

一维激光全息光子晶体的偏振特性研究

于志明¹, 史林兴²

(1. 连云港师范高等专科学校物理系, 江苏 连云港 222006; 2. 淮海工学院理学院, 江苏 连云港 222005)

摘要:用特征矩阵法研究了一维激光全息光子晶体的偏振特性, 结果表明: 随着入射角增大, S 偏振光的禁带的宽度增大, 边沿变陡; 而 P 偏振光的禁带的情形相反, 随着入射角增大, S 偏振光和 P 偏振光的禁带的两个边沿的波长都近似按抛物线规律减小, 但 S 偏振光的抛物线比 P 偏振光的抛物线陡; 特别是, 当入射角较大时, 在 S 偏振光的禁带的左侧有一些很细的透射峰出现, 当入射角缓慢变化时, 这些很细的透射峰会快速变化。我们的研究结果对一维激光全息光子晶体的使用具有指导作用。

关键词:一维激光全息光子晶体; 特征矩阵; 偏振性

中图分类号: O432.2 **文献标识码:** A

Polarization properties of 1-D laser holography photonic crystal

YU Zhi-ming¹, SHI Lin-xing²

(1. Department of Physics, Lianyungang Teachers' College, Lianyungang 222006, China;

2. School of Science, Huaihai Institute of Technology, Lianyungang 222005, China)

Abstract: The polarization properties of 1-D laser holography photonic crystal are investigated with the eigen matrix. The results showed that when increasing the incident angle, the width of the band gap of s-polarized light enlarges and the edges become steep. The case of the band gap of p-polarized light is contrary to that of the s-polarized light. When increasing the incident angle, the wavelengths of the band gap edges of both s-polarized and p-polarized light decrease nearly according to the parabolic law. The shape of the parabola of s-polarized light is steeper than that of p-polarized light; In particular, when the incident angle is large enough, there are several very narrow transmission peaks in the left side of the band gap of s-polarized light, and when the incident angle changes slowly, they will change quickly. The results are helpful for the study and application of 1-D laser holography photonic crystal.

Key words: 1-D laser holography photonic crystal; eigen matrix; polarization property

1 引言

光子晶体是由一定的折射率分布形成的微结构光子器件, 当光在光子晶体传播时, 将有大量的光的干涉产生, 这使得光子晶体具有很多重要特性, 而这些特性有广泛的应用。利用激光全息技术可以制作一维激光全息光子晶体 (1-D laser holography photonic crystal, 1-D LHPC), 人们已经从理论和实验两方面对一维激光全息光子晶体进行了大量的研究, 取得了很多重要成果, 而对一维激光全息光子晶体的偏振性的研究还未见报道。本文深入研究了一维激光全息光子晶体的偏振特性, 这对于全面认识一

维激光全息光子晶体的性能, 更好地发挥一维激光全息光子晶体的作用具有重要意义。

2 一维激光全息光子晶体的结构和研究方法

如图 1 所示, 将一束激光分成 2 束后沿相反方向在全息记录介质中传播, 在全息记录介质中两束光干涉, 形成相长干涉和相消干涉的周期分布。经显影、定影便形成一维激光全息光子晶体。

图 1 中的实线代表相长干涉的面, 虚线代表相

作者简介: 于志明 (1960 -), 男, 教授, 主要从事大学物理的教学和研究。E-mail: 8800237_cn@sina.com

收稿日期: 2010-09-19; 修订日期: 2010-11-29

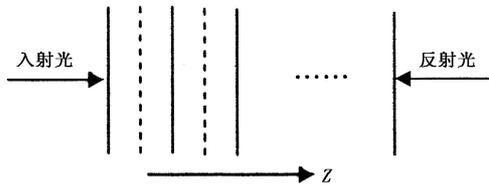


图1 一维激光全息光子晶体的结构

Fig.1 the structure of 1-D laser holography photonic crystal

消干涉的面。相邻两实(虚)线之间的距离为激光在介质中的波长的一半。

一维激光全息光子晶体的折射率沿图1中的z方向的变化规律可以表示为:

$$n = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda_r}\right) \quad (1)$$

式中, n_0 是全息记录介质本身的折射率; Δn 是折射率变化的最大值; λ_r 为激光在全息记录介质中的波长。

由于激光全息技术已经相当成熟,利用这一技术制作一维光子晶体要比其他方法(如镀膜方法)简单方便。

我们用特征矩阵方法来研究一维激光全息光子晶体的偏振特性,为此我们将一维激光全息光子晶体用很多层很薄的膜来代替,各层膜的折射率由式(1)确定,各层膜的折射率随z变化曲线的包络和式(1)相同。因为各层膜的厚度很小,故这样的替代可以充分体现一维激光全息光子晶体的特性。

根据特征矩阵方法,当光通过折射率为 n_i 、厚度为 d_i 的介质层时,其特征矩阵为:

$$T_i = \begin{pmatrix} \cos\delta_i & -j\eta_i^{-1} \sin\delta_i \\ -j\eta_i \sin\delta_i & \cos\delta_i \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中, $\delta_i = (2\pi/\lambda)n_i d_i \cos\theta_i$, θ_i 为光在进入这层介质时的入射角; η_i 为这层介质的有效导纳,对于P偏振光, $\eta_i = n_i/\cos\theta_i$,对于S偏振光, $\eta_i = n_i \cos\theta_i$ 。可见,式(2)中的特征矩阵的各矩阵元素与光的波长、传播方向及偏振态有关。

当光通过N层介质后,总的特征矩阵为:

$$T = \prod_{i=1}^N T_i \quad (3)$$

如将T表示为:

$$T = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (4)$$

则当光通过N层介质后的透射系数可以写为:

$$t = \left(\frac{2\eta_0}{a_{11}\eta_0 + a_{12}\eta_0\eta_{N+1} + a_{21} + a_{22}\eta_{N+1}} \right)^2 \quad (5)$$

如果介质的两侧均为空气, $\eta_0 = \eta_{N+1} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$,式(5)变为:

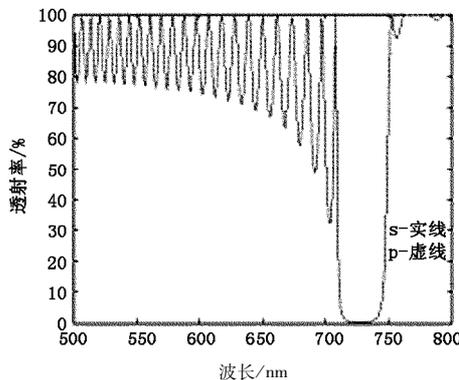
$$t = \left(\frac{2\eta_0}{a_{11}\eta_0 + a_{12}\eta_0^2 + a_{21} + a_{22}\eta_0} \right)^2 \quad (6)$$

由于各层的特征矩阵的矩阵元素与光的波长、传播方向及偏振态相关,而由矩阵的乘法运算法则可知,总的特征矩阵T的矩阵元 $a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22}$ 更与光的波长、传播方向及偏振态相关,所以利用式(6)就可以研究通过一维激光全息光子晶体的透射光的偏振特性。

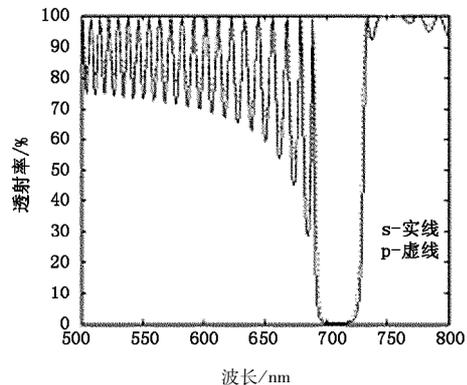
3 结果与讨论

在我们的研究中,取激光在全息记录介质中的波长为 $\lambda_r = 480 \text{ nm}$,全息记录介质的折射率 $n_0 = 1.52$ (重铬酸盐明胶),折射率变化的最大值为 $\Delta n = 0.07$,全息记录介质的总厚度为 $12 \mu\text{m}$,全息记录介质中折射率变化的周期数为50,这样能够充分保证一维激光全息光子晶体有好的禁带特性。

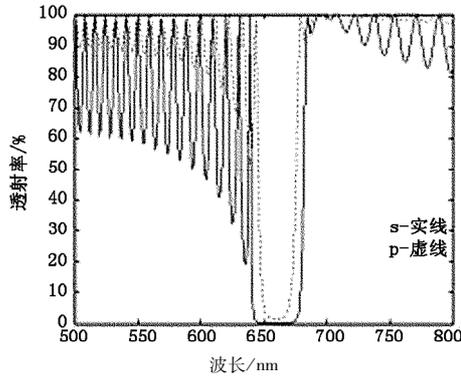
图2中的图2(a)~图2(d)分别是入射角为 $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ 时,S偏振光和P偏振光通过一维激光全息光子晶体的透射谱。从图2可以看出:随着入射角增大,S偏振光和P偏振光的禁带的位置都向短波方向移动,但S偏振光的禁带的宽度随着入射角增大而增大,禁带的边缘变陡,而P偏振光的禁带的宽度随着入射角增大而减小,禁带的边缘变缓,且P偏振光的禁带的底部,随入射角增大的增大而抬高。



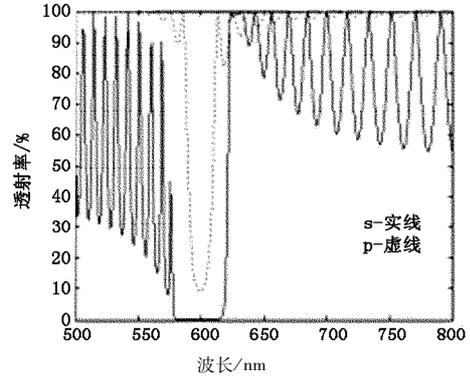
(a) 入射角为 0°



(b) 入射角为 20°



(c) 入射角为 40°

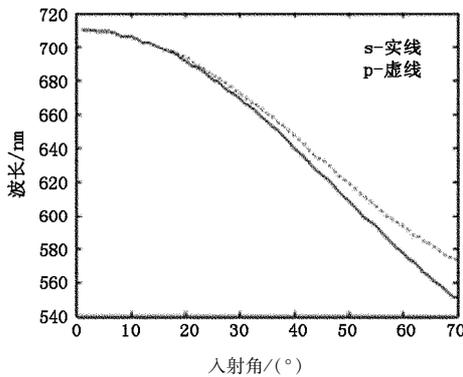


(d) 入射角为 60°

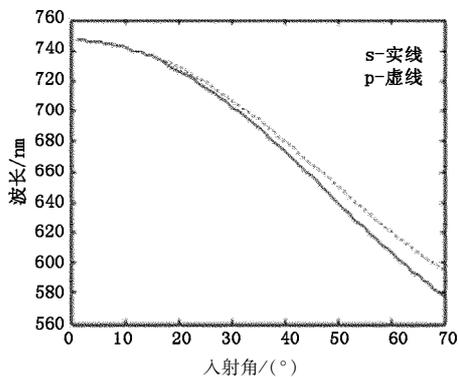
图2 入射角为 0°, 20°, 40°, 60° 时一维激光全息光子晶体的透射谱

Fig. 2 the transmission spectrum of 1-D LHPC when incident angles are 0°, 20°, 40°, 60°

图3中的图3(a)为S偏振光和P偏振光的禁带的左沿透射率为20%处的波长随入射角增大而变化的关系曲线、图3(b)为S偏振光和P偏振光的禁带的右沿透射率为20%处的波长随入射角增大而变化的关系曲线。由图3可见,S偏振光和P偏振光的禁带的两边沿的波长随入射角的增大而变化关系曲线都接近为抛物线,但S偏振光的抛物线比P偏振光的抛物线陡。



(a) 禁带的左沿



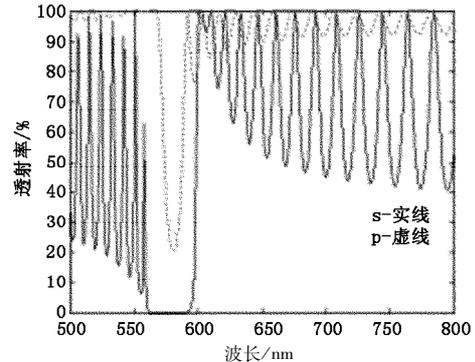
(b) 禁带的右沿

图3 禁带的边沿的波长与入射角的变化关系

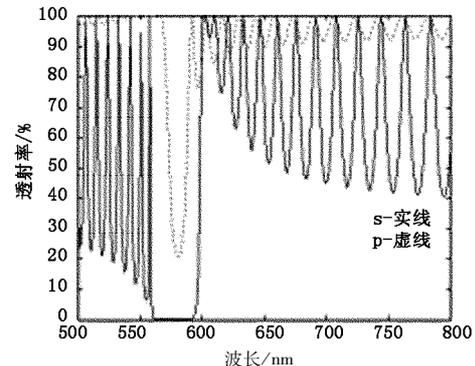
Fig. 3 the relationships between wavelength of left-edge and right-edge of band gap and incident angle

研究发现,在入射角超过 40° 以后,S 偏振光的

禁带的左沿的出现一些很窄的透射峰,当入射角缓慢变化时,一些很窄的透射峰明显振荡变化,透射率从小变大、再从大变小,透射峰的波长减小后,又开始新一轮的变化。随着入射角增大,这种变化的幅度加大,变化的节奏加快。图4是入射角分别为 66.1°, 66.2° 时一维激光全息光子晶体时的透射谱,从图4可以明显看出,在S偏振光的禁带的左沿的几个透射峰的透射率,在入射角变化 0.1° 后发生了显著的变化,而在此过程中整个P偏振光的透射谱和S偏振光的禁带的左侧看不出有变化发生。



(a) 入射角为 66.1°



(b) 入射角为 66.2°

图4 入射角为 66.1°, 66.2° 时一维激光全息光子晶体的透射谱

Fig. 4 the transmission spectrum of 1-D LHPC when incident angles are 66.1°, 66.2°

图5是S偏振光的禁带的左沿波长为559 nm的透射峰的透射率与入射角的变化关系,其中入射角的变化范围为:66.03°~66.42°,在此过程中,透射峰的波长未变,但其透射率变化的幅度相当大。

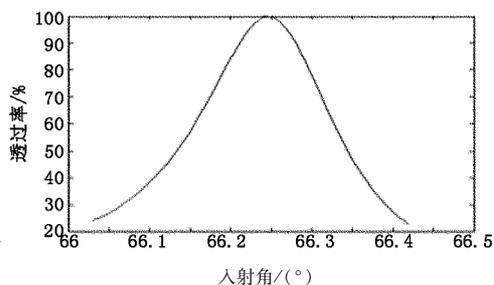


图5 当入射角在66.03°~66.42°之间变化时S偏振光的禁带的左沿波长为559 nm透射峰的透射率与入射角的变化关系

Fig.5 the relationship between transmittance of narrow mode of 550 nm of left-edge of band gap of s-polarized light and incident angle when incident angle changes in the range of 66.03°~66.42°

4 结 语

从以上研究可见,随着入射角增大,S偏振光和P偏振光的透射谱中的禁带都向短波方向移动,S偏振光的禁带越来越宽,边沿越来越陡,而P偏振光的禁带越来越窄,边沿越来越斜;S偏振光和P偏振光的禁带的两边沿的波长随入射角的变化关系曲线都接近为抛物线,但S偏振光的抛物线比P偏振光的抛物线陡;随着入射角增大,在S偏振光的禁带的左沿出现很窄的透射峰,当入射角变化的幅度较小时,可以使S偏振光的禁带的左沿的很窄的透射峰发生明显变化,而S偏振光的禁带的左侧及整个P偏振光的透射谱基本无变化。偏振性是光子器件的重要特性之一,研究清楚一维激光光子晶体的偏振特性,对于一维激光光子晶体应用有十分重要的指导作用。

参考文献:

[1] Liu Dahe, Tang Weiguang, Huang Wanyun. The diffraction efficiency of the thickness and absorption of the recording medium of a reflection hologram[J]. Acta Optica Sinica, 1988, 8(2):152-156. (in Chinese)
唐伟国,刘大禾,黄婉云. 反射式全息滤光片的带宽和记录介质吸收后的衍射效率[J]. 光学学报, 1988, 8

(2):152-156.

- [2] Liu Dahe, Zhou Jing. Reunderstanding on the mechanism of volume hologram [J]. Acta Optica Sinica, 1997, 17(7):919-922. (in Chinese)
刘大禾,周静. 体积全息图机制的再认识[J]. 光学学报, 1997, 17(7):919-922.
- [3] Zheng Jun, Ye Zhicheng, Tang Weiguang, et al. The forbidden band gap of laser volume hologram photonic crystal [J]. Acta Phys Sinica, 2001, 50(11):2144-2148. (in Chinese)
郑君,叶志成,唐伟国,等. 体积全息图图中的光子禁带[J]. 物理学报, 2001, 50(11):2144-2148.
- [4] Cheng Yang, Zhou Keke. Analysis of the transmission spectrum of on-dimension holographic photonic crystals [J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2007, 13(4):300-303. (in Chinese)
程阳,周柯克. 一维全息光子晶体中的透射谱分析[J]. 量子光学学报, 2007, 13(4):300-303.
- [5] Cheng Yang, Wang Zhaona. Light propagation in one-dimension photonic crystals [J]. Journal of Beijing Normal University: Natural Science, 2010, 46(2):136-138. (in Chinese)
程阳,王兆娜. 光在一维全息光子晶体中的传播[J]. 北京师范大学学报:自然科学版, 2010, 46(2):136-138.
- [6] Wang Hui, Li Yongping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals [J]. Acta Phys Sinica, 2001, 50(11):2172-2178. (in Chinese)
王辉,李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构[J]. 物理学报, 2001, 50(11):2172-2178.
- [7] Gu Guochang, Li Hongqiang, Chen Hongtao, et al. Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure [J]. Acta Optica Sinica, 2000, 20(6):728-734. (in Chinese)
顾国昌,李宏强,陈洪涛,等. 一维光子晶体材料中的光学传输特性[J]. 光学学报, 2000, 20(6):728-734.
- [8] Yu Zhiming, Zhou Jing. Modulating the band gap in visual light of 1-D ultrasonic photonic crystal [J]. Laser & Infrared, 2008, 38(9):906-909. (in Chinese)
于志明,周静. 一维超声光子晶体禁带的调制[J]. 激光与红外, 2008, 38(9):906-909.