

文章编号: 1001-4322(2006)10-1702-05

# 钛扩散铌酸锂矩形波导中的双折射耦合对传播常数的影响\*

李登峰<sup>1,2</sup>, 祖小涛<sup>2</sup>, 邱怡申<sup>3</sup>, 董会宁<sup>1</sup>

(1. 重庆邮电学院 光电工程学院, 重庆 400065; 2. 电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054;  
3. 福建师范大学 物理与光电信息科技学院, 福州 350007)

**摘要:** 从亥姆霍兹方程出发,得到了各向异性光波导在弱导近似下的耦合模理论。耦合系数包括偏振耦合项和双折射耦合项。并用马卡提里近似下的模式作为零级近似。用一级微扰法计算了折射率渐变分布的钛扩散铌酸锂矩形波导的传播常数。在给定参数的情况下,得到双折射项引起的传播常数的改变约为主微扰项的 3%,因此双折射耦合对钛扩散铌酸锂矩形波导的性能影响不可忽略,这对设计和分析与它相关的光波导器件具有指导意义。

**关键词:** 导波光学; 钛扩散铌酸锂矩形波导; 双折射耦合; 传播常数

**中图分类号:** 4281F **文献标识码:** A

由于铌酸锂材料具有传输损耗低、容易制做、对外部环境敏感及电光系数大等优点,钛扩散铌酸锂矩形波导广泛应用于可调滤波器<sup>[1]</sup>、电光波导调制器<sup>[2]</sup>和声光色散补偿器<sup>[3]</sup>等光电器件中。对于 2 维渐变折射率钛扩散铌酸锂矩形波导,深度方向( $x$ )的折射率分布常受宽度方向( $y$ )的调制<sup>[4]</sup>,从而发生耦合,使传播常数发生改变,其中双折射耦合是很重要的方面,而且在光波导器件中很小的双折射耦合将使它的性能发生很大的变化,如  $1.3 \times 10^{-4}$  的双折射使长周期光纤光栅的损耗峰平移  $4.2 \text{ nm}$ <sup>[5]</sup>。对双折射耦合的本质分析依靠耦合模理论。但据我们所知,在原有理论中不存在双折射耦合项。在得到了各向同性光波导受到各向同性微扰和各向异性微扰时的严格矢量耦合模理论的基础上<sup>[6-7]</sup>,我们分析了各向异性光波导在弱导近似下的耦合模理论<sup>[8]</sup>,找到了双折射耦合项和偏振耦合项,为数值模拟和实验分析中同时考虑偏振耦合和双折射耦合<sup>[9-10]</sup>以及用双折射耦合补偿偏振依赖性<sup>[11]</sup>提供了理论依据,有助于深层次理解双折射耦合现象。

本文给出了各向异性光波导在弱导近似下的耦合模理论。在此基础上,把马卡提里近似下的模式作为零级近似,用一级微扰法计算了 2 维折射率渐变分布的钛扩散铌酸锂矩形波导的传播常数,发现双折射耦合对传播常数的影响不可忽略。

## 1 耦合模理论

光波导遵循以下的亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (1)$$

其中  $\boldsymbol{\varepsilon}$  为任意光波导的介电常数,它是二阶张量。

由光波导高斯定律可得

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \nabla \cdot (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}) = (\nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{E} + (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{E} = \\ &(\nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{E} + (\boldsymbol{\varepsilon}_{00} \nabla) \cdot \mathbf{E} + [(\boldsymbol{\varepsilon}_0 - \boldsymbol{\varepsilon}_{00} \mathbf{I}) \cdot \nabla] \cdot \mathbf{E} + (\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{E} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $\boldsymbol{\varepsilon}_{00}$ 是各向同性光波导在未受微扰时的介电常数; $\boldsymbol{\varepsilon}_0$ 是各向异性光波导在未受微扰时的对角元上的介电常数; $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$ 是微扰项,它包括由于微扰而产生的非对角或对角元素。介电常数  $\boldsymbol{\varepsilon}_0$  和  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$  都是二阶张量, $\mathbf{I}$  为单位张量。

在(2)式两边同乘以  $1/\boldsymbol{\varepsilon}_{00}$  可得

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}}(\nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}}(\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{E} - \frac{(\boldsymbol{\varepsilon}_0 - \boldsymbol{\varepsilon}_{00} \mathbf{I}) \cdot \nabla}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}} \cdot \mathbf{E} \quad (3)$$

\* 收稿日期:2006-02-22; 修订日期:2006-09-04  
基金项目:重庆市科委基金资助课题(2005BB4070);重庆市教委基金资助课题(050502);重庆邮电学院青年基金资助课题(A2005-17)  
作者简介:李登峰(1977—),男,四川南充人,在读博士,主要从事光波导理论与光学材料研究;lidf@cqupt.edu.cn。

受微扰的光波导的电磁场可近似表示成正规光波导场的线性叠加<sup>[12]</sup>, 即

$$\mathbf{E} = \sum_{\mu} c_{\mu}(z) \exp(j\beta_{\mu}z) e_{\mu}(x, y) \quad (4)$$

式中:  $c_{\mu}(z)$  是关于  $z$  的缓变项;  $\beta_{\mu}$  是传播常数;  $e_{\mu}(x, y)$  为正规光波导模式场分布。把(3)和(4)式代入(1)式并经过一系列的推导, 可以得到弱导近似下的耦合模方程<sup>[8,13]</sup>

$$\frac{dc_{\nu}}{dz} = \sum_{\mu} jk_{\nu\mu} c_{\mu} \quad (5)$$

其中

$$k_{\nu\mu} = \frac{k^2 \iint_{\infty} e_{\nu}^* \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot e_{\mu} dA - \iint_{\infty} \left( \frac{\nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}} \cdot e_{\mu} \right) (\nabla_t \cdot e_{\nu}^*) dA}{2\beta_{\nu} \iint_{\infty} e_{\nu}^2 dA} + \frac{- \iint_{\infty} \left[ \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_0 - \boldsymbol{\varepsilon}_{00} \mathbf{I}}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}} \cdot \nabla \cdot e_{\mu} \right] (\nabla_t \cdot e_{\nu}^*) dA - \iint_{\infty} \left( \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \nabla}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}} \cdot e_{\mu} \right) (\nabla_t \cdot e_{\nu}^*) dA}{2\beta_{\nu} \iint_{\infty} e_{\nu}^2 dA} \quad (6)$$

在(6)式中, 由于第一项中包含乘积项  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$ , 而且它与标量耦合模理论中的耦合系数一样, 因此可把它定义为微扰耦合项, 也是常说的主项; 第二项与常用的矢量耦合模理论中的偏振耦合项<sup>[14]</sup> 基本一样, 只是现有理论中只包含微扰项横向方向的导数。我们的耦合模理论既包含横向方向的导数, 又包含纵向方向的导数; 第三项由于在具体的各向异性光波导中  $\frac{\boldsymbol{\varepsilon}_0 - \boldsymbol{\varepsilon}_{00} \mathbf{I}}{\boldsymbol{\varepsilon}_{00}} = \frac{n_c^2 - n_o^2}{n_o^2}$ , 因此它可表示双折射所引起的传播常数改变情况。虽然后三项相对于第一项来说是少量, 但当  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$  不存在时, 第一项为 0, 只剩下数量级相当的后三项, 故这四均不可忽略。

从耦合系数的表达式可以看出, 它包含偏振耦合项和双折射耦合项。这样, 我们就可以从理论上去解释环形共振器通过应力感应双折射来补偿偏振依赖性。而且可以作为很多关于耦合现象的数值模拟中同时考虑了偏振耦合和双折射耦合的有力依据。

## 2 射率渐变分布的钛扩散铌酸锂矩形波导的数值计算

现在我们来分析钛扩散铌酸锂矩形介质波导由于本身折射率分布而产生的耦合。矩形介质波导如图 1 所示, 它的上表面与空气相接, 镶嵌在同一种衬底材料铌酸锂晶体中, 因此矩形波导四周的折射率  $n_2 = n_4 = n_5$ ,  $n_3 = 1$ 。其中  $n_1$  为波导内的折射率,  $W$  是钛条宽度,  $T$  是扩散深度。

由于矩形波导有非常复杂的电磁场边值问题, 一般用近似分析才能求解。我们假设介质波导中的模式远离截止, 大部分功率只在波导芯区内传播, 从而可用马卡提里近似<sup>[15]</sup> 来分析。在弱导条件下, 矩形介质波导中的传播模式可分为两种类型, 即  $E_{mm,x}$  模和  $E_{mm,y}$  模。 $E_{mm,x}$  模具有的横向电磁场分量主要是  $E_x$  和  $H_y$ ,  $E_{mm,y}$  模具有的横向电磁场分量主要是  $E_y$  和  $H_x$ 。现在我们考虑由于矩形介质波导本身引起的  $E_x$  和  $E_y$  之间的耦合。

设电磁场随时间  $t$  和空间轴  $z$  的变化为  $\exp[j(\beta z - \omega t)]$ , 由矩形介质波导中电磁场满足的波动方程和近似条件可得到  $E_{mm,x}$  模的模式场分布为<sup>[15-16]</sup>

$$H_y = \begin{cases} H_1 \cos(k_x x + \xi) \cos(k_y y + \eta) \\ H_2 \exp(k'_{2x} x) \cos(k_y y + \eta) \\ H_3 \exp(-k'_{3x} x) \cos(k_y y + \eta) \\ H_4 \cos(k_x x + \xi) \exp(-k'_{4y} y) \\ H_5 \cos(k_x x + \xi) \exp(-k'_{5y} y) \end{cases} \quad (7)$$

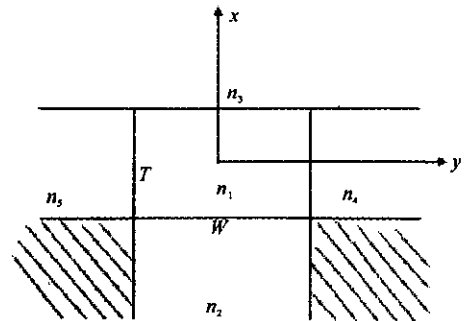


Fig. 1 Schematic diagram of the rectangle waveguide  
图 1 矩形波导示意图

其中

$$\begin{cases} k_{2x}'^2 = k_0^2(n_1^2 - n_2^2) - k_x^2 \\ k_{3x}'^2 = k_0^2(n_1^2 - n_3^2) - k_x^2 \\ k_{4y}'^2 = k_0^2(n_1^2 - n_4^2) - k_y^2 \\ k_{5y}'^2 = k_0^2(n_1^2 - n_5^2) - k_y^2 \end{cases} \quad (8)$$

由于  $n_4 = n_5$ , 所以  $k_{4y}' = k_{5y}'$ 。我们假设常数振幅因子  $H_1 = H_2 = H_3 = H_4 = H_5 = 1$ , 任意位相因子  $\xi = \eta = 0$ ,  $H_x = 0$ , 根据麦克斯韦方程推出来的电磁场分量之间的关系可得芯区  $E_x$  为

$$E_x(x, y) = \frac{k_0^2 n_1^2 - k_x^2}{\omega \epsilon_0 n_1^2 \beta} H_{1y} = \frac{k_0^2 n_1^2 - k_x^2}{\omega \epsilon_0 n_1^2 \beta} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \quad (9)$$

由电磁场在  $x$  和  $y$  方向的边界上连续条件可得  $E_{11,x}$  模的模式本征方程组

$$\begin{cases} k_x T = \pi - \arctan[(n_1^2/n_2^2)(k_x/k_{2x}')] - \arctan[(n_3^2/n_1^2)(k_x/k_{3x}')] \\ k_y W = \pi - \arctan(k_y/k_{4y}') - \arctan(k_y/k_{5y}') \end{cases} \quad (10)$$

取  $n_1 = 2.15$ ,  $n_2 = n_4 = n_5 = 2.142$ ,  $n_3 = 1$ ,  $T = 8 \mu\text{m}$ ,  $W = 12 \mu\text{m}$ , 入射波长  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ 。把上述值和式(8)代入方程组(10)可得

$$\begin{cases} k_x = 3.927 \times 10^5 \text{ m}^{-1} \\ k_y = 2.618 \times 10^5 \text{ m}^{-1} \end{cases} \quad (11)$$

再由

$$\beta^2 = k_0^2 n_1^2 - (k_x^2 + k_y^2) \quad (12)$$

可得模式本征值  $\beta = 9.241 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 。

把  $\omega = k_0 c = 1.257 \times 10^{15} \text{ Hz}$  和  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  以及上面所得的已知值代入(9)式, 得芯区的模式场分布

$$E_x(x, y) = 170.344 \cos(3.927 \times 10^5 x) \cos(2.618 \times 10^5 y) \quad (13)$$

同理, 由电磁场在  $x$  和  $y$  方向的边界上连续条件可得  $E_{11,y}$  模的模式本征方程组

$$\begin{cases} k_x' T = \pi - \arctan(k_x'/k_{2x}') - \arctan(k_x'/k_{3x}') \\ k_y' W = \pi - \arctan[(n_4^2/n_1^2)(k_y'/k_{4y}')] - \arctan[(n_5^2/n_1^2)(k_y'/k_{5y}')] \end{cases} \quad (14)$$

算得  $\beta' = 9.241 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 从而可得到在矩形波导芯区  $E_{11,y}$  模式的主要电磁场分量

$$E_y(x, y) = \cos(3.927 \times 10^5 x) \cos(2.62 \times 10^5 y) \quad (15)$$

从以上可知, 由于矩形波导芯区的折射率和包层的折射率相差极小, 使得  $E_{mm}^x$  模和  $E_{mm}^y$  模的传播常数  $\beta$  和  $\beta'$  是相同的, 两模式简并。

在如图 1 所示的钛扩散铌酸锂波导里, 其深度方向和宽度方向都是渐变的, 我们采用文献[4, 15]的处理方法, 波导在  $x$  方向的折射率分布为高斯函数, 在  $y$  方向近似为两个误差函数的叠加, 从而得到 2 维扩散波导非常光的折射率分布为

$$n_e^2(x, y, \lambda) = n_e'^2 + 2n_e' \Delta n_e \exp(-x^2/T^2) f(2y/W) \quad (16)$$

其中

$$\begin{cases} f(\frac{2y}{W}) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{W}{2T}\left(1 + \frac{2y}{W}\right)\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{W}{2T}\left(1 - \frac{2y}{W}\right)\right] \right\} \\ \Delta n_e = [B_0(\lambda) + B_1(\lambda)(\tau/T)](\tau/T)^\alpha \end{cases} \quad (17)$$

$n_e' = 2.15$  表示均匀铌酸锂波导非常光的折射率;  $\tau$  是钛条厚度, 我们取  $\tau = 80 \text{ nm}$ ;  $n_0 = 2.229$ ;  $\alpha = 0.8$ 。当  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  时,  $B_0 = 0.1293$ ,  $B_1 = 9.1153$ 。从(16)式可以看出, 沿  $x$  方向的高斯折射率分布还要被函数  $f(2y/W)$  调制, 从而它们模式之间产生耦合。这时的折射率微扰可以表示为

$$\tilde{\epsilon}(x, y) = 2n_e' \Delta n_e \exp(-x^2/T^2) f(2y/W) \quad (18)$$

因为

$$\operatorname{erf}(y) = 2 \sqrt{1 - \exp(-y^2)} \quad (19)$$

所以

$$f(\frac{2y}{W}) = \sqrt{1 - \exp[-(3 + 5 \times 10^5 y)^2/16]} - \sqrt{1 - \exp[-(-3 + 5 \times 10^5 y)^2/16]} \quad (20)$$

从而

$$\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} = 0.024 \exp(-1.56 \times 10^{10} x^2) \left[ \sqrt{1 - \exp[-\frac{1}{16}(3 + 5 \times 10^5 y)^2]} - \sqrt{1 - \exp[-\frac{1}{16}(-3 + 5 \times 10^5 y)^2]} \right] \quad (21)$$

由(5)式可知,在图 1 所示的矩形波导里  $E_{m,x}$  模和  $E_{m,y}$  模之间满足的耦合波方程为

$$\frac{dc_x}{dz} = jk_{xx}c_x + jk_{xy}c_y \quad (22)$$

其中

$$k_{xx} = \frac{k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_x^* \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E}_x dx - \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_x \cdot \frac{\nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}{n_0^2} (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx}{2\beta_x \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{E}_x|^2 dx} + \frac{- \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_0^2} (\nabla \cdot \mathbf{E}_x) (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx - \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \nabla}{n_0^2} \cdot \mathbf{E}_x \right) (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx}{2\beta_x \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{E}_x|^2 dx} \quad (23)$$

$$k_{xy} = \frac{k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_x^* \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E}_y dx - \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_y \cdot \frac{\nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}{n_0^2} (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx}{2\beta_x \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_x^2 dA} + \frac{- \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_c^2 - n_0^2}{n_0^2} (\nabla \cdot \mathbf{E}_y) (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx - \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \nabla}{n_0^2} \cdot \mathbf{E}_y \right) (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_x^*) dx}{2\beta_x \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{E}_x|^2 dx} \quad (24)$$

现对这几项引起  $x$  偏振模传播常数的改变进行数值计算。首先,微扰项引起的  $x$  偏振模传播常数的改变为

$$\frac{k_0^2 \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \mathbf{E}_x(x,y) \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(x,y) \cdot \mathbf{E}_x(x,y) dx dy}{2\beta_x \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \mathbf{E}_x^2(x,y) dx dy} = 2.778 \times 10^4 \quad (25)$$

双折射项引起的  $x$  偏振模传播常数的改变为

$$\frac{\frac{n_c^2 - n_0^2}{n_0^2} \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \left[ \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial y} \right]^2 dx dy}{2\beta_x \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \mathbf{E}_x^2(x,y) dx dy} = 843.671 \quad (26)$$

偏振项引起的  $x$  偏振模传播常数的改变为

$$\frac{- \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \frac{1}{n_0^2} \mathbf{E}_x(x,y) \cdot \left[ \frac{\partial \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(x,y)}{\partial y} \right] \cdot \left[ \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial y} \right] dx dy}{2\beta_x \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \mathbf{E}_x^2(x,y) dx dy} = -7.732 \quad (27)$$

第四项引起的  $x$  偏振模传播常数的改变为

$$\frac{- \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \frac{1}{n_0^2} \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(x,y) \cdot \left[ \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial y} \right] \cdot \left[ \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_x(x,y)}{\partial y} \right] dx dy}{2\beta_x \int_{-6 \times 10^{-6}}^{6 \times 10^{-6}} \int_{-4 \times 10^{-6}}^{4 \times 10^{-6}} \mathbf{E}_x^2(x,y) dx dy} = -67.194 \quad (28)$$

由此可知双折射项引起的传播常数的改变约为微扰项的 3%,这充分说明了双折射对传播常数的影响不可忽略,然而偏振项对传播常数的影响相对于双折射项和微扰项来说很小。偏振项和双折射项对传播常数影响的数值符号相反,如果人为加大偏振项对传播常数的影响,就可以实现偏振项和双折射项之间的互补。

### 3 结 论

从亥姆霍兹方程出发,对介电常数作了适当的转换,在弱导近似下得到了包含双折射耦合和偏振耦合项的耦合模理论。在马卡提里近似下,对 2 维折射率渐变分布的钛扩散铌酸锂矩形波导的传播常数进行了数值计算,认为双折射项对传播常数的影响不可忽略,约为主微扰项的 3%,而偏振项的计算数值相对于双折射项很小,但它们的符号相反,因此,如果人为加大偏振项的贡献,就可得到它们之间的相互补偿。

## 参考文献:

- [1] 张胜甲, 胡鸿璋, 刘威, 等. 集成光学声光可调谐滤波器中的权重切趾[J]. 中国激光, 2002, **29**(5):411-414. (Zhang S J, Hu H Z, Liu W, et al. Weighted apodization in integrated optical acousto-optic tunable filter. *Chinese Journal of Lasers*, 2002, **29**(5):411-414)
- [2] 甘小勇, 刘永智, 张晓霞, 等. Mach-Zehnder 结构波导调制器的模拟分析[J]. 强激光与粒子束, 2003, **15**(10):959-962. (Gan X Y, Liu Y Z, Zhang X X, et al. Simulation analysis for Mach-Zehnder waveguide modulators. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(10):959-962)
- [3] 赵华军, 章若冰, 谢旭东, 等. 利用声波控制超短脉冲的色散[J]. 强激光与粒子束, 2004, **16**(10):1229-1232. (Zhao H J, Zhang R B, Xie X D, et al. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(10):1229-1232)
- [4] Franco M A R, Passaro A, Cardoso J R. Finite element analysis of anisotropic optical waveguide with arbitrary index profile[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1999, **35**(3):1546-1549.
- [5] Kurkov A S, Douay M, Duhem O, et al. Long-period fibre grating as a wavelength selective polarisation element[J]. *Electronics Letters*, 1997, **33**(7):616-617.
- [6] Qiu Y S, Li D F, Li G M. Rigorous vectorial coupled-mode theory for the isotropic waveguide with anisotropic disturbance[J]. *J Opt Soc Am B*, 2006, **23**(1):120-125.
- [7] 李登峰, 董会宁, 邱怡申, 等. 各向同性光波导受到各向同性微扰时的严格矢量耦合模理论[J]. 光子学报, 2006, **35**(6):828-831. (Li D F, Dong H N, Qiu Y S, et al. The rigorous vectorial coupled-mode theory for the isotropic optical waveguide with isotropic disturbances. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(6):828-831)
- [8] Li D F, Dong H N, Zu X T, et al. A scalar coupled-mode theory with birefringence coupling correction for the anisotropic waveguide[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2006.
- [9] Yang S W, Chang H C. Numerical modeling of weakly fused fiber-optic polarization beamsplitters- Part1: accurate calculation of coupling coefficients and form birefringence[J]. *IEEE J Lightwave Technology*, 1998, **16**(4):685-690.
- [10] Wu T L, Chang H C. Rigorous analysis of form birefringence of weakly fused fiber-optic couplers[J]. *IEEE J Lightwave Technology*, 1995, **13**(4):687-691.
- [11] Ye W N, Xu D X, Janz S, et al. Birefringence control using stress engineering in silicon-on-insulator (SOI) waveguides[J]. *IEEE J Lightwave Technology*, 2005, **23**(3):1308-1317.
- [12] 吴重庆. 光波导理论[M]. 北京:清华大学出版社, 2000:130-133. (Wu C Q. The optical waveguide theory. Beijing: Tsinghua University Press, 2000:130-133)
- [13] 李登峰. 光波导在任意微扰下的耦合模理论[D]. 福州:福建师范大学, 2003:23-27. (Li D F. The coupled-mode theory of optical waveguide under random disturbances. Fuzhou: Fujian Normal University, 2003:23-27)
- [14] Huang W P, Chu S T, Chaudhuri S K. A scalar coupled-mode theory with vector correction[J]. *IEEE J Quantum Electronics*, 1992, **28**(1):184-193.
- [15] 方俊鑫, 曹庄琪, 杨傅子. 光波导技术物理基础[M]. 上海:上海交通大学出版社, 1987:45-68. (Fang J X, Cao Z Q, Yang F Z. The physical foundation of optical waveguide technology. Shanghai: Shanghai Jiaotong University Press, 1987:45-68)
- [16] Adams M J. An introduction to optical waveguides[M]. New York: John Wiley and Sons Publication, 1981:178-208.

## Influence of birefringence coupling on propagation constant of Ti: LiNbO<sub>3</sub> rectangle waveguide

LI Deng-feng<sup>1,2</sup>, ZU Xiao-tao<sup>2</sup>, QIU Yi-shen<sup>3</sup>, DONG Hui-ning<sup>1</sup>

(1. School of Electronics Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing, 400065;

2. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, 610054;

3. School of Physics and Optoelectronics Technology, Fujian Normal University, Fuzhou, 350007)

**Abstract:** A new coupled-mode theory based on scalar modes is presented for the anisotropic waveguide with random disturbance via Helmholtz equation and a modified dielectric tensor. The polarization coupling term and birefringence coupling term are included in the coupling coefficient expression. In addition, the numerical modeling of the propagation is made constant for the Ti: LiNbO<sub>3</sub> with the Marcattili's approximation and the first-order perturbation. It is found that the change of the propagation constant due to birefringence coupling is about as three percent as that due to the main perturbation term, which shows that the birefringence can not be neglected for the Ti: LiNbO<sub>3</sub> rectangle waveguide. The work has a guidance to the study of the optical waveguide devices with the Ti: LiNbO<sub>3</sub> waveguide.

**Key words:** Waveguide optics; Ti: LiNbO<sub>3</sub> rectangle waveguide; Birefringence coupling; Propagation constant