

文章编号: 1001-3806(2012)06-0818-04

椭圆偏振光在各向异性1维光子晶体中的传输

王纪俊¹ 朱志盼¹ 卢立中¹ 朱敏¹ 方云团²

(1. 江苏大学 理学院, 镇江 212013; 2. 江苏大学 计算机科学与通信工程学院, 镇江 212013)

摘要: 为了解决利用传统传输矩阵法计算在各向异性材料结构中任意极化态电磁波传播遇到的困难, 设计含磁光材料缺陷层的1维光子晶体。通过把入射电磁波按左旋圆偏振和右旋圆偏振进行正交分解的方法, 推导出适合各向异性材料和任意极化态入射电磁波的传输矩阵算法。结果表明, 该算法可以确定1维层状结构透射波和反射波偏振态的变化。

关键词: 物理光学; 1维光子晶体; 各向异性材料; 椭圆偏振

中图分类号: O436.3 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.06.026

Transmission of elliptically polarized waves through 1-D anisotropic photonic crystals

WANG Ji-jun¹, ZHU Zhi-pan¹, LU Li-zhong¹, ZHU Min¹, FANG Yun-tuan²

(1. Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China; 2. School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

Abstract: In order to overcome the difficulties of transmission calculation of arbitrary polarized electrical-magnetic waves passing through anisotropic materials by means of the traditional transfer matrix, 1-D photonic crystal with magnetic defect was designed. After incident elliptically polarization wave is decomposed into left-handed and right-handed circular polarized waves, a transfer matrix for dealing with anisotropic material and arbitrary elliptically polarization was deduced. The result indicates that the change of polarization states of reflected and transmitted waves from 1-D photonic crystal can be determined by means of this new method.

Key words: physical optics; 1-D photonic crystal; anisotropic material; elliptically polarization

引言

光子晶体是一种能像硅和半导体控制电子运动一样能控制光束传播的人造晶体。光子晶体的概念是YABLONOVITCH和JOHN于1987年分别在讨论如何抑制自发辐射和无序电介质材料中的光子局域时各自独立提出来的^[1-2]。自光子晶体的概念被提出后, 基于光子晶体微结构器件的设计已经得到广泛的研究。光子晶体对电磁波的调控主要是通过组成它的材料属性和结构来实现。研究较多的光子晶体材料是各向同性材料, 传输的电磁波为线性极化(TE极化或TM极化)^[3-6]。目前对组成光子晶体的材料是各向异性(介电常数需用张量表示)的情况研究较多, 但对入射电磁波为任意极化态的椭圆偏振情况的研究还很少。在

传统的传输矩阵计算方法中^[4], 研究对象是线性偏振光。为了得到线性偏振光在各向异性材料中传播时极化方向偏转的规律, 通常把入射线性偏振光按TE极化波和TM极化波进行正交分解。但对任意椭圆偏振态入射的电磁波, 其偏振态在传输过程中也会发生变化, 此时把入射波按TE极化波和TM极化波正交分解的方法就比较麻烦, 因此, 传统的传输矩阵方法需要进行修正。INOUE等人研究了1维磁光光子晶体出现的法拉第旋转效应, 该效应源于1维磁光光子晶体缺陷模具有很强的光局域性^[7-10]。但上述研究同样是以线性极化入射的电磁波作为研究对象, 把入射线性偏振光按TE极化波和TM极化波进行正交分解, 运用传统的传输矩阵的方法进行研究, 而没有考虑椭圆偏振光的入射。本文中以磁光介质作为1维光子晶体缺陷层为例, 对传统的传输矩阵算法进行改进, 使其适合研究任意椭圆极化电磁波在含磁光介质的1维光子晶体极化状态的变化规律。因为磁光介质的介电常数也需用张量表示, 本文中推导的计算方法可研究任意极化电磁波在层状各向异性介质中的传输问题。

作者简介: 王纪俊(1966-) 男, 博士, 教授, 主要从事激光物理光电子学方面的研究工作。

E-mail: wjj4461@ujs.edu.cn

收稿日期: 2012-03-01; 收到修改稿日期: 2012-04-14

1 结构模型和计算方法

如图 1 所示,有限周期 1 维光子晶体结构表示为 $[AB]^N M [BA]^N$ 。M 层为磁光材料构成缺陷层 A 层和 B 层为普通介质。因为磁光介质的各向异性,对该结构的电磁波传输的计算应该采用 4×4 传输矩阵法^[7-10]。由于本文中研究的是任意极化的入射电磁波,为了更清晰地描述电磁波的传输属性和极化状态的变化规律,需要在传统的传输矩阵法基础上进行改进。

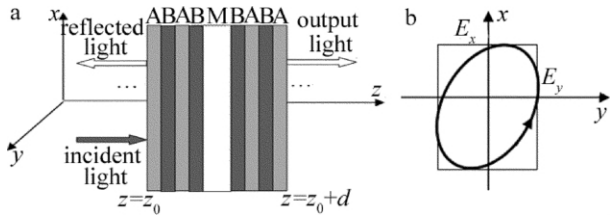


Fig. 1 a—schematics of structure b—polarization state of incident light

对电场的极化在 $x-y$ 平面且沿 z 轴方向传播的任意椭圆极化的电磁波可以用下式表示:

$$E = E_x e_x e^{i(kz + \omega t)} + E_y e_y e^{i(kz + \omega t + \delta)} \quad (1)$$

式中 E 表示电磁波的电场强度矢量 E_x 和 E_y 分别表示电场在 x 和 y 方向的振幅 e_x 和 e_y 是 x 和 y 方向的单位矢量 δ 为相位。 δ 的值决定了椭圆极化的形状,见图 1b。为不失一般性,仅考虑单色波入射情况下,消去时间部分得到各向异性的无源介质中的麦克斯韦方程是:

$$\begin{cases} \nabla \times E(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon} E(\mathbf{r}) \end{cases} \quad (2)$$

式中 \mathbf{H} 表示电磁波的磁场强度, ϵ_0 是真空中介电常数 μ_0 为真空的磁导率 $\tilde{\epsilon}$ 为介质的介电张量。考虑在磁光现象中,当选取的入射光的波矢方向与介质磁化矢量一致时,在不考虑任何介质损耗机理的情况下,磁光介质介电张量具有如下的简单形式^[10]:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} \quad (3)$$

对普通各向同性介质,取 $\epsilon_2 = 0$ $\epsilon_1 = \epsilon_3$ 。为求解(2)式,定义状态矢量 $V(z) = [e_x \ e_y \ h_x \ h_y]$ 。这里 $e_{x(y)}$ = $\epsilon_0 E_{x(y)}$ 和 $h_{x(y)} = E_{x(y)} / c$ 分别表示电场和磁场在 x 和 y 轴上的分量, c 是真空光速。将(3)式代入(2)式得:

$$\frac{d}{dz} V(z) = C \cdot V(z) \quad (4)$$

根据传统传输矩阵法得出 $C = \frac{2\pi i}{\lambda} \times$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 & 0 \\ \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4) \text{ 式具有以下形式的通解}$$

$$V(z) = A_1 a_1 e^{i\lambda_1 z} + A_2 a_3 e^{i\lambda_2 z} + A_3 a_3 e^{-i\lambda_3 z} + A_4 a_4 e^{-i\lambda_4 z} \quad (5)$$

式中 a_i 是对应本征值 λ_i 的本征矢量。(5)式可以写成:

$$V(z) = a \cdot e^{i\lambda z} \cdot A \quad (6)$$

式中 $a = [a_1 \ a_2 \ a_3 \ a_4]$ 是 4×4 矩阵,且 $A = [A_1 \ A_2 \ A_3 \ A_4] e^{i\lambda z} =$

$$\begin{bmatrix} e^{i\lambda_1 z} & & & \\ & e^{i\lambda_2 z} & & \\ & & e^{-i\lambda_3 z} & \\ & & & e^{-i\lambda_4 z} \end{bmatrix} \quad (6) \text{ 式可以写成:}$$

(6) 式可以写成:

$$V(z) = a \cdot e^{i\lambda(z-z')} \cdot a^{-1} \cdot a \cdot e^{i\lambda z'} \cdot A = T_l(z, z') \cdot V(z') \quad (7)$$

式中 $T_l(z, z') = a \cdot e^{i\lambda(z-z')} \cdot a^{-1}$ 称作 4×4 传输矩阵^[11] l 表示介质层, z 和 z' 分别是介质层端面位置。对多层介质,入射端状态矢量 $V(z = z_0)$ 和出射端状态矢量 $V(z = z_0 + d)$ 遵从以下关系

$$V(z = z_0 + d) = \prod_{l=1}^N P_l V(z = z_0) \quad (8)$$

归一化强度椭圆偏振光表示为:

$$\hat{l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{i\delta} \right\} \quad (9)$$

由于磁光材料介电张量 $\tilde{\epsilon}$ 的非对角项,入射光经过磁光材料后透射光和反射光的偏振状态将发生变化。任何极化光都可以看出两个正交极化光的线性组合。传统的传输矩阵法都是针对线性偏振(TM 极化或 TE 极化)的入射光,反射光和透射光表示为 TM 极化和 TE 极化的线性组合。由于本文中是以椭圆极化的电磁波(线性偏振可以看成是椭圆极化的特殊形式)为入射光,用 TM 极化和 TE 极化的线性组合就不容易反映极化态的改变。为了更明晰地分析传输属性,把反射光和透射光表示为归一化的左旋圆偏振和右旋圆偏振的线性组合。对反射光,左旋圆偏振和右旋圆偏振表示为:

$$\hat{L}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{i\pi/2} \right\} \quad (10)$$

$$\hat{R}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\pi/2} \right\} \quad (11)$$

对透射光 左旋圆偏振和右旋圆偏振表示为:

$$\hat{L}_t = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{i\pi/2} \right\} \quad (12)$$

$$\hat{R}_t = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\pi/2} \right\} \quad (13)$$

在空间 $z < z_0$ 时, 总的光场表示为入射光和反射光的和:

$$V(z) = \hat{I}e^{ik(z-z_0)} + (C_1 \hat{L}_r + C_2 \hat{R}_r) e^{-ik(z-z_0)} \quad (14)$$

在空间 $z > z_0 + d$ 时, 光场表示为:

$$V(z) = (C_3 \hat{L}_t + C_4 \hat{R}_t) e^{-ik(z-z_0-d)} \quad (15)$$

式中 C_1, C_2, C_3 和 C_4 都是常数, 表示相应左右圆偏振光的幅度。把(14)式和(15)式代入(7)式可以求出 $C_1 \sim C_4$ 的值。通过 $C_1 \sim C_4$ 的值就可以很方便地确定反射光和透射光的极化态。以透射光为例, 令 $P = C_3 \hat{L}_t + C_4 \hat{R}_t$, P 是 4×1 矩阵, 它的矩阵元 $P(1)$ 和 $P(2)$ 分别表示电场强度 x 分量和 y 分量的振幅和相位, 即: $P(1) = E_x \exp(i\varphi_x)$ 和 $P(2) = E_y \exp(i\varphi_y)$ 。

根据 $E = E_x \cos(\omega t + \varphi_x) e_x + E_y \cos(\omega t + \varphi_y) e_y$, $\omega = 2\pi c/\lambda_0$, 可以方便地画出出射场点电矢量端点的轨迹, 从而判断出透射光的极化状态。需要说明的是, 虽然给出了图1的具体结构, 但该算法适合于任意含各向异性材料1维层状的结构。

2 计算实例

对图1所示结构, 取波长 $\lambda_0 = 1060\text{nm}$, 折射率 $n_A = 3.6, n_B = 1.2$, 厚度 $d_A = \lambda_0/(4n_A), d_B = \lambda_0/(4n_B)$ 。对磁光材料构成的缺陷M层, 取 $\varepsilon_1 = 5.87, \varepsilon_2 = 0.00283, \mu_M = \lambda_0/5.87, d_M$ 为缺陷M层的厚度。令入射波电场强度的表达式为 $E_i = \sqrt{2} \cos(\omega t + \frac{\pi}{6}) e_x + \sqrt{2} \cos(\omega t) e_y$ 。根据上述计算方法算出 $C_1 \sim C_4$ 平方的值随波长的变化, 结果画在图2中。 $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 附近形成一小段共振区域, C_3 和 C_4 有两个峰值位于其中, 这两个峰值分别表示左旋圆偏振和右旋圆偏振在这两个峰值处产生共振透射, 从而也导致反射的左旋圆偏振强度 C_1 平方和右旋圆偏振强度 C_2 平方在此位置的值为0。微腔共振波长是由微腔的几何厚度和折射率共同决定。由于左旋圆偏振和右旋

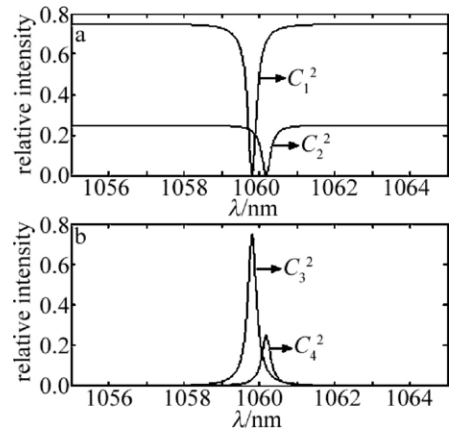


Fig. 2 $C_1^2 \sim C_4^2$ corresponding to wavelengths

圆偏振在磁性材料中具有不同的折射率, 所以它们的共振波长不同, 从而导致 C_3 和 C_4 的两个峰值分离。在 $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 处, C_3 和 C_4 均不为0, 结果不同幅度的左旋圆偏振和右旋圆偏振在此进行了合成, 形成一定偏振态的椭圆偏振光。如果不考虑介质的损耗, $C_1 \sim C_4$ 平方值在任意波长的总和均为1, 满足能量守恒。

根据上述计算得到在 $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 处 C_3 和 C_4 的值, 并根据 C_3 和 C_4 的值求出 E_x 和 E_y 分别为 0.6050 和 0.7826, φ_x 和 φ_y 分别为 -0.9794π 和 -0.8065π , 由此可以得出, 出射场点的电场强度矢量为 $E_t = 0.6050 \cos(\omega t - 0.9794\pi) e_x + 0.7826 \cos(\omega t -$

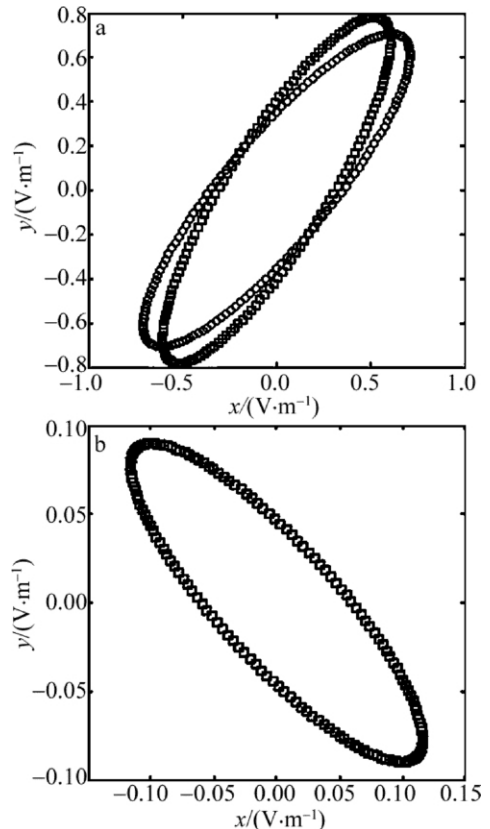


Fig. 3 a—trajectory of electric vector for transmission wave(square) and incidence wave(circle) b—trajectory of electric vector for reflective wave

$0.8065\pi) e_y$ 。为了比较透射波与入射波偏振态的变化,画出透射波和入射波场点电矢量端点的轨迹,结果如图3a所示。同样根据出射场点的电场强度矢量结果表达式得到反射波场点电矢量端点的轨迹,结果如图3b所示。图3清晰地描绘了透射波和反射波偏振态的变化。可以看出,在 $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 处,相对入射波,透射波和反射波电矢量端点的椭圆轨迹均作逆时针旋转,但反射波旋转角度更大。可以推断,在共振区域其它波长处,也可以用同样的方法确定透射波和反射波的偏振状态。离开共振区域, C_3 和 C_4 都为0, C_1 和 C_2 保持不变,只有反射光。在无损耗情况下,反射波偏振态与入射波偏振态完全相同。

透射波和反射波偏振态的变化取决于1维光子晶体缺陷模的共振效应和 M 层材料的磁光效应,可以通过改变结构和材料参量来设计透射波和反射波偏振态的变化。 M 层材料的磁光效应取决于 ε_2 的值,而改变 ε_2 可以通过改变外加磁场来实现。这里以改变 ε_2 的值为例,入射波仍然取 $E_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{6}\right) e_x + \frac{\sqrt{2}}{2} \times \cos(\omega t) e_y$,其它参量与图3相同。计算出透射波 E_x 和 E_y 以及对应的 φ_x 和 φ_y 的值随 ε_2 的变化,结果如图4所示。可以看出,它们的值都随 ε_2 近似线性的变化,于是只要选定一个合适 ε_2 的值,就可以得到所需要的透射波的偏振态。

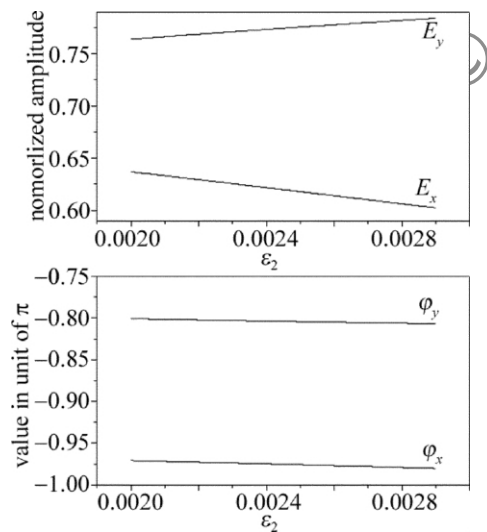


Fig. 4 Values of E_x , E_y , φ_x and φ_y corresponding to the value of ε_2

3 结论

在传统传输矩阵的基础上推导适合研究1维层状含各向异性材料和任意椭圆偏振态入射电磁波传输的计算方法。通过该方法研究了椭圆偏振光在含磁光材料缺陷的1维光子晶体中透射波和反射波偏振态的变化。该计算方法可应用于偏振光的设计和控制在。

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physics Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] JHON S. Strong localization of photons in certain disordered physics dielectric superlattices [J]. *Physics Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] GUO Ch, LI H Q, CHEN H T, *et al.* Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, 20(6): 728-733 (in Chinese).
- [4] WANG H, LI Y P. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, 50(11): 2172-2178 (in Chinese).
- [5] ZHANG F, XIAO J, XIE K. Filtering properties of 1-D photonic crystals with symmetrical and asymmetrical structures [J]. *Laser Technology*, 2010, 34(4): 486-492 (in Chinese).
- [6] FAN J, FANG Y T, AN X L. Transmission of evanescent wave in ordinary 1-D photonic crystal [J]. *Laser Technology*, 2010, 34(5): 676-678 (in Chinese).
- [7] INOUE M, ARAI K, FUJII T, *et al.* Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers [J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, 83(11): 6768-6770.
- [8] INOUE M, FUJII T. A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures [J]. *Journal of Applied Physics*, 1997, 81(8): 5659-5661.
- [9] INOUE M, ARAI K, FUJII T, *et al.* One-dimensional magnetophotonic crystals [J]. *Journal of Applied Physics*, 1999, 85(8): 5768-5770.
- [10] KATO H, MATSUSHITA T, TAKAYAMA A, *et al.* Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93(7): 3906-3911.