

# 高效光子晶体太赫兹滤波器的设计\*

陈鹤鸣<sup>†</sup> 孟 晴

(南京邮电大学光通信研究所, 南京 210003)

(2009年12月8日收到; 2010年4月5日收到修改稿)

提出了一种新型光子晶体太赫兹(THz)滤波器, 该滤波器包括利用线缺陷实现的波导部分和利用微腔实现的频率选择部分. 应用平面波法(PWM)分析其带隙结构, 然后应用时域有限差分法(FDTD), 研究 THz 波在此滤波器中的传输特性, 结果表明, 通过改变点缺陷的结构和增大某些介质柱的半径, 可以使该滤波器实现高耦合效率的单信道单频率滤波.

**关键词:** 光子晶体, THz 波, 平面波法, 时域有限差分法

**PACS:** 42.25. Bs, 46.65. Wi, 42.70. Qs, 42.79. Hp

## 1. 引言

光子晶体是由不同介电常量的介质材料在空间的周期排列而形成, 由于光子带隙的存在, 频率处在禁带范围内所有模式的光及电磁波都不能在其中传播<sup>[1]</sup>. 当在光子晶体中引入线缺陷后, 处于原来对完整光子晶体不透明的禁带中的光可以沿着线缺陷传播, 这就形成了光子晶体波导. 当在光子晶体中引入点缺陷后, 由于这些点缺陷对原有的空间对称性产生微扰, 形成一个微腔, 并且微腔有自己的共振频率. 在一定条件下, 光子晶体波导和微腔会发生耦合, 波导中频率在微腔共振频率附近的光波的能量能被“下载”到了微腔里面, 也即光子晶体具有滤波特性<sup>[2]</sup>.

太赫兹波(THz)辐射通常是指波长在30  $\mu\text{m}$ —3 mm 区间的电磁辐射, 其辐射区域位于毫米波与红外光之间. 光子晶体能够应用于太赫兹波段的传输, 且色散小、损耗低, 可以制作出多种 THz 器件, 如光子晶体滤波器、反射器<sup>[3]</sup>等. 因此, 对太赫兹波段光子晶体传输器件的设计与研究具有重要的学术和应用价值.

近年来出现了多种基于光子晶体的太赫兹滤波器结构. 2005年 Nemeč 等人报道了一种用于 THz 波段, 具有宽调节范围的一维光子晶体滤波器<sup>[4]</sup>. 通过在由石英片和陶瓷片周期交替排列组成的一

维光子晶体中加入铁电晶体( $\text{SrTiO}_3$ )形成缺陷以产生缺陷模. 由于铁电晶体的介电系数随温度的变化比较大, 因此通过改变一维光子晶体的温度来调谐禁带中单一缺陷模的频率. 2006年 Chen 等<sup>[5]</sup>提出了基于向列液晶材料的室温太赫兹立奥滤波器. 该滤波器可以利用磁场控制向列液晶的双折射特性, 从而控制二维金属光子晶体中太赫兹波的传输特性, 实现可调立奥滤波器. 2006年周梅等用硅和空气构造了基于一维光子晶体的 THz 波 F-P 光子晶体滤波器<sup>[6]</sup>.

本文提出了一种具有高传输效率的光子晶体太赫兹滤波器, 应用平面波展开法<sup>[7]</sup>及时域有限差分法, 研究了 THz 波在二维光子晶体滤波器中的传输特性. 利用波导线缺陷和腔体点缺陷的耦合特性, 通过改变腔体介质柱半径及介质柱的分布, 实现对某个波长的耦合, 达到滤波的功能; 通过改变波导与相应谐振腔之间波导边缘介质柱的半径来提高波的传输效率. 仿真结果表明, 本文设计的高效滤波器结构新颖、带宽窄, 可以作为太赫兹波段光子晶体选频滤波器.

## 2. 理论分析

### 2.1. 平面波法(PWM)

PWM 方法通过将电磁场在倒格矢空间以若干

\* 南京邮电大学科研基金(批准号: NY207053), 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(批准号: 2009CB930600)和国家自然科学基金(批准号: 61077084)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: chhm@njupt.edu.cn

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化成本征方程

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

式中,  $\hat{e}_1, \hat{e}_2$  为垂直于  $G + k$  的两个方向矢量,  $k$  为波矢,  $G$  为倒格矢,  $h$  为平面波,  $\varepsilon$  为介电系数分布,  $\omega$  为本征频率. 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  $k$  值点可传播的本征频率得到带隙结构.

### 2.2. 时域有限差分法(FDTD)

FDTD 方法自 Yee(1966 年)提出以来就得到迅速发展,计算光子晶体的能带结构必须在矢量波理论的框架下,从麦克斯韦方程出发,得出其波动方程

$$\left[ -\nabla^2 + \left( \frac{w}{c} \right)^2 [-\varepsilon_a(r)] \right] E(r) = \left( \frac{w}{c} \right)^2 \varepsilon_b E(r). \quad (2)$$

时域有限差分法是将上式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,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,如下式:

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i,j) &= E_z^n(i,j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j) \Delta x} \cdot [H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j)] \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j) \Delta y} [H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2)], \\ H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) &= H_x^{n-1/2}(i,j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} [E_z^n(i,j+1) - E_z^n(i,j)], \\ H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) &= H_y^{n-1/2}(i+1/2,j) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1,j) - E_z^n(i,j)]. \end{aligned} \quad (3)$$

根据上式即可求出光子禁带和缺陷模式. 其中,  $\varepsilon(r) = \varepsilon_b + \varepsilon_a(r)$ ,  $\varepsilon_b$  是背景(基质)的介电常数,  $\varepsilon_a(r)$  是晶格介质(散射体)的介电常数.

为了保证迭代收敛得到稳定解,时间步长与空间步长的选择应满足参考文献[8]提出的稳定条件. 通常将整个计算时间分为  $T$  个时间步,随着时间的推移,场被不断地更新,当时间步足够长时,场会逐渐趋于稳定. 然而,周期性的结构模拟并不能总是很好地适应实际的有限尺寸的结构. 对于周期性的结构中存在缺陷或晶体不具备周期性时,可以使用非周期性的边界条件,目前使用最广泛的是完全匹配层(perfectly matched layer, PML)吸收边界条件<sup>[9]</sup>.

FDTD 方法的一个主要优点就是在一次运行过程中,记录下所观察的网格点处的每个时间步的场值,对记录的场值作 Fourier 变换就可以得到整个频率范围内的频率响应. 因此,它适合于光子晶体结构的模拟和带隙结构的分析,尤其在带有缺陷的光子晶体结构的计算时相对与 PWM 有很大优势<sup>[10]</sup>.

### 3. 仿真结果与分析

本文选取单晶硅作为 THz 光子晶体的高折射

率介质,低折射率介质选取空气. 图 1 为 THz 波段含有线缺陷和点缺陷的三角晶格光子晶体的结构.

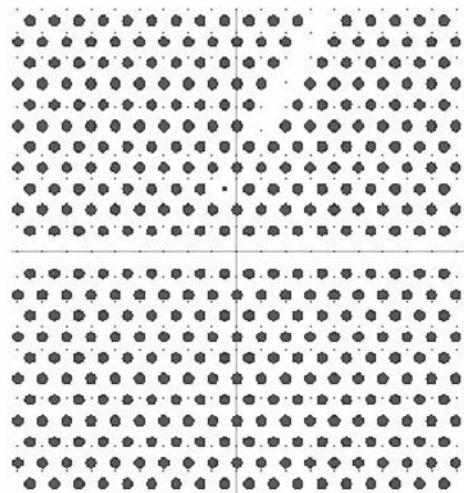


图 1 含有线缺陷和点缺陷的光子晶体结构

这里选取晶格常数  $a$  为  $30 \mu\text{m}$ , 根据归一化频率的计算公式  $\omega a/2\pi c$ , 即  $a/\lambda$ , 在归一化频率处于  $0.1-1$  之间时,对应的 THz 频率为  $1-10 \text{ THz}$ , 位于 THz 频率范围内. 光子晶体的介质柱介电常数  $\varepsilon$  为  $11.56, n=3.4$ , 介质柱半径选为  $R=0.2a$ , 采用  $19 \times$

23 的介质柱分布在空气中,因为在实际应用过程中,层数取得太少不利于体现光子晶体的特性;层数取得太多不但计算量太大,还会带来不必要的能量衰减.后面的讨论中,都采用  $19 \times 23$  的模型进行仿真.该完整结构的带隙如图 2 所示:该结构 TE 极化带隙比较大,归一化频率为 0.28—0.45. TM 极化带隙比较小,归一化频率为 0.82—0.88. 因此本文主要分析 TE 极化波.

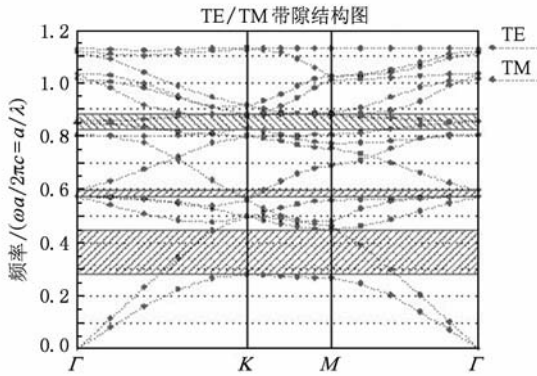


图 2 光子晶体结构带隙图

图 1 的结构中,波导是由去掉一行介质柱来实现的,谐振腔是通过改变缺陷介质柱的半径实现的.下面进行高效滤波器的逐步设计:

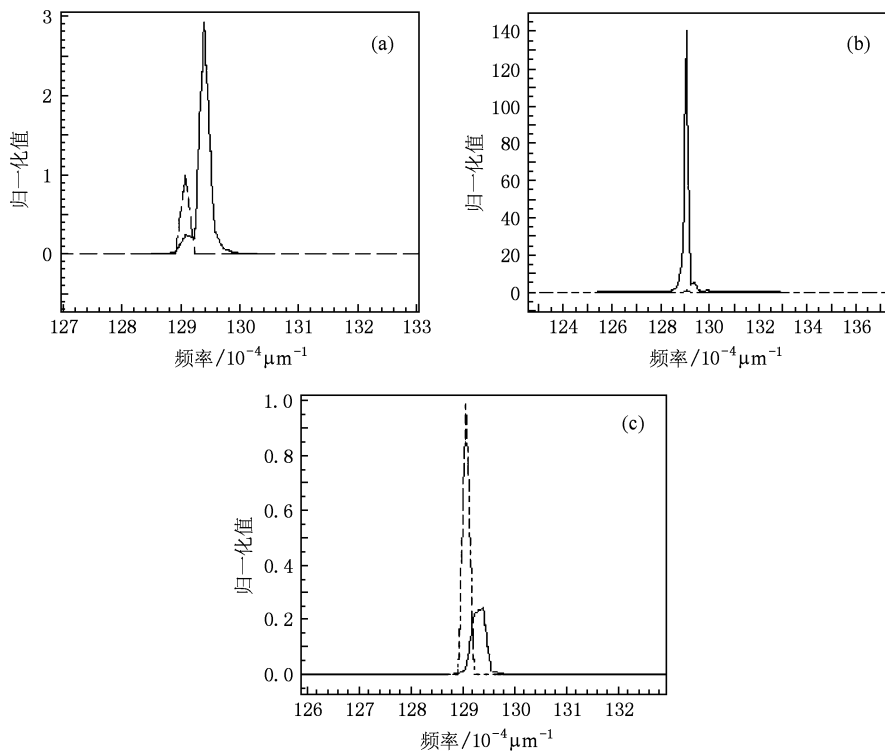


图 3 三种情况下点缺陷处的场强频率分布 (a)  $R'' = 0.5R$ ; (b)  $R'' = 1.5R$ ; (c)  $R'' = 2R$

1) 设置点缺陷处的介质柱半径依次为 0, 0.05R, 0.25R, 0.4R, 最后得出当其半径为 0.25R 时有较好的耦合效率,即  $R' = 0.25R$ ,但此时并不能出现较好的滤波性能,在后面的分析中将会详细说明.

2) 在 1) 的基础上,设置点缺陷周围 6 个介质柱的半径依次全为 0.5R, 1.5R, 2R. 其点缺陷处的场强频率分布如图 3 所示.

从图 3 中可以看出,当周围 6 个介质柱的半径  $R'' = 1.5R$  时,可以获得较高的相对幅度,上述两步研究的是中间介质柱小、四周介质柱大的情况,同样我们研究了中间大、四周小;中间小、四周小;中间大、四周大的情况,最后结果均不如图 3(b) 中的中间小、四周大的情况好.此时,这种光子晶体只允许频率为 3.8721 THz (对应于波长为 77.4773  $\mu\text{m}$ ) 处窄带的单一模式的 THz 波有效地通过,截断了其他波长的 THz,这正是窄带滤波器的功能,可以用于信道下载.此结构如图 4 所示.

但是衡量光子晶体滤波效果的一个重要指标是信道隔离度<sup>[11]</sup>,定义为  $CI = 10\log(P_1/P_2)$ ,  $P_1$  和  $P_2$  分别是信号耦合到输出端口的功率与保留在波导中的功率.信道的隔离度越大越好,隔离度越大信号的串扰就越小.而在上图中,虽然输出端的信号功率较大,但是留在波导,从右端输出的功率也

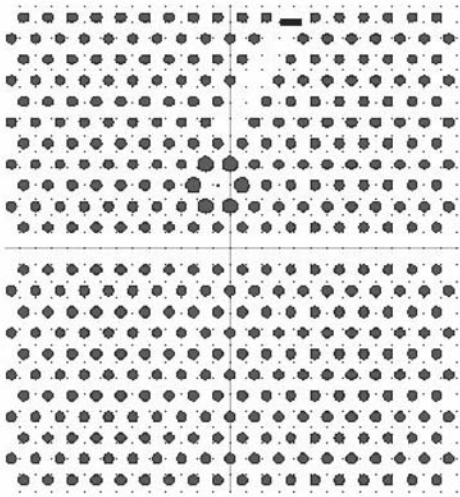


图4 优化后的中间点缺陷小、周围点缺陷大的结构

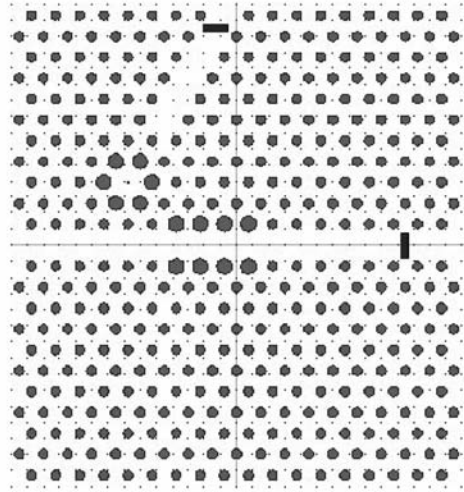


图6 介质柱改变后的光子晶体滤波器

很大. 所以相对来说, 该结构的信道隔离度并不高, 如图5所示.

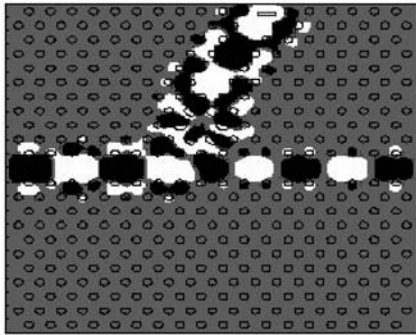


图5 滤波通道场分布效果图

为了提高信号隔离度, 在上述结构的基础上, 可以通过改变波导与相应谐振腔之间波导边缘介质柱的半径来提高波的传输效率<sup>[6]</sup>, 经过多次仿真试验, 当如图6所示时, 输入波几乎全从输出端输出. 该结构把靠近波导边缘的8个介质柱的半径改为 $1.6R$ , 该滤波器的耦合效率达到了90%以上, 几乎都从输出端输出, 如图7所示. 并且在输出端探测到了极高的单频率滤波, 如图8所示.

图8中所示的峰值对应的横坐标为0.012077, 由归一化频率, 可以计算出此滤波器信道的耦合波长为3.6231 THz, 实现了THz波段的滤波功能. 所以利用此滤波器结构, 可以实现太赫兹波段的频率滤波, 具有极高的滤波效率, 并且结构新颖、原理简单、体积小、易于信道的扩展设计, 为制作太赫兹波段光子晶体选频滤波器提供了有益参考.

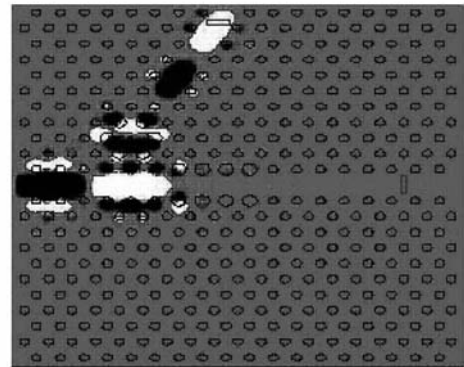


图7 调整后滤波器的场强分布图

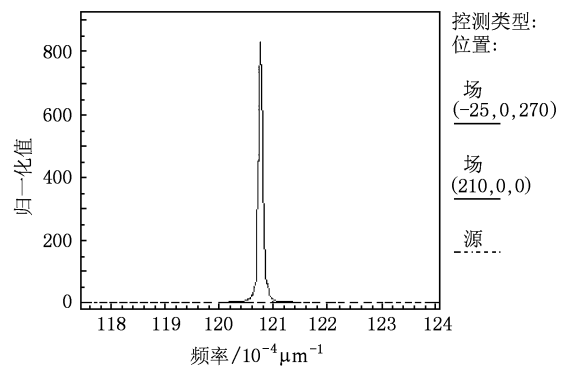


图8 输出端场强频率分布

#### 4. 结 论

利用光子晶体的线缺陷可以实现波导通道, 利用其点缺陷可以实现频率选择, 基于这些原理, 设

计了上述太赫兹波段的光子晶体滤波器结构,为了在实际中应用该结构,利用时域有限差分法进行了仿真,确定了可以产生高滤波效率的点缺陷排列结构,为了进一步提高信道的隔离度,适当改变波导

与相应谐振腔之间波导边缘的若干介质柱的大小,可以大大地提高信道隔离度和耦合效率. 仿真结果表明,该 THz 滤波器结构简单,易于集成化,性能优良,为太赫兹波段通信器件研制奠定重要基础.

- [1] Zhuang F, He S L, He J P, Feng S H K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 355 (in Chinese) [庄飞、何赛灵、何江平、冯尚申 2002 物理学报 **51** 355]
- [2] Zhu ZH H, Ye W M, Ji J R 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 1237 (in Chinese) [朱志宏、叶卫民、季家熔 2003 光学学报 **23** 1237]
- [3] Zhang R, Li H, Cao J CH, Feng S L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4618 (in Chinese) [张戎、黎华、曹俊诚、封松林 2009 物理学报 **58** 4618]
- [4] Nemeč H, Kuzel P, Duvillaret L 2005 *Opt. Lett.* **30** 549
- [5] Chen C Y, Pan C L, Hsieh C F 2006 *Phys. Lett.* **88** 101
- [6] Zhou M, Chen X SH, Wang SH W, Zhang J B, Lu W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3725 (in Chinese) [周梅、陈效双、王少伟、张建标、陆卫 2006 物理学报 **55** 3725]
- [7] Guo S P, Albin Sacharia 2003 *Opt. Exp.* **11** 167
- [8] Ge D B, Yan Y B 2005 *Finite-difference time-domain electromagnetic method (Version 2)* (Xi'an: Xi'an Electronic Science and Technology University Press) p202 (in Chinese) [葛德彪、闫玉波 2005 电磁波时域有限差分方法(2版)(西安:西安电子科技大学出版社)第202页]
- [9] Berenger J P 1994 *Compute Phys.* **114** 185
- [10] Hang X Q, Chen H M 2007 *Optoelectronic Technology* **27** 243 (in Chinese) [黄小琴、陈鹤鸣 2007 光电子技术 **27** 243]
- [11] Wang H S, Li K, Kong F M 2008 *Acta Phot. Sin.* **37** 1122 (in Chinese) [王海松、李康、孔凡敏 2008 光子学报 **37** 1122]

## Design of high efficiency photonic crystal terahertz filter\*

Chen He-Ming<sup>†</sup> Meng Qing

(Institute of Optical Communications, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003, China)

(Received 8 December 2009; revised manuscript received 5 April 2010)

### Abstract

A new type of terahertz photonic crystal filter is presented, which includes the waveguide parts realized by line defects, and the frequency selection parts realized by micro cavities. The band gap property was investigated by using plane wave method (PWM), and then the transmission characteristic of terahertz in this kind of filter was studied by means of the finite difference time domain method (FDTD) simulation. The results show that, the filter can achieve high coupling efficiency filtering of single-channel and single-frequency, by changing the point defects structure and increasing the radius of certain dielectric cylinder. High efficiency THz-band photonic crystal filter was designed in this thesis.

**Keywords:** photonic crystal, THz waves, PWM, FDTD

**PACS:** 42.25.Bs, 46.65.Wi, 42.70.Qs, 42.79.Hp

\* Project supported by the Nanjing University of Posts and Telecommunications Foundation, China (Grant No. NY207053), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB930600), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61077084).

<sup>†</sup> E-mail: chhm@njupt.edu.cn