

二维光子晶体的负古斯-汉森位移

戴峭峰

(华南师范大学信息光电子科技学院光子信息技术广东省教育厅重点实验室, 广东 广州 510006)

摘要 利用传输矩阵法研究了高斯光束被二维光子晶体反射时所出现的古斯-汉森(GH)位移。在反射带内,对于完整的光子晶体,反射时出现的古斯-汉森位移很小;当适当地改变表层空气柱的半径时,可以在反射带内获得数十倍于晶格常数的负古斯-汉森位移。对这种性质的研究将有助于提高光子晶体和其他微、纳米光学器件互连时的耦合效率。

关键词 集成光学; 古斯-汉森位移; 传输矩阵; 光子晶体

中图分类号 O734

OCIS 130.3120 050.5298

文献标识码 A

Negative Goos-Hänchen Shifts of Two-Dimensional Photonic Crystal

Dai Qiaofeng

(Laboratory of Photonic Information Technology, School for Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China)

Abstract The Goos-Hänchen (GH) shift is investigated for a Gaussian beam reflected by a two-dimensional photonic crystal using the transfer matrix method. With frequencies in stop band, the GH shift is small for a perfect photonic crystal, while it is several times of lattice constant for photonic crystal with adjusted radius of air hole in surfaced layer. The property is helpful to improve the coupling efficiencies between photonic crystals and other micro-/nano-optical devices.

Key words integrated optics; Goos-Hänchen shift; transfer matrix method; photonic crystal

1 引言

古斯-汉森(GH)效应^[1,2]自发现以来就引起了人们广泛的兴趣。K. Artmann^[3]认为光束可以理解成一一系列的平面波的叠加,这些平面波的横向波矢具有微小的差距,当光束在两种介质分界面附近发生全反射时,具有不同横向波矢的平面波会经历不同的相位改变,这些被反射的具有不同相位改变的平面波再叠加在一起,就会引起光束在空间的横向移动。最初的GH位移出现在全反射中,GH位移的尺度一般是波长量级^[4]。而最近预言,在一些特殊材料和结构上可以获得巨大的正或负的GH位移,这无论从测量还是从应用来说都是非常有利的。这些特殊材料和结构包括左手材料^[5]、伴有表面等离子激发的金属^[6]、光学薄膜^[7]和一些吸收媒质^[8]等。

由于现代微加工工艺水平的提高和加工成本的降低,微纳光子学成为现代光学的一个热点,在未来光集成芯片中,光学器件的尺度将变得很小。对于宏观尺度的光学器件而言,GH位移并不会产生太大影响。然而当器件的几何尺度与波长接近时,由于GH位移的尺度为波长甚至几十个波长的量级,GH位移将不可忽略,光被光子晶体表面反射时的GH位移,将是一个有价值并且值得深入研究的问题。比如,当光子晶体被作为反射器件时,由于GH位移产生的错位,可能会使得反射光与输出波导的耦合效率降低。而具有巨GH位移的光子晶体,也被建议用来制作光开关^[9]。然而,到目前为止,与光子晶体相关的GH位移研究却不多。这当中,光波频率位于光子晶体带内和带外的正GH位移已经被讨论^[10,11];在对应于一维光子晶体的

收稿日期: 2009-12-07; **收到修改稿日期:** 2010-02-10

基金项目: 国家自然科学基金(60908040)、教育部博士点基金(20094407120011)和广东省自然科学基金(9451063101002256)资助课题。

作者简介: 戴峭峰(1976—),男,博士,讲师,主要从事微、纳光子学和光子晶体等方面的研究。E-mail: daiqf@sncu.edu.cn
本文彩色效果详见中国光学期刊网(www.opticsjournal.net)相关文献。

缺陷态可以出现大 GH 位移^[12];另一种具有负有效折射率的光子晶体可以产生负的巨 GH 位移^[13]。本文利用传输矩阵方法计算了二维光子晶体反射的 GH 位移。发现在不引入缺陷和吸收的情况下,通过改变光子晶体表层空气孔的半径,可以使得在反射带的反射光束出现很大的负 GH 位移。

2 理论计算

为计算高斯光束在二维光子晶体表面发生反射时的 GH 位移,将先通过传输矩阵方法计算具有不同波矢的入射平面波的复反射系数,然后将高斯光束按照波矢展开为一系列入射平面波,它们经过光子晶体反射后,所有反射平面波再组合成有限宽度的光束,从而得到反射过程出现的 GH 位移。

首先,利用二维传输矩阵方法(TMM)^[14,15]计算复反射系数。二维传输矩阵方法先是将体系分层,每层介质左右两边的电磁场通过一个矩阵联系,每层介质的折射率分布和厚度决定了该介质层的传输矩阵,在保持数值稳定的前提下将各层之间的矩阵按顺序乘起来就可以得到整个结构两边的光场之间的关系,从而得到透射率、反射率以及结构内光场分布。目前的方法主要有 P. M. Bell 等^[14,15]提出的 TMM 和李志远等^[16~18]提出的平面波基 TMM。本文将采用 P. M. Bell 等^[14,15]提出的 TMM 来计算反射相位。定义 u_{in} 为入射光电场强度, u_r 为反射光场强,提取 0 阶复反射系数为^[14,15]

$$r^0 = u_r/u_{in}^0 = |r^0| \exp(i\varphi), \quad (1)$$

式中 $|r^0|$ 为 0 阶反射系数的模, φ 为反射光的相移。

考虑有限宽度的高斯光束照射在光子晶体上所产生的 GH 位移。设高斯光束的半高宽度为 W ,按 K. Artmann^[3]的观点,将入射光展开为平面波的叠加

$$E^i(z, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \tilde{E}(k_x) \exp[i(k_z z + k_x x)] dk_x, \quad (2)$$

式中 k_x, k_z 为入射光波矢量沿 x, z 方向的投影, \tilde{E} 为高斯光束的角谱,满足

$$\tilde{E}(k_x) = (W_x/\sqrt{2}) \exp[-W_x^2(k_x - k_{x0})^2/4], \quad (3)$$

式中 $k_{x0} = k \sin \theta$, $W_x = W \sec \theta$, θ 为入射角, W_x 为入射光束沿 x 方向的半宽。反射场为

$$E^r(z, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int r(k_x) \tilde{E}(k_x) \exp[i(-k_z z + k_x x)] dk_x. \quad (4)$$

对于窄宽度的高斯光束,反射光束会发生形变(即不再是标准的高斯光束)。定义反射光束的横向移动量为

$$\delta = \int_{-\infty}^{+\infty} x |E^r(0, x)|^2 dx / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |E^r(0, x)|^2 dx \right], \quad (5)$$

式中 δ 为 GH 位移。

3 结果及讨论

二维空气柱光子晶体可以通过在一块高折射率基底材料上打孔得到,其结构如图 1 所示,为一个正方晶格,其中黑色代表基底材料,白色代表空气。光子晶体的晶格常数为 a , r 为光子晶体里层空气柱的半径, r_s 为最外层空气柱的半径。光子晶体沿 z 方向的长度为 L 。 n_0 和 n 分别为空气和基底材料的折射率。首先,研究完整光子晶体(即表层和里层空气柱半径相等)的 GH 位移,设 $r=r_s=0.5a$, $L=10a$, $n_0=1.0$ 和 $n=3.4$ 分别对应于空气和硅的折射率。对于入射方介质折射率为 n_0 的光子晶体,入射光为传播模的条件是 $k_x < n_0 \omega/c$ 。由于 TM 波(电场矢量平行于空气柱)和 TE 波(磁场矢量平行于空气柱)的 GH 位移性质比较相似,以 TM 波为研究的例子,利用传输矩阵方法,从(1)式可以计算得到复反射系数,从而得到反射率。图 2(a)为二维光子晶体

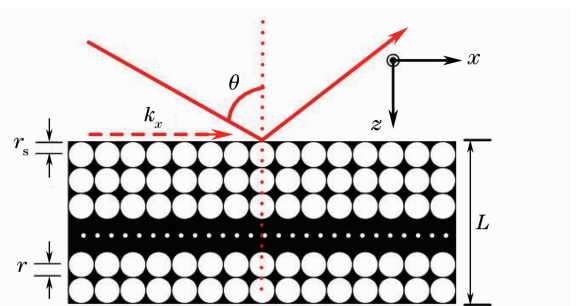


图 1 二维光子晶体结构示意图

Fig. 1 Sketch of two-dimensional photonic crystal

TM 波的能带图。图 2(b) 用准三维图表示 TM 波反射率随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系, 颜色表示反射率。在图 2(b) 中, 用两条点线描出了反射带的边界, 其间的反射率大于 99.9%。右下角黑色区域内 ($k_x > n_0\omega/c$) 表示入射光为非传播模, 故设置这区域内反射率为 0; 图中点划线表示 $k_x a/\pi = 0.4$, $0.23 < \omega a/(2\pi c) < 0.33$ 的区间, 从图上可知此区间完全在反射带内。通过已经计算得到的复反射系数, 可以计算得到(5)式所表述的 GH 位移。图 3(a) 用准三维图表示了 TM 波 GH 位移随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系, 颜色表示 GH 位移, 单位为 a 。可以看到在两虚线标示的反射带内, GH 位移的绝对值比较小, 一般都小于 $5a$ 。为了更直观地表述 GH 位移, 图 3(b) 画出了图 3(a) 中点划线所示区间的 GH 位移随 ω 的变化关系。可见, 在反射带内的此区间, GH 位移很小, 其绝对值小于 $5a$, 在 $k_x a/\pi = 0.4$, $\omega a/(2\pi c) = 0.3$ 附近, GH 位移几乎为 0。

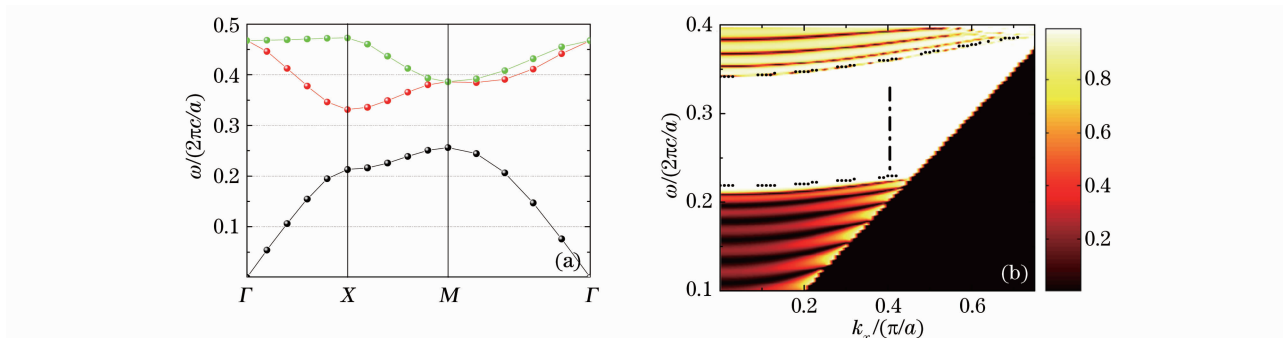


图 2 (a) 二维光子晶体 TM 波的能带图, (b) TM 波反射率随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系

Fig. 2 (a) Band structure of TM wave of two-dimensional photonic crystal, (b) dependence of reflectance of TM wave on ω and k_x

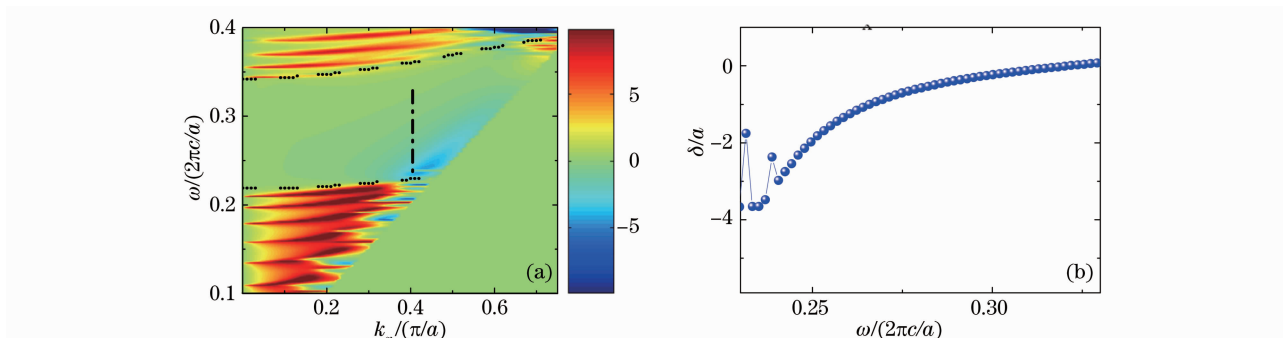


图 3 (a) GH 位移随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系, $r_s = 0.5a$, (b) 为(a)图中点划线所示区间的 GH 位移随频率的变化关系

Fig. 3 (a) Dependence of GH shift on ω and k_x , with $r_s = 0.5a$, (b) dependence of GH shift on ω for $k_x a/\pi = 0.4$

当表层空气柱的半径改变时对 GH 位移的影响。在其余参数相同的条件下, 改变 $r_s = 0.2a$, 相应 GH 位移的变化特征由图 4 所示。其中, 图 4(a) 用准三维图表示 GH 位移随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系, 颜色表示 GH 位移, 单位为 a 。从图 4(a) 可见, 虽然在反射带内的大部分区域, GH 位移依然接近为 0, 但是在一些区域的 GH 位移明显变大。图 4(b) 为(a)中点划线区间 [$k_x a/\pi = 0.4$, $0.23 < \omega a/(2\pi c) < 0.33$] 的 GH 位移。从图 4(b) 可见, 一些频率 [比如 $\omega a/(2\pi c) = 0.268$] 的反射光出现了约 $30a$ 的负位移。这也与完整光子晶体的 GH 位移, 即图 3(b), 形成明显的对比。而二者结构的不同之处仅仅在于最外层空气柱的半径不同。

光子晶体反射过程出现大的 GH 位移, 有包括吸收、缺陷态激发等在内的各种不同的机制。而当改变光子晶体表层的空气孔半径时, 在光子禁带中会出现表面态。表面态为一种局域在表层的倏逝波, 沿着表层传播。当入射光传播到光子晶体表面, 可以激发出表面态, 部分能量转化为倏逝波并沿着光子晶体表面传播, 再逐渐转化为传播模, 这导致了反射波出现 $30a$ 的负位移。同时, 可以看到在设计光子晶体之间, 以及光子晶体和其他微、纳米光器件集成时, 大 GH 位移的产生会出现很大的负作用。比如在将光子晶体的反射光耦合进波导时, 如果不考虑 GH 位移可能使得耦合效率很低, 而这在宏观光学元器件连接时几乎是可以忽略的。此外, 材料的吸收通常会减少 GH 位移^[8]。如果考虑到光子晶体中材料硅的微弱吸收, 部分表面

态的能量将转化为材料的热能,从而减小表面倏逝波的强度,导致 GH 位移变小。

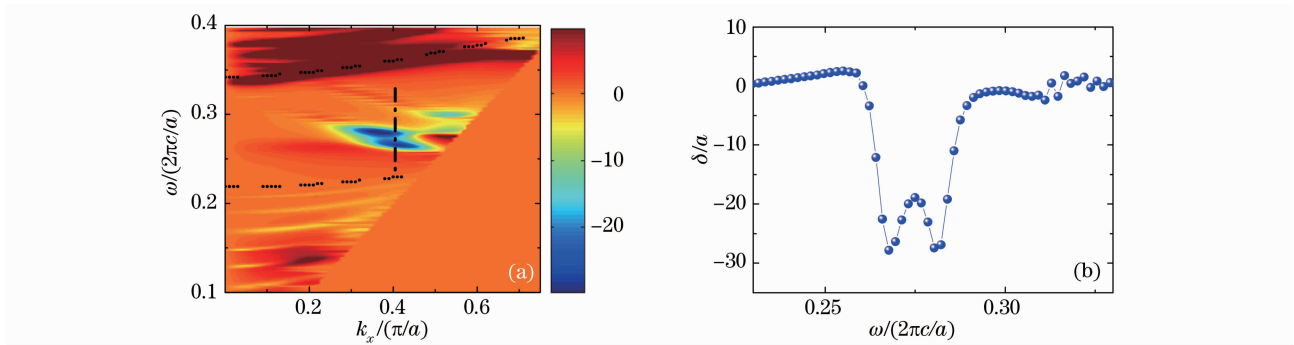


图 4 (a) GH 位移随频率 ω 和波矢分量 k_x 的变化关系, $r_s=0.2a$, (b) 为 (a) 图中点划线所示区间的 GH 位移随频率的变化关系

Fig. 4 (a) Dependence of GH shift on ω and k_x , $r_s=0.2a$, (b) dependence of GH shift on ω for $k_x a/\pi=0.4$

4 结 论

利用传输矩阵方法研究了二维光子晶体反射时所出现的古斯-汉森位移。通过改变表层空气柱的半径,在反射带内获得了数十倍晶格常数的负古斯-汉森位移,并对这种现象做了解释。对 GH 位移的研究有助于提高光子晶体和其他微、纳米光学器件互连时的耦合效率。

参 考 文 献

- 1 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und funamentaler versuch zur totalreflexion[J]. *Ann. Phys.*, 1947, **436**(7-8): 333~346
- 2 F. Goos, H. Hänchen. Neumessung des strahlversetzungeffkets bei totalreflexion[J]. *Ann. Phys.*, 1949, **440**(3-5): 251~252
- 3 K. Artmann. Berechnung der seitenversetzung des reflektierten strahles[J]. *Ann. Phys.*, 1948, **6**(2): 87~102
- 4 Yeh Pochi. *Optical Waves in Layered Media*[M], Manhattan: John Wiley & Sons, 1988
- 5 I. Shadrivov, A. Zharov, Y. S. Kivshar. Giant Goos-Hänchen effect at the reflection from left-handed metamaterials[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(13): 2713~2715
- 6 Yin Xiaobo, Hesselink Lambertus, Liu Zhaowei *et al.*. Large positive and negative lateral optical beam displacements due to surface plasmon resonance[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(3): 372~374
- 7 Wang Ligang, Chen Hong, Liu Nianhua *et al.*. Negative and positive lateral shift of a light beam reflected from a grounded slab[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(8): 1124~1126
- 8 H. M. Lai, S. W. Chan. Large and negative Goos-Hänchen shift near the Brewster dip on reflection from weakly absorbing media[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(9): 680~682
- 9 T. Sakata, H. Togo, F. Shimokawa. Reflection-type 2×2 optical waveguide switch using the Goos-Hänchen shift effect[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**(20): 2841~2843
- 10 Felbacq Didier, Smaali Rafik. Bloch modes dressed by evanescent waves and the generalized Goos-Hänchen effect in photonic crystals[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(19): 193902
- 11 Felbacq Didier, Moreau Antoine, Smaali Rafik. Goos- Hänchen effect in the gaps of photonic crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(18): 1633~1635
- 12 Wang Ligang, Zhu Shiyao. Giant lateral shift of a light beam at the defect mode in one-dimension photonic crystal[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(1): 101~103
- 13 He Jinlong, Yi Jin, He Sailing. Giant negative Goos-Hänchen shifts for a photonic crystal with a negative effective index[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(7): 3024~3029
- 14 P. M. Bell, J. B. Pendry, L. Martin Moreno *et al.*. A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures[J]. *Computer Phys. Commun.*, 1995, **85**(2): 306~322
- 15 J. B. Pendry, A. MacKinnon. Calculation of photon dispersion relations[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(19): 2772~2775
- 16 Li Zhiyuan, Ho Kaiming. Light propagation in semi-infinite photonic crystals and related waveguide structures[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(15): 155101
- 17 Li Zhiyuan, Ho Kaiming. Application of structural symmetries in the plane-wave-based transfer-matrix method for three-dimensional photonic crystal waveguides[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(24): 245117
- 18 Li Zhiyuan, Lin Lanlan. Photonic band structures solved by a plane-wave-based transfer-matrix method[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **67**(4): 046607