

THz 复式晶格光子晶体谐振腔的特性分析

陈鹤鸣¹ 年秀芝¹

摘要

提出了一种基于复式晶格结构的新 THz 波段光子晶体谐振腔,这种复式晶格结构是在普通正方空气孔型光子晶体的每个原胞中心嵌套一个旋转 28.2° 的正方形空气孔,通过改变中心原胞内圆柱空气孔的半径构成谐振腔,用平面波法分析谐振频率与缺陷半径的关系,得到 TM 谐振模和 TE 谐振模一致的谐振腔结构参数;利用时域有限差分法分析共同谐振的 TM 模和 TE 模的谐振特性,研究结果可以为 THz 波段光子晶体谐振腔的制作提供参考依据.

关键词

光电子学与激光技术;复式晶格;谐振腔;太赫兹波

中图分类号 TN929.11;O441.4

文献标志码 A

0 引言

Introduction

太赫兹波^[1] (Terahertz, THz)是指频率位于 0.1 THz 到 10 THz 波段的电磁波,处于毫米波和红外线之间的特殊位置,是电磁波谱中的最后一个空频段,它的特殊位置和其本身的优越特性,使它具有非常重要的学术和应用价值,十多年来太赫兹波技术得到了迅速发展^[2-3].

光子晶体^[4]即光子禁带材料,是一种约束能力优越的新型材料,具有能够控制光在其内部传播、实现对光的滤波,而且兼有体积小、易于集成、系统不受外界电磁场干扰等优点,非常适合制作各种功能器件.具有完全带隙的光子晶体对频率落在禁带范围内的任何偏振、任何方向的光波都禁止传播,对光有更强的约束能力,因而具有更大的应用价值.在完全带隙中引入点缺陷,调出 TM 模和 TE 模共同谐振的光子晶体谐振腔^[5-6],这进一步加强了光子晶体谐振腔的控光能力,并提高了谐振腔的谐振效率.但是光子晶体具有波长量级的尺寸,精微加工成为在研制工作的障碍.

把光子晶体和太赫兹波技术结合在一起,既可以利用光子晶体对光特殊的约束能力制作各种太赫兹功能器件,又可以突破光波段光子晶体制作工艺的瓶颈,因此太赫兹波段光子晶体功能器件^[7-8]的研究已成为开发和利用太赫兹系统的重要课题之一.文献[9]提出一种三角晶格太赫兹波段谐振腔,本文提出一种基于复式完全带隙光子晶体的太赫兹波段谐振腔,分析并优化其谐振特性,实现对 TM 模和 TE 模的共同谐振,并用 FDTD 法分析该谐振模的品质因子、模场分布、3dB 带宽以及共同谐振的 TM 模和 TE 模的谐振中心频率偏差,研究结果对于研制性能优良的太赫兹波段谐振腔具有重要意义.

1 模型建立和理论分析

Model establishment and theoretical analysis

本文提出的复式晶格光子晶体模型如图 1a 所示,将两套具有相同晶格常数的正方晶格嵌套,在普通正方空气孔型光子晶体的每个原胞中心嵌套一个旋转一定角度的正方形空气孔,这种复式晶格光子晶体有较大的完全带隙;改变该复式晶格光子晶体中心圆柱的半径构成点缺陷,形成的光子晶体谐振腔模型,如图 1b 所示.图中白色

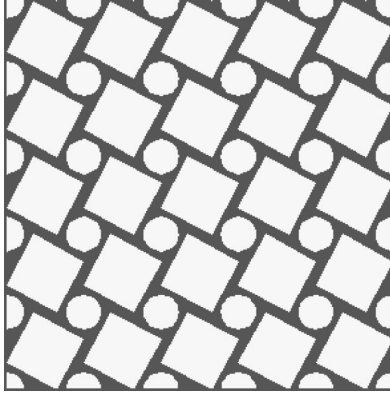
收稿日期 2009-12-03

资助项目 南京邮电大学科研基金(NY207053)

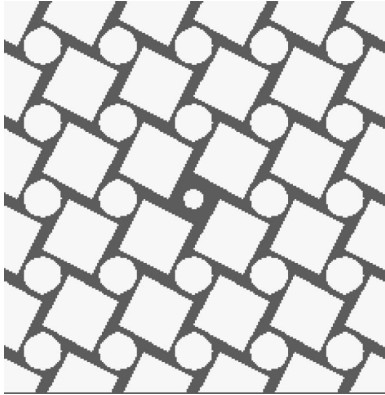
作者简介

陈鹤鸣,男,教授,硕士生导师,主要从事光电子与光通信技术的研究. chhm@njupt.edu.cn

¹ 南京邮电大学 光通信研究所,南京,210003



a. 复式晶格光子晶体模型



b. 复式晶格光子晶体谐振腔模型

图 1 复式晶格光子晶体和谐振腔模型

Fig. 1 Models of compound lattice photonic crystal and resonant

散射体对应材料是空气, 灰色基质材料是单晶硅. 应用平面波展开法模拟仿真图 1 的带隙结构, 用时域有限差分法分析图 1b 谐振腔中谐振模的品质因子、模场分布等特性, 下面简要介绍一下这两种数值分析方法.

1.1 平面波法 (PWM)

平面波法^[10-11] (PWM) 是通过将电磁场在倒格矢空间以若干个平面波叠加的形式展开, 从而将电磁场满足的麦克斯韦方程组转化成本征方程, 通过求解本征值来得到可传播的光子本征频率, 进一步由各个波矢 \vec{k} 值点可传播的本征频率得到带隙结构.

由平面波展开法得到的标准本征方程为

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}'| \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \hat{e}_2 \hat{e}'_2 & -\hat{e}_2 \hat{e}'_1 \\ -\hat{e}_1 \hat{e}'_2 & \hat{e}_1 \hat{e}'_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h'_1 \\ h'_2 \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

式(1)中: \vec{k} 是真空中波矢; \vec{G} 是倒格矢; $\varepsilon(\vec{G})$ 是介电函数 $\varepsilon(\vec{r})$ 的傅里叶变换系数; h_1, h_2 是磁场的傅里叶变换系数. 对于二维光子晶体, 电磁波可分解为 TE 和 TM 波, 本征方程(1)可以分解为如下两种形式:

TM 波:

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}'| \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') h_1(\vec{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(\vec{G}), \quad (2)$$

TE 波:

$$\sum_{\vec{G}'} (\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}') \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') h_2(\vec{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} h_2(\vec{G}). \quad (3)$$

根据这两个简化的本征方程, 求解对应每一个波矢 \vec{k} 的本征频率, 即可以得到带隙结构图.

当计算含有缺陷的光子晶体时, 要把平面波展开法和超晶胞理论结合起来. 超晶胞的主要思想是用 $N \times N$ 的超晶胞作为其周期性的基本结构, 并在超晶胞上应用周期性的布洛赫条件. 当 N 较小时, 相邻缺陷之间耦合较强, 缺陷频率不是一条直线, 精度较低; 当 N 较大时, 超晶胞相邻缺陷之间的耦合将非常小以至于可以忽略, 缺陷频率接近直线, 这时超晶胞方法比较精确, 但计算量随 N 急速上升. 所以运用超晶胞时, 要合理选择晶胞的大小.

1.2 时域有限差分法 (FDTD)

时域有限差分法^[12-13] (FDTD) 是 Yee 于 1966 年首次提出的, 其基本思想是把含时间变量的麦克斯韦旋度方程在 Yee 空间中转换为差分方程, 在时间和空间上逐步推进地求解, 最终得到整个空间场的分布. 在无源无损耗的介质中, 二维光子晶体的 TM 波和 TE 波的麦克斯韦方程分别为

$$\text{TM 波: } \begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right); \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} + \sigma_m H_x \right); \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma_m H_y \right). \end{cases}$$

$$\text{TE 波: } \begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma_m H_z \right); \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right); \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + \sigma E_y \right). \end{cases}$$

对于非磁性介质,即 $\mu = \mu_0, \sigma_m = 0$,空间步长取 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \delta$,根据 Yee 氏网格理论,可以得到无源非磁性区域中 TM 模和 TE 模的离散差分方程如下:

TM 波:

$$\begin{cases} H_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t/\delta}{\mu_0} (E_z \Big|_{i,j}^n - E_z \Big|_{i,j-1}^n), \\ H_y \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_y \Big|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t/\delta}{\mu_0} (E_z \Big|_{i,j}^n - E_z \Big|_{i-1,j}^n), \\ E_z \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} - \sigma_{i,j} \Delta t/2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} E_z \Big|_{i,j}^n + \\ \frac{\Delta t/\delta}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} (H_y \Big|_{i,j}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1,j}^{n+1/2} - \\ H_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} + H_x \Big|_{i,j-1}^{n+1/2}). \end{cases} \quad (4)$$

TE 波:

$$\begin{cases} E_x \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} - \sigma_{i,j} \Delta t/2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} E_x \Big|_{i,j}^n + \\ \frac{\Delta t/\delta}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} (H_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1}^{n+1/2}), \\ E_y \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} - \sigma_{i,j} \Delta t/2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} E_y \Big|_{i,j}^n - \\ \frac{\Delta t/\delta}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ri,j} + \sigma_{i,j} \Delta t/2} (H_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1,j}^{n+1/2}), \\ H_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_z \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t/\delta}{\mu_0} (E_y \Big|_{i+1,j}^n - E_y \Big|_{i,j}^n - \\ E_x \Big|_{i,j+1}^n + E_x \Big|_{i,j}^n). \end{cases} \quad (5)$$

这里的 ε_0 是真空介电常数; ε_r 是相对介电常数; μ_0 是磁导系数; n 是时间步数; i, j 是空间步数; δ 是空间步长; Δt 是时间步长.通过在时间和空间上逐步推进,可以得到整个空间的场分布.

为了得到解的稳定性,时间步长 Δt 和空间步长 δ 必须满足稳定性条件:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}}, \quad \delta \leq \lambda_{\min}/10.$$

对于空间步长相等的二维情况,时间稳定性条件可以简化为 $\Delta t \leq \frac{\delta}{\sqrt{2} v_{\max}}$,其中 v_{\max} 是计算空间中电磁波的最大速度, λ_{\min} 是网格空间内所考虑电磁波的最小波长.

为了在有限的空间内模拟无限的场空间,需要在 FDTD 计算区域的边界增加吸收边界条件,其中最为广泛使用的是由 Berenger 提出的完全匹配层^[14] (Perfectly Matched Layer, PML) 吸收边界条件.

通过在 FDTD 区域截断边界处设置一种特殊介质层,该层介质的波阻抗与相邻介质波阻抗完全匹配,因而入射波将无反射地穿过分界面而进入 PML 层.由于 PML 层为有耗介质,进入 PML 层的透射波将迅速衰减,即使 PML 为有限厚度,它对入射波仍有很好的吸收效果.

2 仿真结果及讨论

Simulating results and discussion

2.1 带隙结构分析

对图 1a 的光子晶体模拟用平面波法仿真,为了使光子带隙落入 THz 频段,晶格常数取 $a = 30 \mu\text{m}$,发现当参数选择为:正方形边长 $b = 0.73a$,旋转角度 $\theta = 28.2^\circ$,圆柱半径 $r = 0.24a$,散射体折射率 $n_a = 1$ (空气),基质材料选择单晶硅 $n_b = 3.4$ 时,该光子晶体在 $4.8625 \sim 5.6742 \text{ THz}$ 之间出现了一个完全带隙,其带隙结构图如图 2 所示,图中蓝色实线表示 TM 模,红色划线表示 TE 模,两条黑色直线之间是完全带隙部分.

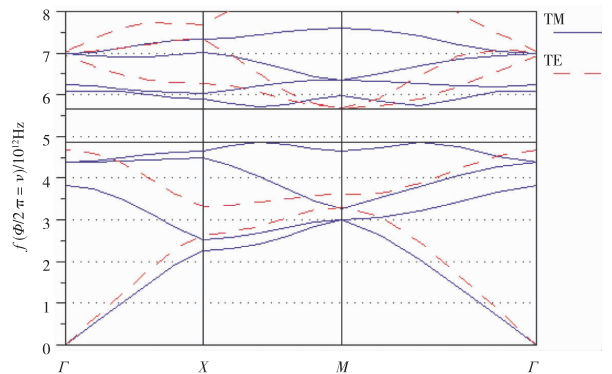


图 2 THz 复式晶格光子晶体完整结构的带隙结构

Fig. 2 Diagram of band-gap structure of compound lattice photonic crystal

对图 1b 的 THz 复式晶格光子晶体谐振腔模型,设中间缺陷圆柱的半径为 R ,选取上面最优完全带隙的参数,改变缺陷半径 R 的大小,用平面波法结合超晶胞理论对该谐振腔模型进行模拟仿真,得到谐振频率和缺陷半径之间的变化关系如图 3 所示,图中蓝色实线表示 TM 谐振模,红色虚线表示 TE 谐振模,蓝色填充区域表示禁带的边界,圆圈表示简并模式.从图中可以看出:TE 模和 TM 模谐振频率随缺陷半径的增大由禁带的下边界出现,逐渐向禁带上边界移动,最终消失,这是因为这种新型复式晶格光子晶体的平均介电常数为 $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_a f + (1-f)\varepsilon_b$,其中 ε_a ,

ε_i 和 f 分别是空气的介电常数、硅的介电常数和空气的填充因子, 当缺陷正方形的边长变大时, f 也随之增大, 又因为空气的介电常数小于硅的介电常数, 因此平均介电常数 $\bar{\varepsilon}$ 将随之减小; 另一方面, 由于介质的色散关系 $\bar{\omega} \approx k^2 / \sqrt{\bar{\varepsilon}}$, $\bar{\varepsilon}$ 减小时, $\bar{\omega}$ 增大, 因此能带图中的各个缺陷模发生蓝移. 当缺陷半径处于 $0.8r \sim 1.05r$ 范围内, 基本没有谐振频率, 这是因为此时缺陷尺寸相对较小, 无法构成电磁场的局域. 当缺陷半径增加到 $1.05r$ 时, 在禁带下边界又开始出现低阶的 TM 模的谐振频率, 并随其增大向禁带上边界移动; 当缺陷半径增加到 $1.2r$ 时, TE 偏振的谐振模也开始从带隙下边界出现. 同时可以看出两种模式的变化趋势是: TM 模谐振频率随缺陷半径的变化较为平缓, 而 TE 模谐振频率随着缺陷半径的变化较为敏感, 这是因为 TE 模 \vec{E} 矢量处于 $x-y$ 平面上, 而介质面上 \vec{E} 矢量的 $x-y$ 切向分量要求连续, 这使得共振频率对缺陷的形状很敏感; 对于 TM 模, \vec{E} 矢量沿着光子晶体空气柱的纵向 (z 方向), \vec{E} 矢量在介质面 z 方向切向连续的要求使得共振频率对于缺陷的形状变化就不太敏感.

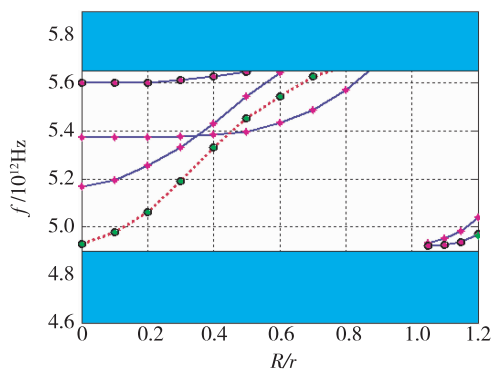


图3 谐振频率随缺陷半径的变化

Fig. 3 Changes of resonant frequency varying with defect radius

从图3中可以看出, 在 $R=0.45r$ 附近, TM 模和 TE 模的谐振频率有很好的重叠, 仔细调节缺陷圆柱半径, 发现当 $R=0.451r$ 时, TM 谐振模和 TE 谐振模在 5.41625 THz 处有很好的重叠, 在该参数下得到 THz 复式晶格光子晶体谐振腔模型的带隙结构图如图4所示.

2.2 谐振模品质因子和 3 dB 带宽的计算以及场分布的研究

用 FDTD 方法对缺陷圆柱半径 $R=0.451r$ 的缺

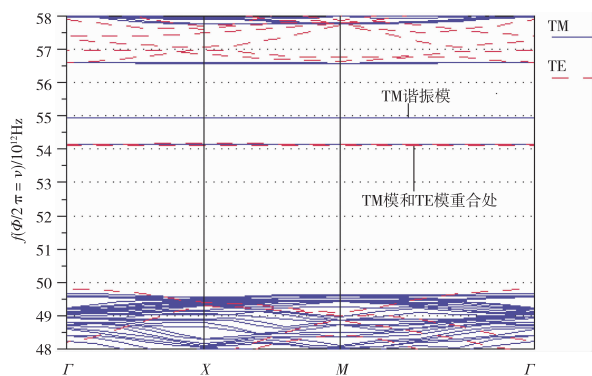


图4 缺陷圆柱半径 $R=0.451r$ 时的带隙结构图

Fig. 4 Band-gap structure with $R=0.451r$

陷光子晶体结构进行仿真, 得到缺陷处谐振模的光谱图如图5所示, 图5a是 TM 模的光谱图, 图5b是 TE 模的光谱图.

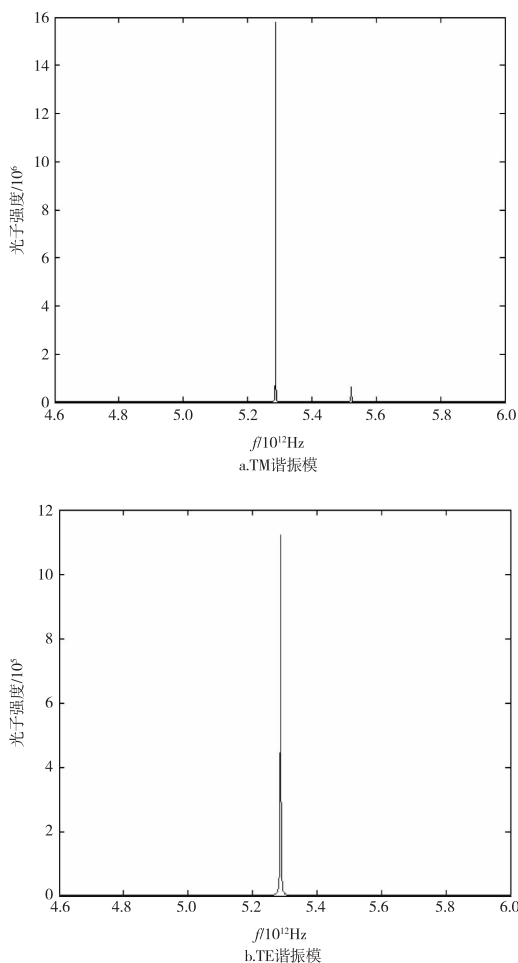


图5 缺陷半径 $R=0.451r$ 的缺陷光子晶体谐振模的光谱图

Fig. 5 Spectrum of photonic crystal resonant mode with defect radius $R=0.451r$

比较图 4 和图 5 中谐振频率的位置,发现二者有一些差异,这是因为 FDTD 的仿真区域有限,且采用了 PML 吸收边界条件,这使得整个带隙发生红移,频率向低频部分移动.观察图 5 可以看出该谐振腔内有两个 TM 谐振模,谐振中心频率分别是 5.287 4 THz 和 5.522 5 THz;只有一个 TE 谐振峰,谐振中心频率为 5.287 2 THz.由公式 $Q = \omega_0 / \Delta\omega = f_0 / (f_2 - f_1) = f_0 / \Delta f$ 计算各个谐振模的品质因子, f_0 是谐振中心频率, f_1, f_2 是两个半高功率点, Δf 是 3 dB 带宽.经过仿真和数值计算,得到谐振腔内各谐振模式的品质因子和 3 dB 带宽见表 1 所示.

表 1 缺陷圆柱半径 $R=0.451r$ 时谐振腔内各个谐振模式的 Q 值和 3 dB 带宽 Δf

Table 1 The Q value and 3 dB band-width Δf of each resonant mode in the resonant cavity with defect radius $R=0.451r$

偏振性		频率				Q
		f_0/THz	f_1/THz	f_2/THz	$\Delta f/\text{THz}$	
TM	TM1	5.287 4	5.287 1	5.287 6	0.000 5	10 574. 8
	TM2	5.522 5	5.521 2	5.523 7	0.002 5	2 209. 0
TE	TE1	5.287 2	5.286 3	5.288 2	0.001 9	2 782. 3

从表 1 中可以看出,在这种新型谐振腔中, TM 模和 TE 模的谐振中心频率只相差 0.000 2 THz,偏差很小,该谐振腔实现了 TM 模和 TE 模在同一频率处的共同谐振.同时共同谐振的 TM 谐振模的品质因子达到了 10 574. 8,说明该谐振腔的能量损耗很小,3 dB 带宽只有 0.000 5 THz 说明该谐振腔有极佳的准直性能.共同谐振的 TE 谐振模的品质因子也达到了 2 782. 3,3 dB 带宽也只有 0.001 9 THz,这对于谐振腔来说也具有很低的损耗和良好的准直性能,只是谐振特性不如 TM 谐振模.

用 FDTD 法仿真该 THz 复式晶格光子晶体谐振腔内共同谐振的 TM 谐振模和 TE 谐振模的模场分布,得到场分布图如图 6 所示,其中图 6a 表示 TM 谐振模,图 6b 表示 TE 谐振模.

从图 6 可以看出,该谐振腔内 TM 谐振模是一个四极模,TE 谐振模是一个偶极模,这两种模式的场能量都被很好的局域在包含缺陷的单位原胞内,局域效果非常理想.

3 结论

References

本文提出的旋转正方形和圆形空气孔嵌套的复

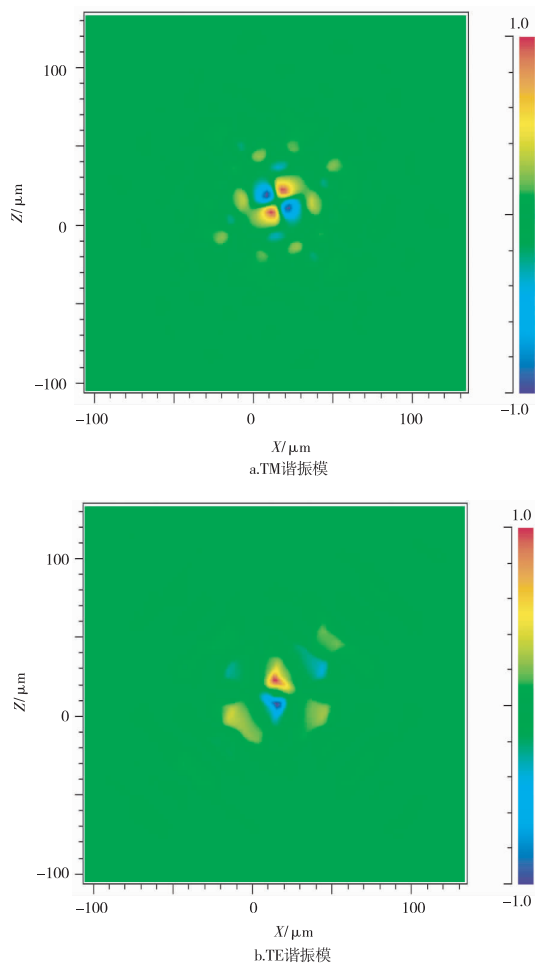


图 6 缺陷半径 $R=0.451r$ 的谐振腔内共同谐振的 TM 谐振模和 TE 谐振模的模场分布

Fig. 6 Modal profiles of TE and TM resonant modes with defect radius $R=0.451r$

式晶格光子晶体具有较大的完全带隙,改变晶体中一个圆柱的半径构成谐振腔模型,调节缺陷圆柱的半径可以使该谐振腔内 TM 模和 TE 模在同一频率处共同谐振.仿真结果表明,THz 复式晶格光子晶体谐振腔的参数取为:晶格常数 $a=30 \mu\text{m}$;基质材料取单晶硅,即 $n_b=3.4$;散射体材料为空气,即 $n_a=1$;旋转正方形边长 $b=0.73a=21.9 \mu\text{m}$,旋转角度 $\theta=28.2^\circ$;圆柱半径 $r=0.24a=7.2 \mu\text{m}$;缺陷圆柱半径 $R=0.451r=3.247 2 \mu\text{m}$ 时,可以得到 TM 模和 TE 模的共同谐振,二者谐振中心频率只有 0.000 2 THz 的偏差,且该谐振腔内谐振模有较高的品质因子和很小的 3 dB 带宽,因而其能量损耗较小、准直性能极佳,这种新型 THz 复式晶格光子晶体谐振腔在将来的 THz 波辐射源中将有很高的应用价值.

参考文献

References

- [1] Siegel P H. Terahertz technology[J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech,2002,50(3):910-928
- [2] Zhang Z P,Zhang X C. Single-shot spatiotemporal terahertz field imaging[J]. Opt Lett,1998,23(14):1114-1116
- [3] Han P Y,Zhang X C. Coherent broadband mid-infrared terahertz beam sensors[J]. Appl Phys Lett,1998,73(21):3049-3051
- [4] 高旸. 光子晶体应用分析[J]. 中国科技信息,2007,15:275-276
GAO Yang. Applied analysis of photonic crystal[J]. China Science and Technology Information,2007,15:275-276
- [5] 庄飞,肖三水,何江平,等. 二维正方各向异性碲圆柱光子晶体完全禁带中缺陷模的 FDTD 计算分析和设计[J]. 物理学报,2002,51(9):2167-2172
ZHUANG Fei,XIAO Sanshui,HE Jiangping, et al. A FDTD method for calculating defect modes in a two dimensional photonic crystal consisting of anisotropic cylinders[J]. Acta Physica Sinica,2002,51(9):2167-2172
- [6] Li Y W,Pan J Y,Zeng J, et al. Band engineering and periodic defects doping by lattices compounding[J]. Opt Express,2005,13(21):8526-8531
- [7] Sirigiri J R,Kreischer K E,Machuzak J, et al. Photonic-band-gap resonator gyrotron[J]. Phys Rev Lett,2001,86(24):5628-5631
- [8] Nemeč H,Duvillaret L,Garet F. Thermally tunable filter for terahertz range based on a one-dimensional photonic crystal with a defect[J]. Appl Phys,2004,96(8):4072-4075
- [9] ZHOU Rongmei,CHEN Heming. Characteristic analysis of photonic crystal resonant cavity in the terahertz region[J]. Optoelectronics Letters,2008,4(2):99-102
- [10] Guo S P,Albin S. Simple plane wave implementation method for photonic crystal calculations [J]. Opt Express,2003,11(2):167-175
- [11] Guo S P. Plane wave expansion method for photonic band gap calculation using MATLAB[EB/OL]. [2009-12-12]. http://www.lions.odu.edu/~sguox002
- [12] 葛德彪,闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 陕西:西安电子科技大学出版社,2002
GE Dedbiao,YAN Yubo. Finite-difference time-domain method for electromagnetic waves[M]. Xi'an:Xidian University Press,2002
- [13] Taflov A. Advances in computational electromagnetics; the finite-difference time-domain method[M]. Boston:Artech House,1998
- [14] Berenger J P. Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problem [J]. IEEE Trans Antennas Propagation,1996,44(1):110-117

Characteristic analysis of compound lattice photonic crystal resonant cavity in the Terahertz range

CHEN Heming¹ NIAN Xiuzhi¹

¹ Institute of Optical Communications, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003

Abstract A novel terahertz resonant cavity based on compound lattice photonic crystal is presented. The compound lattice photonic crystal is formed by inserting a square pillar, which is rotated by 28.2° , in the centre of each prime cell of the common square-pillar-typed photonic crystal, with the resonant cavity created by varying the radius of a circular pillar in the central prime cell. Plane wave expansion method is used to simulate the band gap structure and analyze the relationships between resonant frequency and the defect radius, obtaining the resonant cavity's structure parameters which make the TM mode resonate with the TE mode. Finite difference time domain method is used to analyze the resonant characteristics of the TM resonant mode and the TE resonant mode. These research results can provide theoretical basis for manufacture of photonic crystal resonant cavity used in terahertz range.

Key words optoelectronic and laser technology; compound lattice; resonant cavity; terahertz wave