文章编号:1001-5078(2010)05-0527-05 ·光学材料器件与薄膜·

光子晶体的等效负折射与椭圆孔的光开关效应

袁保国[1],孙 静[2],沈廷根[1,2]
(1.江苏大学应用物理研究所,江苏 镇江 212003;2.江苏大学通信系,江苏 镇江 212013)

摘 要:用时域有限差分法和介质的等效折射率概念,研究了三角形结构的等效负折射率光子晶体的透射谱,研究发现选择合适的波源的工作频率,在等效负折射率光子晶体中,因 Bloch 波共振和受激辐射以及光子隧道贯穿极大地增强了自发辐射的几率,使能量被高度局域,进而大大增强了它们的透射率,从而获得明显的全光开关效应,进一步研究发现当二维光子晶体三角形结构的圆柱空气孔改为椭圆柱空气孔时,椭圆孔激发对应的透射峰远大于圆柱空气对应的透射峰,即椭圆孔具有很高的品质因数,从而形成性能极优的光开关效应,有望在实现高效光放大、光子晶体激光器和全光开关等方面得到广泛的应用。

关键词:椭圆孔光子晶体透射谱;等效负折射率材料;共振;受激辐射
中图分类号:O734 **文献标识码:**A

Effects of optical switch of stimulating in the photonic crystals with equivalent negative refraction

YUAN Bao-guo[1],SUN Jing[2],SHEN Tin-gen[1,2]
(1. Application Physics Graduate School,Jiangsu University,Zhenjiang 212003,China;
2. Department of Communication,Jiangsu University,Zhenjiang 212013,China)

Abstract: In this paper,the finite difference time domain method and the medium of equivalent refractive index concept. The transmission spectrum of triangular structure equivalent negative refractive index photonic crystals is studied. The study finds that the choice of a suitable frequency wave source in the equivalent negative refractive index of photonic crystals,as a result of Bloch-wave resonance,stimulated emission and photon tunneling has greatly enhanced the risk of spontaneous emission,and has been highly localized energy,thereby greatly enhances their transmission rate,which can be obtained the obviously Single-Wizard and the effects of all-optical switching,so the extensively application of efficient optical amplification,photonic crystal lasers and all-optical switches,etc. is expected to achieve.

Key words: photonic crystal transmission spectrum;negative refractive index materials;resonance;stimulated emission

1 引 言

全光开关是一种重要的集成光子学器件,完全利用光子与介质的相互作用来实现对光传输过程进行有效的开/关控制作用,在光通讯、光计算和快速光信息处理等领域都具有非常广阔的应用前景,光子晶体是一种人工设计的新型光子学材料,它具有独特的光子带隙特性,能够有效地控制光子的传输状态。近年来,基于光子晶体的全光开关逐渐成为人们的研究热点。因而基于光子晶体的全光开关比传统的全光开关具有更大的优越性,利用光子晶体来实现全光开关的思想,最早是由 Scalora 在 1994 年提出来的。光子晶体全光开关的思想提出以后[1],人们进行了大量的理论探索,提出了很多实现光子晶体全光开关的方法,但是要获得明显的全光开关效应,这种方法对光波的导光模的品质因数

作者简介:袁保国(1979-),男,实验师,主要研究方向为光电技术。E-mail:yuanbg@ujs.edu.cn
收稿日期:2009-12-23

Q 值要求较高,也就是光子晶体光波的出射和入射平均能流的比值(透射率 T)要求很高。

负折射率介质材料作为一种新型的人工电磁材料,近年来引起了人们极大的研究兴趣。所谓的负折射率介质,是指介电常数(ε)和磁导率(μ)都小于零的介质材料,当电磁波在这种介质材料中传播时,电场、磁场和波矢遵从左手法则,所以负折射率介质材料又被称为左手材料,早在 1968 年,V. G. Veselageo 就从理论上研究了左手材料中的反常电磁现象[2],2000 年,Smith 等人在实验室首次制造出了微波段的负折射率介质[3],左手材料的反常电磁特性展现了它在光与电磁波领域潜在的重要应用价值。法国的 Gralak 等用传输矩阵方法计算了二维正方格子光子晶体的色散关系,得到了负的折射率,而且随着现代微加工技术和纳米技术的进展,采用纳米金属线可能研制成光波波段的负折射人工媒质以制造新颖的光子器件。

本文用时域有限差分法研究了三角结构的等效负折射率光子晶体透射谱,用介质的等效折射率和 Bloch 波共振概念来描述光在此晶体中的传播,得到与半导体二极管单向导电性类似的单向导光性能和全光开关效应的有意义的结果,希望我们的工作能进一步激励在等效负折射率光子晶体方面的研究。

2 光子晶体的计算模型

电磁场数值计算方法 - 有限时域差分(FDTD)[4-6],计算精度非常高,能很好地说明光子晶体的各种传输特性,计算时通过求解麦克斯韦方程组,将其在直角坐标系中展开成标量场分量的方程组,然后用二阶精度的数值差商代替微商,用 Yee 提出的方法对上述微分方程进行时空离散化,将连续的空间和时间问题离散化,得到标量场分量的差分方程组。

电磁波(光场)在光子晶体中的 Maxwell 方程是:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0 \mu(r)} \nabla \times E \tag{1}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H \tag{2}$$

式中,$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$,是哈密顿算符;$\vec{E}$,$\vec{H}$ 分别是光子晶体中电磁波中的电场与磁场矢量;$\varepsilon(r)$ 是光子晶体介质的介电常数,它是空间坐标的函数,$\mu(r)=1$ 是相对磁导率。本文用 TH 模(E 偏振)偏振状态研究可得到 Maxwell 方程(标量式),为了不失一般性,在数据处理作图时我们横轴采用归一化频率$\frac{a}{\lambda}$,a 是晶格常数,λ 是工作波长,纵轴采用归一化透射率 T。用 Yee 提出的方法对上述微分方程进行时空离散化,可以得到 TH 模差分方程,在计算程序中,我们使用的是在 X,Y 方向采用完全匹配层(perfectly matched layer,PML)边界条件[5-6]。

对单个元胞进行 20×20 个分割离散,对每个面元上的介电常数作平均取样,计算中取了 10192 个时间步长,由玻印亭矢量可得平均能流:

$$S_Y(\omega) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}[E_z(\omega) \times H_x^*(\omega)] \tag{3}$$

由相应的电磁场分量差分方程和式(3),通过编程用 y 向入射和出射的探测器仿真,数值算出不同频率下的 y 向入射以及出射平均能流,我们定义不同频率下光子晶体的出射和入射平均能流的比值为透射率 T,用 Matlab 软件就可得到其透射谱。

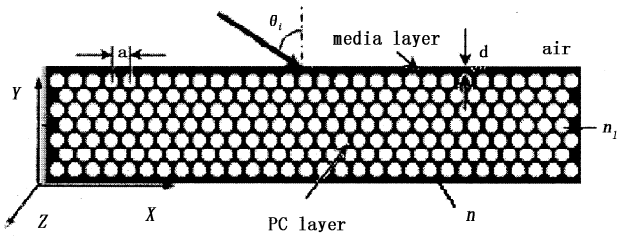
3 等效负折射率材料的三角结构光子晶体透射谱

3.1 等效负折射率和三角结构光子晶体参数

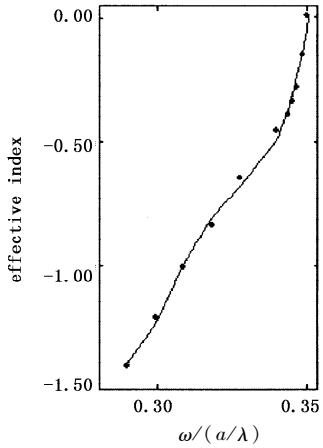
Notomi 曾深入研究和阐述通过不同的方法在二维光子晶体模型中获得介质的等效负折射率[7]。负折射率一般发生 k 空间的等频率曲线的能带上,对于高频范围,等频率线(EFS)的形状非常接近于圆形[8],这意味着在这些频率范围内,光在光子晶体的传播类似于在普通各向同性介质中传播,这样,我们可以用等效折射率 n_{eff} 概念来描述光在此晶体中的传播,在光子晶体中,光是以 Bloch 波形式传播(类似于普通介质材料中的平面波),由于光子晶体中光的传播受到能带结构的影响,依靠多重布拉格散射,光的传播会由于周期结构发生强烈的受激辐射。

我们考虑光子晶体是由在 GaAs 介质基底刻蚀上三角排列的空气孔构成,Y 方向 7 行,圆柱在 Z 方向无限长,X 方向取 30 列,介质基底的相对介电常数是 $\varepsilon=12.96$($n=3.6$),空气孔的半径是 0.4 a,($n_1=1$),其中 a 是二维光子晶体的晶格常数,如图 1(a)所示,在本计算中采用线源波置于($x=15\ a$,$y=a$)处,向 Y 轴正向入射,为了探测平均能流,我们取线性探测器,Y 方向光子晶体的下底边距离线源波为 6 a,该结构的光子晶体的等效折射率常数随归一化频率 $\omega=a/\lambda$ 变化曲线如图 1(b)所示,这里值得注意的是,光子晶体的等效折射率常数是随归

一化频率 $\omega = a/\lambda$ 变化的[7]，在等效折射率常数为 -1时，它对应的频率归一化 $\omega \approx 0.3068(a/\lambda)$。



(a)二维光子晶体三角形结构(背景材料为 GaAs 的三角形结构空气孔圆柱)



(b)等效折射率常数随频率 ω 变化曲线图(介质基底的相对介电常数是 $\varepsilon = 12.96$ $(n = 3.6)$，空气孔的半径是 $0.4\ a$)

图1　该光子晶体的结构示意图及等效折射率常数随频率 ω 变化曲线图

由于多重布拉格散射，当选择波源的特定频率范围的中心频率是 $0.3065(a/\lambda)$时，以上结构的透射谱出现了多个正透射峰，如图2 所示。

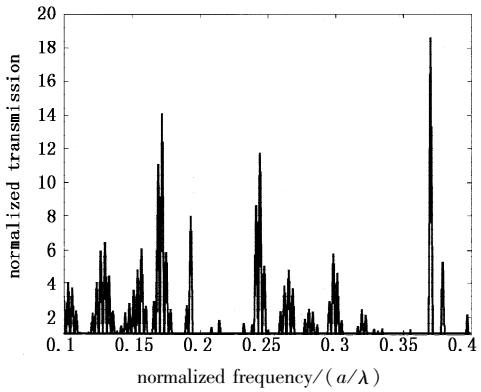


图2　波源的中心频率 $\omega = 0.3065$ 对应的透射谱

当选择波源的特定频率范围的中心频率是 $0.3068(a/\lambda)$，结构如图1(a)所示。二维光子晶体三角形结构(背景材料为 GaAs 的三角形结构空气孔圆柱)时，它对应的透射谱如图3 所示。

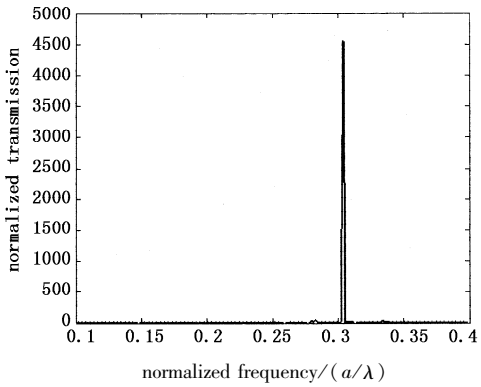


图3　波源中心频率 $\omega = 0.3068$

可见，当波源中心频率 $\omega \approx 0.3068$ 时，在光子晶体的归一化频率 $0.3068(a/\lambda)$处，透射率远大于1(光子晶体的出射和入射平均能流的比值透射率为 $T = 4500$)。

当将图1(a)所示的二维光子晶体三角形结构的圆柱空气孔改为椭圆空气孔(椭圆大小在 X 方向轴长取 $0.8\ a$，Y 方向轴长取 $0.6\ a$ 时，并取波源中心频率乃是 $\omega \approx 0.3068$，在光子晶体的归一化频率 $0.28(a/\lambda)$处，透射率远大于1(光子晶体的出射和入射平均能流的比值透射率为 $T = 25000$)。它对应的透射谱如图4 所示。比较图2、图3、图4 可见，图3、图4 透射峰峰值远大于图2 的透射峰。

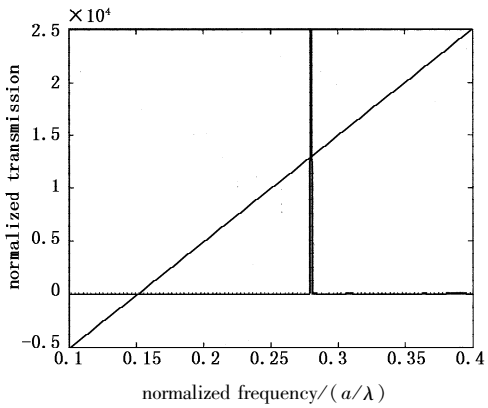


图4　波源中心频率 $\omega = 0.3068$

4　讨论和结论

从图3 可见，选择合适的波源中心的频率，可出现唯一的很强的透射峰，我们认为，三角结构等效的负折射率光子晶体透射模都出现共振激发增强和透

射率远大于1现象,这是因为受激辐射[9]和光子隧道贯穿极大地增强了自发辐射的几率[10],这样便可得到较强的受激辐射放大特性,对此特性我们定性的物理解释为:如图1(a)所示的光束入射到整个光子晶体单界面波导的示意图,结构为一个三层介质层:空气层、介质层及光子晶体层,介质层厚度为 d,光束入射角 θ_i,由于光子晶体的光栅效应,对于入射到光子晶体层任意传播常数为 β 的光波,其反射的光束存在两个衍射级:零级和 -1 级衍射, -1 级衍射光线由于全内反射而被约束在介质层之中,零级衍射光线能透射到空气中,零级衍射光束和 -1 级光束在两个界面来回反射,当它们的其中之一满足下面的共振条件[11]时,在介质层就会激发相应的泄漏导波模式:

$$\varphi_{i,A}+\varphi_{i,B}+2d\sqrt{k_n^2-k_{i,x}^2}=2m\pi$$
$$(m=0,1,2,\cdots;i=-1,0) \tag{4}$$

式中,$i=-1,0$ 分别对应于 -1 级和零级衍射光束;k_n 为介质层中光波的波数;φ_A 为相应衍射级光束在空气 - 介质层界面反射时的相位差;φ_B 为光束在光子晶体层 - 介质层界面反射时的相位差。入射光束在空气 - 介质层界面直接反射回空气中的光束与零级光束透射到空气中的光束之间的相位差刚好为 $(2p+1)\pi$(p 为整数),即两束光束恰好满足相消干涉,这种相消干涉阻止入射光束的能量在空气 - 介质层界面直接被反射回空气中,使得入射光束在空气 - 介质层界面透射增强,而光在介质层中形成强烈地共振。由于在光子晶体层表面存在表面波模式(或为若干倏逝波的叠加)[12-13],介质层中的泄漏导波模式会与这些表面波模互相耦合,当零级衍射光束和 -1 级衍射光束的共振条件都被满足或几乎满足时,在介质层中就能激发出比较强的泄漏导波模式波,同时由泄漏于导波模式与光子晶体表面波的耦合作用,其传输的能流也大大被增强[14-15]。

同时我们认为,由于光子晶体等效的负折射结构的介质呈周期性分布,光波在负折射光子晶体界面及内部的被强烈的布拉格散射引起导模产生微禁带的效应,使对于特定厚度的波导内每个导模只能存在于较窄的频段内[16],它使能量被高度局域,进而大大增强了它们的透射率,导致在共振频率 0.3068(a/λ)处形成窄的共振激发透射峰。

从图3可见,在光子晶体的归一化频率 0.3068(a/λ)处的增益≫1($T=4500$),这是能量随频率高度局域化的特征,是频域能量随频率变化重新分配的结果,这类同于某激光器输出某一固定光频的强激光和力学中的共振以及电学中的电谐振现象。

值得注意的是,将图1(a)所示的二维光子晶体三角形结构的圆柱空气孔改为椭圆柱空气孔时,从图4可见,在光子晶体的归一化频率 0.28(a/λ)处,椭圆孔激发对应的透射峰远大于圆柱空气对应的透射峰,即椭圆孔具有很高的品质因数,从而形成性能极优的光开关,这是由于二维光子晶体椭圆孔三角形结构存在明显的几何各向异性,去除了圆孔结构几何各向同性的简并特性,导致共振激发加强,以及椭圆孔激发的透射峰对应的归一化频率0.28(a/λ)偏移了圆孔结构的共振频率 0.3068(a/λ)。

上述现象有很多潜在的应用,即选择合适的波源中心的频率和结构参数,有望在高效光放大器、光子晶体激光器等方面得到广泛的应用。

参考文献:

[1] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, et al. Optical limitingand switching of ultrashort pulsesin nonlinear photonic band gap materials [J]. Phys Rev Lett, 1994, 73: 136821371.

[2] Vesolago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of εand μ [J]. Soznet Physlcs Uspekh, 1968, 10(4): 509 - 514.

[3] Smith D R, Kroll N. Negative refraction index in lefthanded materials[J]. Physical Review Leters, 2000, 85(l4): 2933 - 2936.

[4] K S Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966, 14(3): 302 - 308.

[5] Q iu M, He S L. Numerical method for computing defiect modes in two-dimension photonic crystals with dielectric of metallic inclusions[J]. Physical Review B, 2000, 61(19): 12871 - 12876.

[6] Dong Xiaoting, X S Rao, Y B Gan, et al. Perfectly matched layer absorbing boundary condition for left handed materials[J]. IEEE Microwave and Wireless Components letters, 2004, 14(6): 301 - 303.

[7] Th M Notomi. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap[J]. Physical Review B,

2000,62(16):10696 – 10706.

[8] K Guven, K Aydin, K B Alici, et al. Spectral negative refraction and focusing analysis of a two-dimensional left-handed photonic crystal lens [J]. Physical Review B, 2004,70(20):205125 – 105130.

[9] Yaping Yang, M Fleischhauer, Shi-Yao Zhu. Spontaneous emission from a two-level atom in two-band anisotropic photonic crystals [J]. Physical Review A, 2003, 68, 043805:1 – 21.

[10] Ilya V, Shadrivov, Andrey A, Sukhorukov, et al. Nonlinear surface waves in left-handed materials [J]. Physical Review E, 2004, 69:016617 – 9.

[11] T Tamir. Leaky waves in planer optical waveguides [J]. Nouv Rev. Optigue, 1975, 273(6):.

[12] H M Lai, C W Kwok, Y W Loo, et al. Energy-flux pattern in the Goos-Hanchen effect [J]. Phys. Rev E, 2000, 7330, 62:.

[13] J J Chen, T M Grzegorczyk, B Wu, et al. Role of evanescent waves in the positive and negative Goos-Hanchen shifts with left-handed material slabs [J]. J. Appl. Phys., 2005, 98, 094905.

[14] F Schreier, M Schmitz, O Bryngdahl. Beam displacement atdiffractive structures under resonance conditions [J]. Opt. Lett., 1998, 23, 576.

[15] R Reinisch, M Neviere. Grating-enhanced nonlinear excitation of surface polaritons: An electromagnetic study [J]. Phys. Rev. B, 1981, 24:4392.

[16] A Sharon, A A Friesem, D Rosenblatt. Narrow spectral bandwidths with grating-waveguide structures [J]. Appl. Phys. Lett., 1997, 69:4154.