

文章编号:1004-4213(2011)07-1076-6

一维电-磁介质互联的光子晶体偏振带通滤波器

董秋云¹, 马书云¹, 王慧¹, 强海霞²

(1 中国人民解放军理工大学 理学院, 南京 211101)

(2 南京理工大学 理学院, 南京 210094)

摘 要:传统一维纯电介质光子晶体较难实现 TE 偏振带通滤波,而且每种偏振滤波器的禁带很窄.本文基于不同电磁参量占主导地位控制不同偏振波禁带较宽的特性,利用一维光子晶体禁带带边交叉的方法设计了 TE 偏振滤波器、TM 偏振滤波器和双偏振滤波器.每种滤波结构均为包含电介质和磁性材料的异质结,因此实现各种滤波的同时也展宽了禁带范围.由于电-磁介质互联,所设计的滤波器结构简单,均具备宽禁带、窄带通滤波特性.此外,利用已报道的磁性材料,分析了磁性材料色散对偏振滤波器性能的影响.

关键词:一维磁介质光子晶体;偏振滤波;异质结

中图分类号:O411.3

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114007.1076

0 引言

自 1987 年 Yablnovitch 和 John 分别提出光子晶体 (Photonic Crystals, PC) 和光子能带结构 (Photonic Bandgap, PBG) 的概念^[1-2]以来,一维、二维、三维光子晶体的理论、实验及相关应用得到了广泛的研究.其中一维光子晶体因其容易制备而且在特定条件下能够实现类似全向带隙的全方向反射性质而广受关注^[3-7].若在一维光子晶体中引入缺陷,其禁带内会产生缺陷模.引入缺陷的方式不同也会产生不同的缺陷模传输特性^[8-9].众所周知,当电磁波斜入射时,光子晶体不同偏振波的传输谱将发生分裂.基于这种特性,一些学者通过构造一维纯电介质光子晶体异质结设计了 TM 偏振滤波器^[8, 10-12].由于一维纯电介质光子晶体的 TE 禁带始终宽于 TM 禁带,因此 TM 偏振滤波器较容易实现,而 TE 偏振滤波结构却很难^[8],更不用说具有较宽的非传输带的 TE 偏振滤波结构.

近年来,磁光子晶体受到了广泛关注^[13-18].在这种光子晶体中,材料磁导率不再为 1,因此从 Maxwell 方程组可知磁光子晶体的电磁传输特性相对于纯电介质情况将发生很大变化.磁性材料的引入使得光子禁带的调制参量变为波阻抗而非折射率.膜层间的波阻抗比越大,光子晶体禁带越宽,而且在一维磁光子晶体中,将两种单元材料的较大磁

导率和较大介电常量相比较,如果前者大于后者(我们不妨称此种情况为磁导率占主导地位),则光子晶体的 TM 禁带宽于 TE 禁带;反之若介电常量占主导地位,则 TE 禁带宽于 TM 禁带,一维纯电介质光子晶体的偏振波禁带结构属于此种情况^[19].因此不难想象,如果将不同电磁参量占主导地位的一维光子晶体构成异质结构,那么禁带带边的交叉会出现多种变化情况.基于这种构想,本着可以通过简单方法获得具有较宽非传输带的滤波结构的目的,本文将磁性材料与电介质材料组合使用,利用禁带带边交叉的方法,构造双光子晶体电-磁异质结,设计了三种一维光子晶体偏振带通滤波器,并分析了磁性材料色散对滤波性能的影响.

1 数值计算方法

一维光子晶体偏振带通滤波器是由光子晶体 PC_1 和 PC_2 组成的异质结 PC_1PC_2 .假设参考波长为 λ_0 ,对于 PC_1 ,材料膜厚分别为 $d_1 = \lambda_0 / (4n_1)$ 和 $d_2 = \lambda_0 / (4n_2)$;对于 PC_2 ,膜厚分别为 $d_3 = \lambda_0 / (4n_3)$ 和 $d_4 = \lambda_0 / (4n_4)$,其中 $n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$ ($i=1, 2, 3, 4$) 为材料的折射率, ϵ_i 和 μ_i ($i=1, 2, 3, 4$) 分别为材料的相对介电常量和相对磁导率.入射介质的介电常量和磁导率分别为 ϵ_0 和 μ_0 ,出射介质的介电常量和磁导率分别为 ϵ'_0 和 μ'_0 .这里不考虑材料的吸收,介

基金项目:江苏省自然科学基金(No. BK2010483)和解放军理工大学理学院青年科学基金资助

第一作者:董秋云(1982-),女,讲师,硕士,主要研究方向为一维磁-电介质光子晶体的理论及应用. Email: dongqiuyun2005@163.com

收稿日期:2011-03-23; **修回日期:**2011-04-09

电常量和磁导率均为常量. 对于 PC_1 和 PC_2 , 其禁带上下带边频率值可由式(1)和式(2)计算^[15]

$$\omega_H(\theta_0) = 2c \frac{\arccos(-|\Omega|)}{d_1 \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0} + d_2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (1)$$

$$\omega_L(\theta_0) = 2c \frac{\arccos(|\Omega|)}{d_1 \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0} + d_2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (2)$$

式中

$$\Omega = \begin{cases} \frac{Z_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_0} - Z_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta_0}}{Z_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_0} + Z_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta_0}} & \text{(TE)} \\ \frac{Z_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta_0} - Z_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_0}}{Z_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta_0} + Z_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_0}} & \text{(TM)} \end{cases} \quad (3)$$

式(1)和(2)中 H 和 L 分别表示上下带边, c 为真空中光速, θ_0 为入射角, n_0 为入射介质折射率, $Z_{1(2)} = \sqrt{\frac{\mu_{1(2)}}{\epsilon_{1(2)}}}$ 为材料的波阻抗.

整个异质结透射率可根据传输矩阵法^[20]算出. 其中 PC_1 的单元特征矩阵分别为

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} \cos \beta_1 & \frac{-i \sin \beta_1}{p_1} \\ -i p_1 \sin \beta_1 & \cos \beta_1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{M}_2 = \begin{bmatrix} \cos \beta_2 & \frac{-i \sin \beta_2}{p_2} \\ -i p_2 \sin \beta_2 & \cos \beta_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中 $\beta_{1(2)} = (\omega/c) n_{1(2)} d_{1(2)} \cos \theta_{1(2)}$, $p_{1(2)} = \sqrt{\epsilon_{1(2)}/\mu_{1(2)}} \cos \theta_{1(2)}$ (TE), $p_{1(2)} = \sqrt{\mu_{1(2)}/\epsilon_{1(2)}} \cos \theta_{1(2)}$ (TM), ω 为入射波的角频率, $\theta_{1(2)}$ 为入射波在相应材料膜层中的折射角. 同理可得 PC_2 中单元特征矩阵分别为 \mathbf{M}_3 和 \mathbf{M}_4 . 设 PC_1 和 PC_2 的周期数均为 p , 则整个异质结构的传输矩阵为

$$\mathbf{M} = (\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)^p (\mathbf{M}_3 \mathbf{M}_4)^p = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (6)$$

透射率为

$$T = \frac{p'_0}{p_0} \left| \frac{2p_0}{(m_{11} + m_{12} p'_0) p_0 + (m_{21} + m_{22} p'_0)} \right|^2 \quad (7)$$

式中 $p_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cos \theta_0$ (TE), $p_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \cos \theta_0$ (TM), $p'_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cos \theta'_0$ (TE), $p'_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \cos \theta'_0$ (TM), θ_0 和 θ'_0 分别为入射波入射角和出射角.

2 结构设计与讨论

计算中设入射介质和出射介质均为空气. 一维

光子晶体单元材料的介电常量和磁导率哪个较大主导了 TE 和 TM 禁带哪个较宽. 取 PC_1 为纯电介质光子晶体, 介电常量分别为 $\epsilon_1 = 12.25$ 和 $\epsilon_2 = 2.1316$, 磁导率均为 1; PC_2 为磁介质光子晶体, 介电常量分别为 $\epsilon_3 = 1$ 和 $\epsilon_4 = 1$, 磁导率分别为 $\mu_3 = 12.25$ 和 $\mu_4 = 2.1316$. 每个结构中膜层光学厚度均为 $\lambda_0/4$. 由式(1)~(3)计算得禁带带边如图 1. 同线型之间的区域为相应的禁带区. 从图中可以看出对于介电常量占主导的 PC_1 , 电磁波斜入射情况时 TE 禁带带宽始终大于 TM 禁带带宽, 而 PC_2 中情况刚好相反. 因此如果将这两种结构相互组合, 调整材料的介电常量、磁导率和厚度, 可以实现丰富的滤波特性, 从而简单方便地设计出多种滤波结构, 下面我们来研究三种滤波结构的设计和分析.

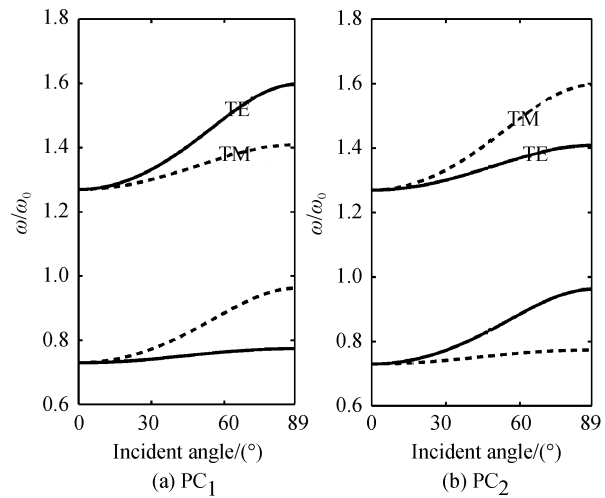


图 1 一维光子晶体禁带带边图

Fig. 1 Stop-bands of one-dimensional PCs

2.1 TE 偏振滤波器

在 TE 偏振滤波器的设计中, 仍然取 PC_1 材料参量分别为 $\epsilon_1 = 12.25$ 、 $\epsilon_2 = 2.1316$ 和 $\mu_1 = \mu_2 = 1$, PC_2 材料参量分别为 $\epsilon_3 = 1$ 、 $\epsilon_4 = 1$ 、 $\mu_3 = 12.25$ 和 $\mu_4 = 2.1316$, PC_1 的膜层光学厚度仍为 $\lambda_0/4$, 而 PC_2 的膜层光学厚度缩减至 $0.1446\lambda_0$, 该值是基于电磁波 45° 入射时 PC_2 的 TE 禁带下带边和 PC_1 的 TE 禁带上带边频率值相等计算而得. 这样 PC_1 和 PC_2 的禁带将会发生部分交叠. 如图 2(a), 图中点线表示 PC_2 的 TM 禁带上下带边, 虚线表示 PC_2 的 TE 禁带上下带边, 实线表示 PC_1 的 TE 禁带上下带边, 点划线表示 PC_1 的 TM 禁带上下带边, 相同曲线之间为对应的禁带范围. 图 2(b) 为图 2(a) 中禁带交叉处的放大图. 从图中可看出, PC_1 和 PC_2 的 TM 禁带完全衔接且有部分重合, 因此对于任意入射角 θ_0 , 频率在 $\omega_{L, PC_1, TM}(\theta_0)$ (对应于电磁波以 θ_0 入射 PC_1 时, TM 禁带的下带边频率值) 至

$\omega_{H,PC_2,TE}(\theta_0)$ (对应于电磁波以 θ_0 入射 PC_2 时, TM 禁带的上带边频率值) 内的 TM 偏振波均不能透过由异质结 PC_1PC_2 . PC_1 的 TE 禁带上带边和 PC_2 的 TE 禁带下带边发生交叉, 图中圆形标记为交叉临界点, 该点对应的入射角为 45° , 频率为 $1.405\omega_0$. 当入射角小于 45° 时, 由于两个光子晶体的 TE 禁带部分重合而相互衔接, 所以在频段 $\omega_{L,PC_1,TE}(\theta_0) \sim \omega_{H,PC_2,TE}(\theta_0)$ 内的 TE 偏振波不能透过 PC_1PC_2 ; 当入射角大于 45° 时, 两个光子晶体的 TE 禁带分离, 则在频段 $\omega_{L,PC_1,TE}(\theta_0) \sim \omega_{H,PC_2,TE}(\theta_0)$ 内会有一小段频率范围的 TE 偏振波能够通过异质结滤波器. 综上可知, 异质结 PC_1PC_2 在临界角 45° 时能够实现 TE 偏振单通道滤波. 取 PC_1 和 PC_2 的周期数均为 10, 根据式(4)~(7)计算出 PC_1PC_2 在电磁波 45° 入射时的透射谱, 如图 3, TE 偏振波出现了窄带通而 TM 偏振波完全被截止, 与图 2 吻合较好. 从图 3 可

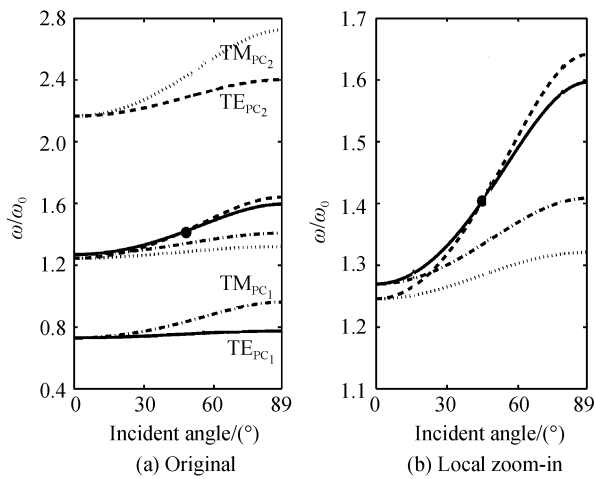


图 2 TE 偏振滤波器中 PC_1 和 PC_2 的禁带带边图
Fig. 2 Stop-bands of PC_1 and PC_2 of the TE polarization band-pass filter

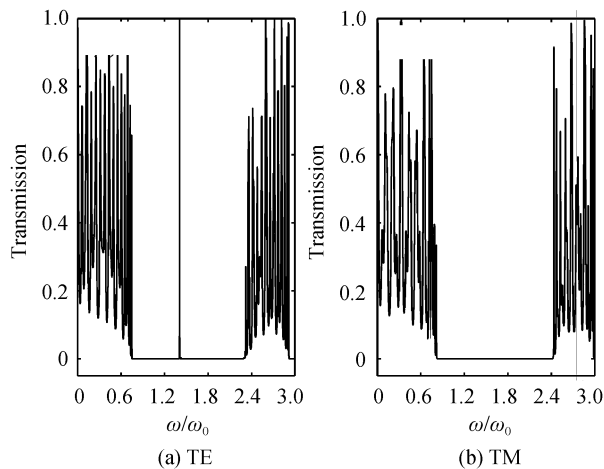


图 3 电磁波 45° 入射 TE 偏振滤波器时各偏振波的透射谱
Fig. 3 Transmission spectra of the polarization waves of the TE-polarization pass-band filter at 45° incidence

知, PC_1PC_2 的公共非传输带非常宽, 范围为 $0.8188\omega_0 \sim 2.3114\omega_0$, 在该范围内只有频率为 $1.4097\omega_0$ 的 TE 偏振波可以透过滤器, 其滤波峰的半高宽为 $0.0022\omega_0$ ($1.4086\omega_0 \sim 1.4108\omega_0$). 需要指出的是, PC_1 和 PC_2 禁带带边交叉点确定的滤波频率值和透射谱给出的滤波频率值会存在微小的差异, 这是由于一维无限周期光子晶体的禁带带边与其有限结构的透射谱非传输带的边界总是存在一定的差异, 但增大 PC_1 和 PC_2 的周期数可以大幅度减少这样的差距. 总之, 禁带带边交叉的方法可以从理论上指导实际光子晶体滤波器的制备, 起到了一个理论定标作用.

2.2 TM 偏振滤波器

在该滤波器设计中, PC_1 和 PC_2 参量设置为: $\epsilon_1 = 12.25$, $\epsilon_2 = 2.1316$, $\epsilon_3 = 3.24$, $\epsilon_4 = 1.5$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$ 和 $\mu_4 = 1.5$. PC_1 的膜层光学厚度仍为 $\lambda_0/4$, PC_2 的膜层光学厚度为 $0.164\lambda_0$. PC_1 和 PC_2 禁带带边图如图 4, 其中各曲线和圆形标志表示的含义与图 2 相同. 从图 4(a) 中可以看出 PC_1 的 TM 禁带上带边和 PC_2 的 TM 禁带下带边在 45° 、频率为 $1.334\omega_0$ 处发生了交叉, 而在该角度下 PC_1 的 TE 禁带和 PC_2 的 TM 禁带是完全衔接的, 因此在该角度下 TM 偏振波可以实现单通道滤波, 而 TE 偏振波被截止. 同样取每个光子晶体的周期数为 10, 作出电磁波 45° 入射 PC_1PC_2 的透射谱如图 5. 从图中可知, 在较宽的非传输带 $0.8228\omega_0 \sim 1.9832\omega_0$ 内仅频率为 $1.3432\omega_0$ TM 偏振波可以透过滤器, 其滤波峰半高宽为 $0.0056\omega_0$ ($1.3404\omega_0 \sim 1.3460\omega_0$), 图 5 的结果与图 4 吻合较好.

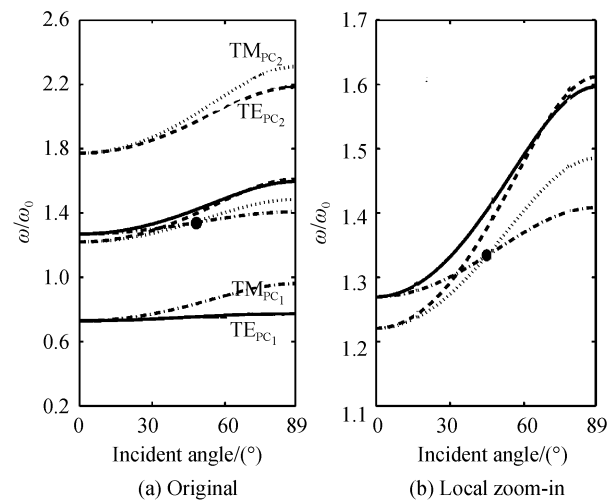


图 4 TM 偏振滤波器中 PC_1 和 PC_2 的禁带带边图
Fig. 4 Stop-bands of PC_1 and PC_2 of the TM-polarization band-pass filter

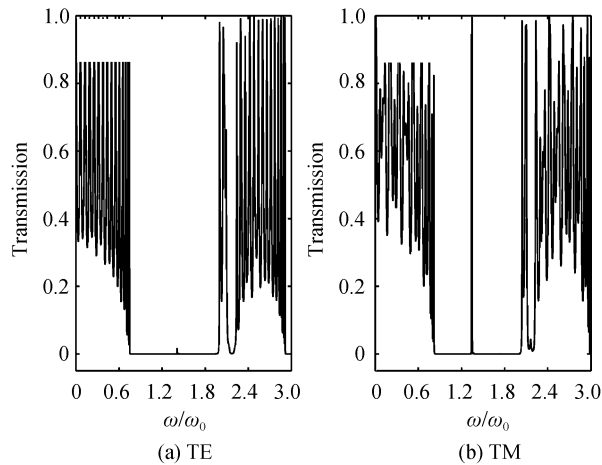


图5 电磁波 45° 入射 TM 偏振滤波器时各偏振波的透射谱
Fig. 5 Transmission spectra of the polarization waves of the TM-polarization pass-band filter at 45° incidence

2.3 双偏振滤波器

从 TM 偏振滤波器的设计中发现, PC_1 的 TE 禁带上带边和 PC_2 的 TE 禁带的下带边在 68° 处也发生了交叉. 在该角度下, 在相应的 TE 非传输带内也存在一个单通道窄带通滤波点, 然而在该滤波点的低频方向 PC_1 的 TM 禁带上带边和 PC_2 的 TM 禁带下带边已经分离, 也就是说当电磁波以 68° 入射时, 在 $\omega_{L, PC_1, TM}(68^\circ) \sim \omega_{H, PC_2, TE}(68^\circ)$ 内高频处有单通道滤波峰, 低频处有一段传输带. 不难想象, 若调整光子晶体的电磁参量可将该交叉点“挪”至 45° 处, 这样就能实现在同角度下不同频率处不同偏振波的滤波. 为了方便起见, 仍取上述 PC_1 , 构造 PC_2 的具体方法为: 首先取 $\epsilon_3 = 2.25$ 和 $\mu_3 = 1$, PC_2 的膜层光学厚度为 $0.15\lambda_0$; 然后根据式 (1)~(3) 求方程组 (8)

$$\begin{cases} \omega_{H, PC_1, TE}(45^\circ) = \omega_{L, PC_2, TE}(45^\circ) \\ \omega_{H, PC_1, TM}(45^\circ) = \omega_{L, PC_2, TM}(45^\circ) \end{cases} \quad (8)$$

的解, 得出 $\epsilon_4 = 1.4$ 和 $\mu_4 = 3.15$ 的值, 这样 PC_1 和 PC_2 的电磁参量均已知, 将这些电磁参量带入式 (1)~(3) 可得各禁带带边图如图 6. 从图中可知, TE 和 TM 禁带带边分别在 45° 时出现了交叉点, TE 禁带带边的交叉点频率为 $1.404\omega_0$, TM 禁带带边的交叉点频率为 $1.334\omega_0$, 因此在 $\omega_{L, PC_1, TM}(45^\circ) \sim \omega_{H, PC_2, TE}(45^\circ)$ 范围内只有频率为 $1.404\omega_0$ 的 TE 偏振波和频率为 $1.334\omega_0$ 的 TM 偏振波可以透过滤波结构. 图 7 给出了相应的传输谱, 其结果与图 6 的分析吻合较好, 所得的非传输带较宽, 其范围为 $0.824\omega_0 \sim 2.2918\omega_0$, 在该传输带内只有频率为 $1.4094\omega_0$ 及半高宽为 $0.0017\omega_0$ ($1.4085\omega_0 \sim 1.4102\omega_0$) 的 TE 偏振波和频率为 $1.3418\omega_0$ 及半高宽为 $0.0024\omega_0$ ($1.3406\omega_0 \sim 1.3430\omega_0$) 的 TM 偏振波可以透过 $PC_1 PC_2$.

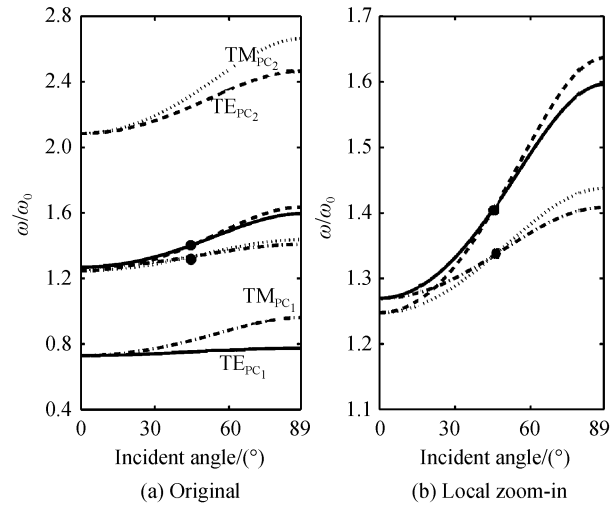


图6 双偏振滤波器中 PC_1 和 PC_2 的禁带带边图
Fig. 6 Stop-bands of PC_1 and PC_2 of the double-polarization band-pass filter

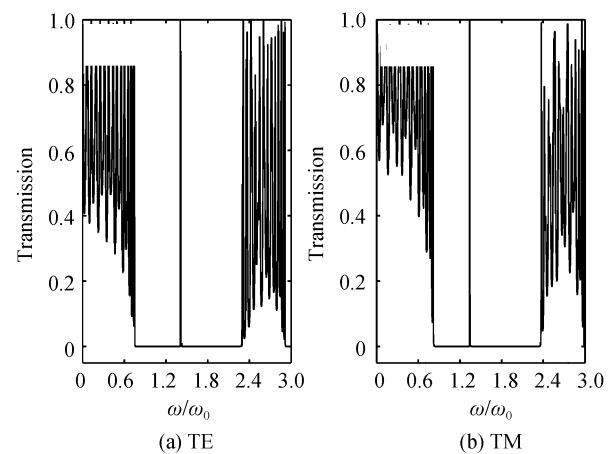


图7 电磁波 45° 入射双偏振滤波器时各偏振波的透射谱
Fig. 7 Transmission spectra of the polarization waves of the double-polarization pass-band filter at 45° incidence

2.4 磁性材料色散对滤波器的影响

从上述三个设计算例可以看出, 磁性材料的引入大大丰富了光子晶体的带边特性, 也可以获得较宽的非传输带. 设计中均假设磁性材料无色散, 然而现实生活中大多数磁性材料在红外至光波段的磁导率接近 1, 只有在微波段才具有明显的磁性, 且在微波段其电磁参量对频率和温度非常敏感. 九十年代初磁材料家族中出现了一类新型软磁材料——二茂铁高分子磁性材料^[22], 该材料在一定温度范围内、一定微波频段内具备较低色散的电磁参量, 而且质轻、易于加工、成本也低, 可以通过分子设计思想调整磁导率大小. 目前来讲该种高分子材料是用于本文设计结构的可能的最佳材料. 因此从可用性角度出发, 利用该种磁性材料作为滤波器单元材料, 讨论其色散性对滤波性能的影响. 这里为简单起见, 仅讨论了 TM 偏振滤波器, 其他滤波结构可以类推. 为了便于比较, 在以下计算中取二茂铁高分子磁性材

料的介电常量和磁导率无色散情况下为 $\epsilon_1 = 4.6$ 和 $\mu_1 = 1.5$, 色散情况下如表 1^[23], 表中两个相邻频率点之间的电磁参量采用线性插值方法获取; 电介质材料为砷化镓, 其介电常量和磁导率为 $\epsilon_2 = 12.96$ 和 $\mu_2 = 1$; 在子结构设计中, PC_1 由二茂铁磁性材料和砷化镓交替组成, 其光学厚度为 $\lambda_0/4$, PC_2 为将 PC_1 的晶格常量缩小 0.640 4 倍所得. 同样利用上述禁带交叉方法, 设计得到的滤波结构的透射谱如图 8 和图 9. 图 8 为二茂铁磁性材料无色散情况下的透射谱, 图 9 为其低色散情况下的透射谱, 其余参

表 1 二茂铁高分子磁性材料的电磁参量测量值

Table 1 Experimental electromagnetic parameters of ferrocene type polymeric magnet at different frequencies

Frequency/GHz	0.1	0.3	0.5	0.8	1.0	1.3	1.5	1.8
μ_1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.5	1.6	2.0
ϵ_1	4.5	4.6	4.6	4.6	4.6	4.6	4.6	4.6

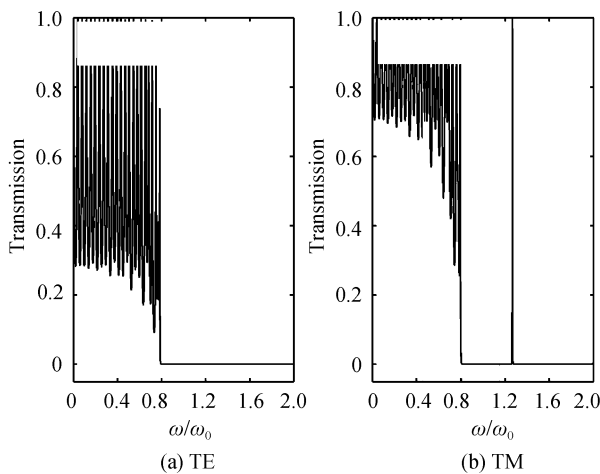


图 8 磁性材料无色散情况下电磁波 45° 入射 TM 偏振滤波器时各偏振波的透射谱

Fig. 8 Transmission spectra of the polarization waves of the TM-polarization pass-band filter with ideal magnetic material at 45° incidence

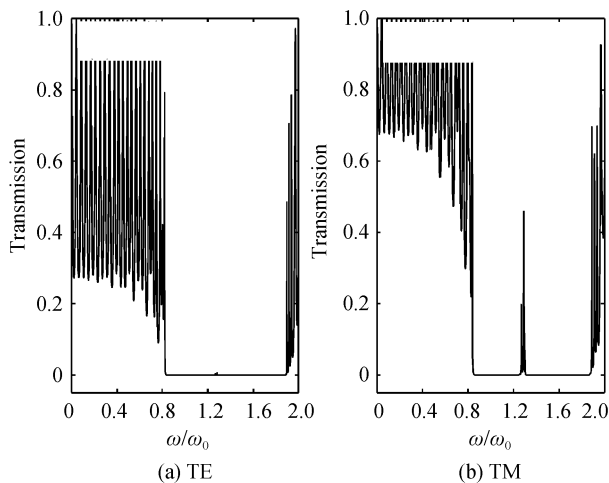


图 9 磁性材料低色散情况下电磁波 45° 入射 TM 偏振滤波器时各偏振波的透射谱

Fig. 9 Transmission spectra of the polarization waves of the TM-polarization pass-band filter with low-dispersion magnetic material at 45° incidence

量均相同. 从两图可以看出, 材料色散导致整个异质结构滤波器的非传输带宽缩减, 而且原频率处的滤波峰也被抑制. 这是由于材料色散使子结构光子禁带缩减, 从而使子结构堆叠形成的异质结滤波器的非传输带宽减小; 由于子结构禁带带边发生变化, 带边交叉点(滤波频率点)发生偏移, 即不在我们所预设的入射角和频率处, 因此该频率处的滤波峰被恶化. 如果材料色散加强, 这种偏移或恶化将更加明显. 从非传输带扩展和数值设计角度来看, 应选择磁性材料的色散越接近理想材料越好.

需要说明的是, 这里的磁性材料并没有考虑其吸收性, 这是由于, 同电介质情况一样, 材料的吸收(即使是较小情况)会严重抑制滤波峰, 因此一维光子晶体滤波结构要付诸实践使用必须要寻找出相应频段极低吸收、极低色散的磁性材料和电介质材料, 这就需要材料科学研究者以及众多跨学科领域的研究者共同努力探索.

3 结论

基于一维电介质和磁光子晶体丰富的带边特性, 利用禁带带边交叉的方法构造双光子晶体异质结构, 设计了电磁波斜入射情况下 TE 偏振窄带通滤波器、TM 偏振窄带通滤波器和双偏振窄带通滤波器, 此外结合具体的高分子磁性材料, 分析了磁性材料色散对滤波性能的影响. 相对于传统纯电介质情况, 引入磁性材料设计滤波器能够增大非传输带、容易实现新的滤波功能以及保证结构简单, 在复杂的集成环境中具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [3] WINN J N, FINK Y, FAN S H, *et al.* Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal[J]. *Optics Letters*, 1988, **23**(20): 1573-1575.
- [4] FINK Y, WINN J N, FAN S H, *et al.* A dielectric omnidirectional reflector[J]. *Science*, 1998, **282**(27): 1679-1682.
- [5] ZHANG Ling, LIANG Liang, ZHANG Lin-li, *et al.* Study of band-structure of 1-D photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(9): 1815-1818.
张玲, 梁良, 张琳丽, 等. 一维光子晶体带隙结构研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(9): 1815-1818.
- [6] TONG Kai, WU F, WANG Zhi-bin. Fabrication and measurement of optical characterization of one dimensional photonic crystal with defec[J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, **8**(1): 99-102.
- [7] HAN Pei-de, ZHANG Lu, WANG Can, *et al.* Doped modes of SiO₂/CdSe one-dimensional photonic crystal with LiTaO₃ in

- visible region[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 76-79.
- 韩培德, 张璐, 王灿, 等. 可见光波段 SiO₂/CdSe 一维光子晶体及缺陷模的研究[J]. *光子学报*, 2010, **39**(1): 76-79.
- [8] LIANG Guan-quan, HAN Peng, WANG He-zhou. Narrow frequency and sharp angular defect mode in one-dimensional photonic crystals from a photonic heterostructure[J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(2): 192-194.
- [9] FANG Yun-tuan, SHEN Ting-gen, TAN Xi-lin. Study on one-dimensional photonic crystal with impurity defects[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1557-1560.
- 方云团, 沈廷根, 谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1557-1560.
- [10] GU Pei-fu, CHEN Hai-xing, QIN Xiao-yun, et al. Design of polarization band-pass filters based on the theory of thin-film photonic crystal superlattice[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(2): 773-776.
- 顾培夫, 陈海星, 秦小芸, 等. 基于薄膜光子晶体超晶格理论的偏振带通滤波器[J]. *物理学报*, 2005, **54**(2): 773-776.
- [11] FANG Yun-tuan. Polarization beam splitter based on one-dimensional photonic crystals[J]. *Laser & Infrared*, 2009, **39**(6): 630-632.
- 方云团. 基于一维光子晶体的偏振分束器[J]. *激光与红外*, 2009, **39**(6): 630-632.
- [12] ZHANG Wen-fu, LIU Ji-hong, ZHAO Wei. Polarization band-pass filters based on one-dimensional photonic crystal heterostructure[J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2009, **20**(2): 148-151.
- 张文富, 刘继红, 赵卫. 一维光子晶体异质结构偏振带通滤波器[J]. *光电子·激光*, 2009, **20**(2): 148-151.
- [13] SIGALAS M M, SOUKOULIS C M, BISWAS R, et al. Effect of the magnetic permeability on photonic band gaps[J]. *Physical Review B*, 1997, **56**(3): 959-962.
- [14] LYUBCHANSKII I L, DADOENKOVA N N, LYUBCHANSKII M I, et al. Magnetic photonic crystals[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003, **36**(18): R277-R287.
- [15] KEE C S, KIM J E, PARK H Y. Omnidirectional reflection bands of one-dimensional magnetic photonic crystals[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2004, **6**(12): 1086-1088.
- [16] WANG Zhao-na, LIU Da-he. A few points on omnidirectional band gaps in one-dimensional photonic crystals[J]. *Applied of Physics B: Lasers and Optics*, 2007, **86**(3): 473-476.
- [17] OU-YANG Zheng-biao, MAO De-peng, LIU Chung-ping, et al. Photonic structures based on dielectric and magnetic one dimensional photonic crystals for wide omnidirectional total reflection[J]. *Journal of the Optical Society America B*, 2008, **25**(3): 297-301.
- [18] WU Z, LEVY M, FRATELLO V J, et al. Gyrotropic photonic crystal waveguide switches[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **96**(5): 051125-1-051125-3.
- [19] SRIVASTAVA S K, OJHA S P. Photonic band structure and effect of ϵ and μ on the reflectivity of one-dimensional magnetic photonic crystal structure[J]. *Optik*, 2008, **119**(15): 707-712.
- [20] BORN M, WOLF E. Principles of optics[M]. 6th ed. Oxford: Pergamon Press, 1980.
- [21] 孙光飞, 强文江. 磁功能材料[M]. 北京: 化学工业出版社, 2007: 23-24.
- [22] LIN Zhan-ru. Organometallic polymers with ferromagnetic properties[J]. *Advanced materials*, 1999, **11**(13): 1153-1154.
- [23] AN Quan-zhang, PENG Hua-qiao, LIN Yun, et al. Studies on the dielectric and magnetic properties of ferrocene type polymeric magnet modified by acrylic acid[J]. *Journal of Sichuan Normal University (Natural Science)*, 2002, **25**(5): 500-502.
- 安全长, 彭华乔, 林云, 等. 丙烯酸改性二茂铁型高分子磁体的电磁性能研究[J]. *四川师范大学学报(自然科学版)*, 2002, **25**(5): 500-502.

Polarization Band-pass Filters Based on One-dimensional Dielectric and Magnetic Photonic Crystals

DONG Qiu-yun¹, MA Shu-yun¹, WANG Hui¹, QIANG Hai-xia²

(1 School of Science, PLA University of Science and Technology, Nanjing 210001, China)

(2 School of Science, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: One-dimensional traditional pure dielectric photonic crystals have disadvantages that the design of TE-polarization band-pass filters is difficult, and the bandgaps of TE- and TM-polarization band-pass filters are narrow. Based on the fact that a greater permittivity (permeability) than permeability (permittivity) makes wider TE (TM) bands than TM (TE) bands, three kinds of filters, (TE-polarization band-pass filter, TM-polarization band-pass filter and double-polarization band-pass filter), were designed by stop-band superposition of one-dimensional photonic crystals. Each of them was a heterostructure constructed by two sub-photonic-crystals, hence the structure provided a narrow-frequency pass-band and the bandgap was enlarged. Due to the combination of dielectric and magnetic materials, the proposed design has simple structures with wide bandgaps and narrow-frequency pass-bands. Besides, the effect of magnetic material dispersion on the performance of polarization filters was discussed using a kind of magnetic material which has been reported.

Key words: One-dimensional magnetic photonic crystal; Polarization band-pass filter; Heterostructure