E_{20}^2, \quad (20)$$

$$P_1 + P_{111} = \frac{k_x}{k_{1z}} E_{10}^2. \quad (21)$$

三、数值计算结果与分析

分析前述各关系式可知,若介质膜波导中存在稳定的 TE_0 导模,则它必须满足超越方程 (11). 方程 (11) 决定了导模场强峰值 Q 与光场频率 ω . 膜厚 d 的依赖关系,见图 2. 取 Q 为横坐标, $y_1 = Q$, $y_2 = \frac{b}{a} [Q \cosh(QD) - \sqrt{Q^2 - a^2} \sinh(QD)]$. y_1 与 y_2 的交点即对应满足边界条件稳定的 TE_0 模解. 作图时取 $\epsilon_{10} = 2.45$, $\epsilon_{20} = 2.30$, $\epsilon_{30} = 3.50$. 图 2 中虚线表示对应的 Q 值小于 Q_{\min} . 由图 2 可见,当无量纲膜厚 D 小于一临界值 D_{cr} ($D_{cr} \approx 2.9$) 时,曲线一般有两个交点,即膜层中一般能稳定传播两种场强峰值的 TE_0 模,一个较强,一个较弱. 以 $D = 1.5$ 为例,当 $Q < Q_1$ 时,膜层中不能激发满足边界条件的稳定的 TE_0 模,当 $Q = Q_1$ 时, TE_0 模才被激发, Q_1 可看作导模的激发阈值. 当场强峰值继续增大,但尚未达到 Q_2 时, TE_0 模不稳定,当 $Q = Q_2$ 时, TE_0 模又稳定传播. $Q > Q_2$ 时, TE_0 模再次趋向不稳定. 若光场波长为 532nm, 则 D_{cr} 对应的膜厚 d 约为 160nm.

图 3 给出了 TE_0 模的 Q 量与 D 值的关系曲线. 曲线上标注的是 ϵ_{30} 的数值, ϵ_{10} , ϵ_{20} 的值与图 2 所取的相同. 曲线表明,对弱场 TE_0 模来说, D 值存在一截止值 D_c , 当 D 值小于 D_c 时,弱场 TE_0 模不能得到激发. 这相当于给定膜厚 d 后,弱波场有一截止频率. 由于膜层中导模的波数受自身局部场控制, TE_0 模存在激发阈值. D 值还存在一临界值 D_{cr} . 波导结构对称性越好, D_{cr} 值越大. 当 $D > D_{cr}$ 时,不存在 TE_0 导模. 当 $D_c < D < D_{cr}$ 时, D 值越小,两个 TE_0 模的场强峰值相差越大. 强波场峰值随 D 值增大而单调减小,且变化率较大. 弱波场不随 D 值作单调变化,变化率较小.

与图 3 相对应,图 4 给出了膜层内 TE_0 模场强峰值位置随 D 值变化的关系曲线. 曲线中自坐标原点出发的近似直线的那部分线段对应两 TE_0 模中强波场峰值位置的变化,

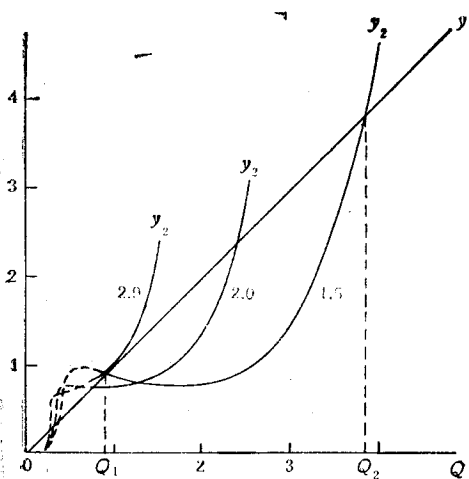
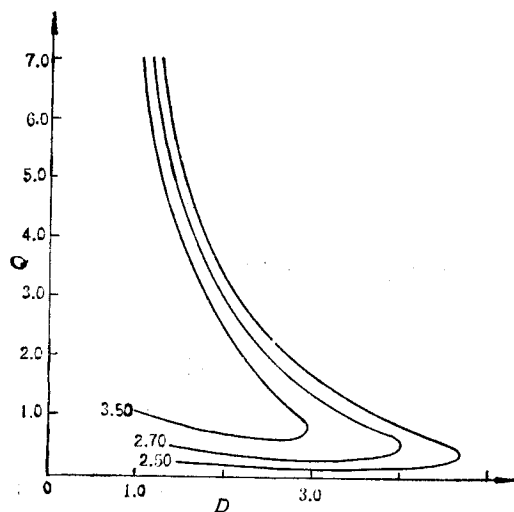
图 2 方程 (11) 的图解 曲线上标注的是 D 值

图 3

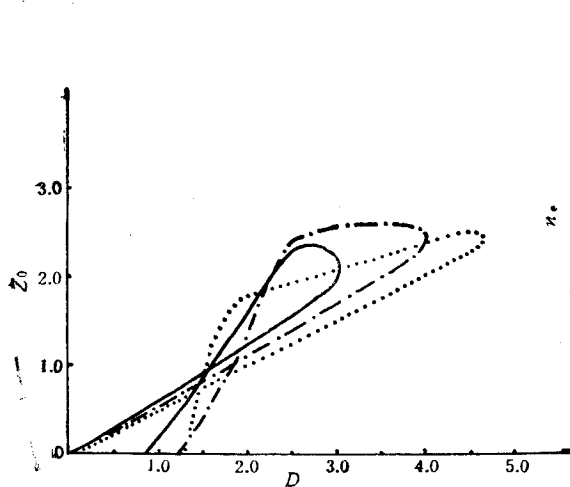


图 4

.....为 2.50; ----为 2.70; ——为 3.50

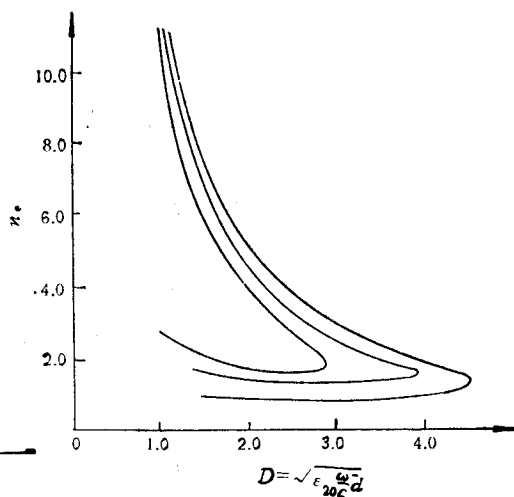


图 5

另一部分对应了弱波场峰值位置的变化。分析曲线可知,当波导的 ϵ_{10} 给定后,强波场的峰值位置总是处于膜层中央略偏向有较高折射率的线性介质 III 一边,这与线性介质膜波导中的导波情况一致。而弱波场的峰值位置可随 D 值的不同而在强波场峰值位置的两旁变动。当 D 值较小时,它的峰值位置偏向有较低折射率的线性介质 I 一边,随着 D 值的增大,峰值位置逐渐移向有较高折射率的线性介质 III 一边。在某一 D 值下,强弱两波场的峰值位置相互重合。弱波场的这个横向分布特性完全不同于线性介质膜波导中的导波或表面波。简而言之,由于 D 值与 ω , d 有关,曲线表明,不管是强场 TE_0 模还是弱场 TE_0 模,当膜厚 d 给定后,它们场强峰值的位置取决于它们的频率 ω ,而弱场 TE_0 模的峰值位置随 ω 的变化远比强场 TE_0 模的峰值位置来得大。

图 5 给出了用 ϵ_{30} 标识的 TE_0 模色散曲线, ϵ_{10} , ϵ_{20} 取值与图 2 相同。图 5 中各条曲

线的有效折射率最小值 $n_{c \min} = \sqrt{\epsilon_{30}}$. 曲线清楚地表明, ϵ_{30} 与 ϵ_{10} 相差越大, 弱波场的有效折射率随 D 值的变化越大, 即色散越严重, 且这时仅存在一个 n_c 等于 $n_{c \min}$. 值得注意的是, 我们所得到的色散曲线与文献 [7] 的不同. 文献 [7] 的曲线表明, 给定边界上的 E_0^2 值后, 所允许的 D 的最小值 D_{\min} 正好对应于 $n_{c \min}$. 而我们的曲线说明 D_{\min} 并不与 $n_{c \min}$ 对应. 我们的 D_{\min} 由 $Z_0 > 0$ 条件决定. 文献 [7] 曲线还指出, 给定 E_0^2 后, 有一个 n_c 或两个 n_c 对应一个 D 值, 但不能有一个 n_c 对应两个 D 值. 可是我们的结果表明, ϵ_{30} 与 ϵ_{10} 相差较大时, 一个弱场 TE_0 模的有效折射率 n_c 能与两个 D 值对应. 而在 $\epsilon_{30} \rightarrow \epsilon_{10}$ 的极限情况下, 弱波场的一个 n_c 值能与一个很大范围内的 D 值相对应. 亦即给定膜厚 d 后, 一个频率在很大范围内变化的弱场 TE_0 模具有同一个有效折射率, 相互之间没有色散.

另外, 文献 [7] 在其结束部分和摘要中指出: 由于单一传播功率导致两种传播波数值, 且存在功率阈值, 所以此非线性介质膜波导有可能用作光学开关. 这样的说法值得研究. 据我们的前述分析, 一个边界上的场强值并不仅仅对应膜层内一种传播功率, 而是可以同时对应两种不同的传播功率. 文献 [7] 中的两个 n_c 值正是分别对应了这两个不同的传播功率, 而不是对应了一个传播功率.

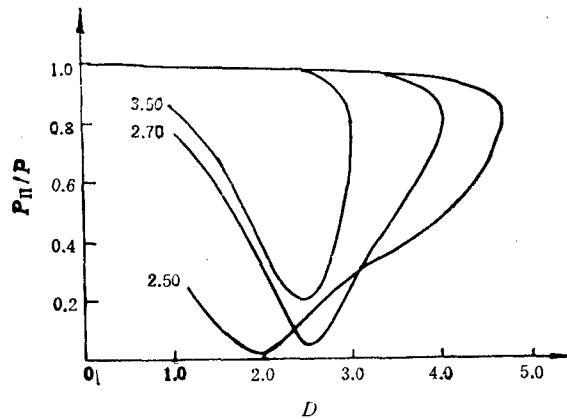


图 6

非线性介质膜层内的传播功率比与无量纲膜厚 D 的关系曲线由图 6 给出. 曲线最上边的一段近似直线的线段代表了强场 TE_0 模膜内功率比的变化趋势, 曲线其余部分代表了弱场 TE_0 模膜内功率比的变化规律. 曲线表明, 给定膜厚 d 后, 强波场的膜内功率比基本上与光场频率无关, 传播的能量大致都集中在非线性膜层内部. 在某一特定频率下, 弱波场的膜内功率比具有最小值, 它对应于弱波场峰值处于 $z = 0$ 的界面上, 小于这个特定频率, 弱波场的膜内功率比随频率增加而减小; 大于这个频率, 功率比随频率增加而增大. 弱波场的传播能量在一个较大的 D 值范围内不是集中在膜层内部而是集中在膜层外的线性介质中, 且对光场频率和膜厚的变化很敏感, 波导结构对称性越好, 这个 D 值范围越大.

四、结 束 语

据前所述, 在我们选取波导的非线性介质膜层界面上的光场为 $E_0^2 = \frac{2}{\alpha_2} (\epsilon_{10} - \epsilon_{20})$ 特

定值的情况下,波导中稳定传播的 TE_0 模具有很多令人感兴趣的特点。无量纲膜厚 $D = \sqrt{\epsilon_{20}} \frac{\omega}{c} d$ 对 TE_0 模的传播特性有重要影响。 D 取在一临界值,临界值之上没有稳定的导波存在,临界值之下,能存在一个或两个不同传播功率、不同波数的 TE_0 模。膜层越薄,这两个模的场强峰值相差越大,传播波数也相差越大。其中强场 TE_0 模色散严重。它在膜层中的峰值位置取决于波导结构的对称性和光场频率,膜内功率比随光场频率的变化很小,传播能量基本上都集中在膜层内部。弱场 TE_0 模存在截止频率,它的场强峰值位置受 D 值变化的影响很大,膜内功率比对频率的变化很敏感。在一个较大的频率变化范围内,弱场 TE_0 模的传播能量大都集中在膜层两边的线性介质中。而且弱场 TE_0 模的色散关系与波导结构的对称性有关,在波导结构取对称的极限情况下,色散为零。

与文献[6—8]一样,本文没有考虑光场传播时的衰减行为。计及光场的衰减将使这个问题的研究变得十分复杂,对此我们将另文研究。

参 考 文 献

- [1] A. E. Kaplan, *JETP Lett.*, 24(1976), 114.
- [2] A. E. Kaplan, *Sov. Phys. JETP*, 45(1977), 896.
- [3] G. I. Stegeman *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 44(1984), 830.
- [4] C. T. Seaton *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21(1985), 774.
- [5] C. T. Seaton *et al.*, *Opt. Engineering*, 24(1985), 593.
- [6] N. N. Akhmediev *et al.*, *Opt. Spectrosc. (USSR)*, 53(1982), 654.
- [7] A. D. Boardman and P. Egan, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22(1986), 319.
- [8] 薛乘章、王 奇、蔡英时, *光学学报*, 待发表。
- [9] U. Langbein *et al.*, *Opt. Comm.*, 46(1983), 167.
- [10] W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.*, 5(1980), 323.

NONLINEAR GUIDED WAVE IN ASYMMETRIC KERR-TYPE DIELECTRIC FILM LEAKY WAVEGUIDE

WANG QI XUE BING-ZHANG CAI YING-SHI

(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology)

ABSTRACT

The propagation characteristics of TE_0 modes is studied in an asymmetric leaky waveguide of Kerr-type dielectric film under certain boundary condition. Our result shows that steady guided wave cannot exist if the film thickness is greater than a critical value, and two TE_0 modes with different wave numbers may exist if the film thickness is less than that critical value. The propagating powers and the positions of the field amplitude peaks of these two modes in the film vary quite differently when the film thickness or the wave frequency changes. The dispersion relations of these two modes are also different. In the limit of symmetric structure, the dispersion of the weaker TE_0 mode is zero.