

# 光子晶体中的磁控光子开关线路\*

毕海星 周云松† 赵丽明 王福合

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

(2007 年 11 月 14 日收到 2008 年 1 月 29 日收到修改稿)

提出了一个光子晶体中的磁控光子开关线路的理论模型, 并利用平面波展开加超原胞方法计算了它的光学性质. 这个模型由设置在空气中的介电柱子光子晶体构成, 其中一排柱子被具有同样介电常数的铁氧体柱子替换. 当外加磁场时, 铁氧体柱子产生了不等于一的磁导率, 这就会在光子带隙中产生波导模. 当撤去外场, 整个体系还原为完美光子晶体. 由此便可形成磁控光子开关线路. 具体选择了正方形柱子设置在正方形格点上, 计算结果证明这种设想是可行的, 并给出一些有价值的结果.

关键词: 光子晶体, 传导模, 磁导率

PACC: 4280L, 6320P, 7500

## 1. 引 言

自从 1987 年 Yablonovitch<sup>[1]</sup>和 John<sup>[2]</sup>几乎同时提出光子晶体(PC)的概念以来, 人们付出了大量的努力去理解和揭示 PC 的性质. 最初的 PC 都是由周期性电介质材料组成的. 近些年的研究表明, 半导体<sup>[3]</sup>, 液晶<sup>[4,5]</sup>, 磁性材料<sup>[6-8]</sup>也可以用于制作 PC. PC 的一个重要应用是光波导. 在二维 PC<sup>[9-11]</sup>中容易制造线缺陷, 形成波导<sup>[12-14]</sup>. 文献[14]设计了镜面对称的二维 PC 异质结, 发现绝对带隙和导模的个数都跟异质结的几何形状和物理参数密切相关. 这就启发我们对异质结进行进一步的研究. 目前对二维磁性光子晶体(MPC)的研究较多, 文献[15]等对二维正方格子 MPC 的带隙结构和界面传导模的研究表明: MPC 的绝对带隙宽度和其宽高比远大于同种结构的非磁性光子晶体(NMPC). 而且有些磁性 PC 异质结, 无须从界面作晶格横向拉开或者纵向滑移就可以产生界面传导模<sup>[16]</sup>. Kee 等研究了在外加静磁场作用下, 二维 MPC 的一些性质. 研究表明: 在铁氧体做成的 PC 上加上磁场, 可以调节光子带隙的位置和宽度<sup>[7]</sup>.

为了更有利于传导模的产生, 需要找到具有较宽绝对带隙的 PC, 然后再制造异质结, 产生传导模.

Wang 等的研究<sup>[17]</sup>表明: 给定格子的对称性, PC 的最大绝对带隙可以通过选择格子和散射子的对称性相同而产生. 本文将利用这一性质. 考虑到在二维正方格子-正方柱子 PC 中有较大带隙, 因此, 我们在这个结构的基础上用磁性材料构造异质结. 具体方法是将其中的一排电介质散射子, 换成铁氧体材料. 由于铁氧体的磁导率随外加磁场而变, 因此铁氧体缺陷模作为光波导的传导模, 也将受到外磁场的调制. 这些研究结果将为外磁场调控光子线路提供理论参考.

## 2. 计算模型及异质结材料

图 1 是二维正方格子 PC 的示意图.  $a$  为正方格子的晶格常数, 散射子的形状也是正方形, 其边长为  $l$ . 均匀背景为空气, 其介电常数为 1.0,  $\mu$  为相应散射子的磁导率,  $\theta$  表示的是散射子相对于  $x$  轴旋转的角度, 填充率(正方柱子的面积与格子的面积之比)用  $f$  表示. 本文中若无特殊规定, 都将按此解释其意义.

如图 1 所示, 空白方格表示散射子, 它们是由介电常数为  $\epsilon = 12.96$  的电介质材料制成的. 方形阴影为铁氧体散射子. 铁氧体磁导率随频率变化的关系式为

\* 北京市教委科技发展基金(批准号: KM200710028006)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: 263zys@263.net

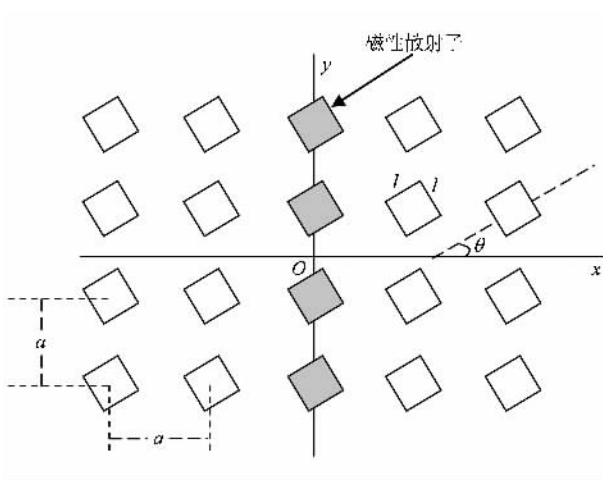


图 1 二维正方形格子正方形散射光子晶体示意图

$$\mu = \frac{(\omega_{ex} + \omega_m)^2 - \omega^2}{\omega_{ex}(\omega_{ex} - \omega_m) - \omega^2}, \quad (1)$$

其中  $\omega$  表示频率,  $\omega_m = 4\pi\gamma M_s$ , 其中  $M_s$  为铁氧体饱和和磁化强度,  $\gamma$  称为旋磁率,  $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$ ,  $H_{ex}$  为外加磁场强度.

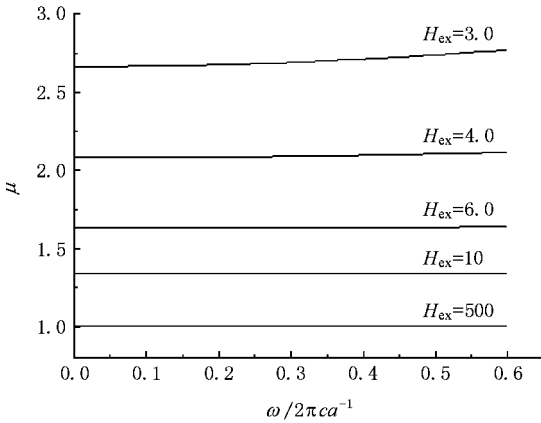


图 2 不同外磁场作用下,铁氧体材料的磁导率随频率的变化关系(按 1 式计算,取  $\omega_m a/2\pi c = 1.0$ ,  $H_{ex}$  的单位为  $\gamma^{-1}$ )

对于铁氧体材料饱和磁场,我们选择  $\omega_m a/2\pi c = 1.0$ ,由(1)式计算了在不同强度的外加磁场作用下,磁导率随频率的变化规律,得到的关系如图 2 所示.由于我们计算的范围属于低频,因此图 2 只给出了从 0.0 到  $0.6(2\pi ca^{-1})$  的频率范围.可以看出:外场大于  $1.0(\gamma^{-1})$  时(大于饱和场),曲线已经相当平缓,变化率为 2% 左右.这就使得在外场固定时,可将磁导率看成常数.另一方面,这个磁导率平缓的频段正好覆盖了我们的模型的带隙(经计算,此带隙为  $[0.3923, 0.4827] (2\pi ca^{-1})$ ).这就为我们利用外场调控此带隙中的导模提供了可能性.但同时图 2 也告

诉我们,磁导率随外场有显著变化.如图 3 就是磁导率随外场的变化规律,计算时取频率为  $0.40(2\pi ca^{-1})$ ,它正好位于带隙范围  $[0.3923, 0.4827] (2\pi ca^{-1})$  之内.

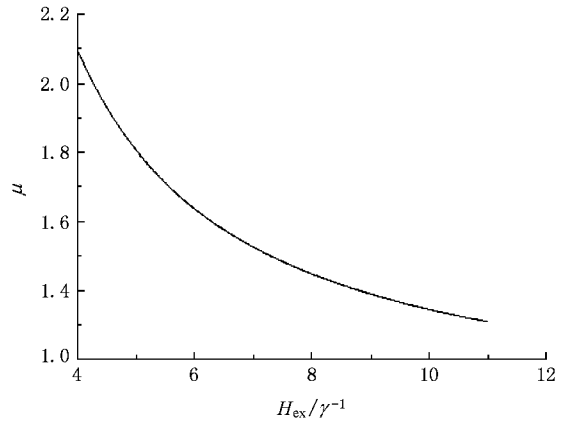


图 3 频率为  $0.40(2\pi ca^{-1})$  时,磁导率  $\mu$  随外加磁场  $H_{ex}$  的变化规律图

### 3. 计算结果及分析

利用平面波展开加超原胞方法<sup>[12,14,16]</sup>,计算 TM 模结果如图 4(a)所示.其中三条虚线代表光子晶体传导模,点划线代表带隙边界,实线代表局域模.由于虚线代表的局域模位于带隙之中,它就成为光波导的传导模(图 4(a)中给出的带隙范围与未加磁场时的差异很小,并不影响我们的研究).计算中设定正方散射子轴向为  $z$  方向,外加磁场的方向沿着  $z$  方向,数值为  $H_{ex} = 4.61(\gamma^{-1})$ .其他参数为填充因子  $f = 0.29$ ,旋转角  $\theta = 30^\circ$ ,取晶格常数  $a = 1.0$ .这些参数对应着本模型 TM 模的最大带隙.显然,如果计算中不加外场,上述参数给出的结果就是完美光子晶体的带隙结构,其中并不包含局域模.因此,施加外场可以使系统变成导通的光子线路,反之就是断路.这就构成了一个光子线路开关系统.为了更清楚地显示磁场对传导模的影响,我们选择图 4(a)中频率最低的那条局域模进行研究.如图 4(b)所示,带隙中的三条虚线分别是在一定大小的磁场作用下的偶模位置,磁场大小已在图中标出.由图 4(b)可以看出,当磁场不断增强时,该模在上移,对应着系统可以导通的最低频率在逐渐升高.

为了进一步得到外磁场对某一工作频率的影响规律,我们让磁场从  $1.0(\gamma^{-1})$  逐渐增大,计算了不同磁场强度时的能带图,并分析了传导模的位置变

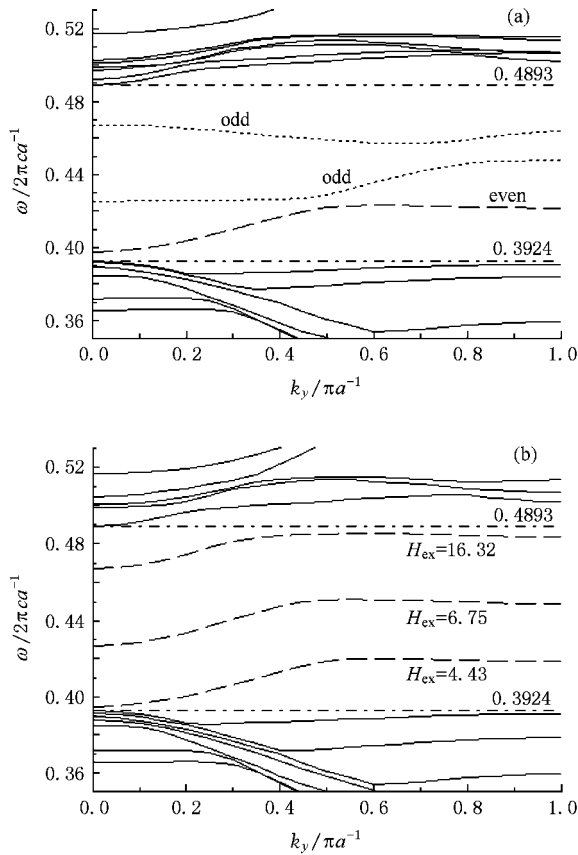


图4 正方形格子正方形空气散射子能带结构,虚线表示的是 TM 模的带隙边缘(介质的介电常数  $\epsilon = 12.96$ , 空气的介电常数为 1.0, 格子的边长定义为  $a$ , 散射子的填充率  $f = 0.29$ ,  $\theta = 30^\circ$ .) (a) 外场  $H_{ex} = 4.61(\gamma^{-1})$  时的能带结构(点划线表示的是带隙的上下边界,带隙中的虚线代表传导模)(b)只给出了频率最低的那条波导模在外场分别为 4.43, 6.75, 16.32  $\gamma^{-1}$  时对应的位置

化和形状特征,结果如图 5 所示.两条曲线  $\omega_1, \omega_4$  分别表示带隙的上下沿频率.在相应磁场下,传导模所占的频率范围用阴影表示,阴影的上下边界分别用两条实线  $\omega_2, \omega_3$  表示.由图看到,  $\omega_1, \omega_2$  是折线,这是因为随着磁场增强,频率最高的那条局域模成为了扩展模,该模的最低点频率是带隙的上沿频率.这样,传导模就变为两条,之后随着磁场进一步增强,这两条传导模在逐渐上移.可以看出,带隙频率随着磁场的增强基本保持不变.而导模范围随着磁场增加明显变小,图中表现为阴影部分变窄且位置上移.在磁场从 4.5  $(\gamma^{-1})$  增大到 10  $(\gamma^{-1})$  的变化过程中,IV 区范围逐渐变大.其中曲线  $\omega_3$  可以为光子开关线路提供非常重要的参量,它实际上是由最低频率的偶波导模决定的.当给定频率的光子沿局域模传播时,它的状态一定处于图 5 的阴影部分,如

果增加外磁场,这个状态就会越过边界线  $\omega_3$  进入空白区域 IV 区,从而无法通过.也就是说,曲线  $\omega_3$  对应着相应频率的临界磁场,或者叫开关磁场.显然,磁场变化过程中,  $\omega_3$  曲线变化明显,有利于实现磁控开关效应.

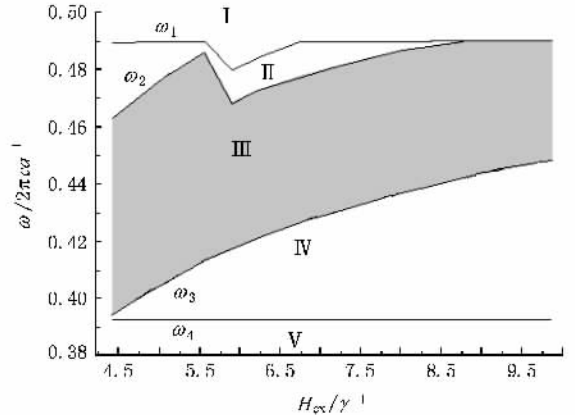


图5 带隙上下沿频率和传导模的频率范围随磁场  $H_{ex}(\gamma^{-1})$  的变化关系(曲线  $\omega_1, \omega_4$  分别表示带隙的上、下沿频率的大小.阴影部分表示传导模的频率范围,曲线  $\omega_2, \omega_3$  分别表示传导模的最高和最低频率,是阴影部分的上、下边缘线)

在计算时,我们利用平面波展开方法与超原胞方法来求解能带结构.选择平面波波数  $M$  为 1235,超原胞大小  $N$  为 9,为了验证选择参量是否合适,计算了  $M = 1817, N = 9$  时的带隙宽度  $\Delta\omega$ ,发现这两组参量的误差为

$$\left| \frac{\Delta\omega - \Delta\omega'}{\Delta\omega} \right| \approx 0.4\%$$

带隙中心位置的误差为

$$\left| \frac{\omega - \omega'}{\omega} \right| \approx 0.04\%$$

这样我们认为,平面波数已经足够大,可以保证计算结果的正确性.

### 4. 结 论

通过改变磁导率的周期性来制造异质结,这和一般的制造缺陷或异质结的方法是不同的.当加上磁场改变部分散射子的磁导率之后,光子带隙中出现了传导模.导模的位置随磁导率的变化而发生移动,并且能够调节导模从带隙下沿移动到带隙上沿.由于改变磁导率是通过外加磁场实现的,实际制作成异质结之后,使用过程中不需要对结构进行改动.只通过外加磁场就可以控制光子线路的通与断,因

此, 该模型就是一个磁控的光子线路开关系统. 文中计算并给出了控制这一线路开关的重要参量, 具有可操作性, 有利于实际中的应用.

- [ 1 ] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [ 2 ] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [ 3 ] McGurn A R, Maradudin A A 1993 *Phys. Rev. B* **48** 17576
- [ 4 ] Busch K, John S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 967
- [ 5 ] Leonard S W, Mondia J P, van Driel H M, John S *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **61** R2389
- [ 6 ] Sigalas M M, Soukoulis C M, Biswas R, Ho K M 1997 *Phys. Rev. B* **56** 959
- [ 7 ] Kee C S, Kim J E, Park H Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 15523
- [ 8 ] Figotin A, Vitebsky I 2001 *Phys. Rev. E* **63** 066609
- [ 9 ] Takeda H, Yoshino K 2003 *Phys. Rev. B* **67** 073106
- [ 10 ] Poborchii V V, Tada T, Kanayana T 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3276
- [ 11 ] Loncar M, Doll T, Vuckovic J *et al* 2000 *Journal of Light wave Technology* **18** 1402
- [ 12 ] Zhou Y S, Gu B Y, Wang F H 2004 *Eur. Phys. J. B* **37** 293
- [ 13 ] Lin L L, Li Z Y 2001 *Phys. Rev. B* **63** 033310
- [ 14 ] Zhou Y S, Gu B Y, Wang F H 2003 *J. Phys. Condensed Matter* **15** 4109
- [ 15 ] Che M, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2096 ( in Chinese ) [ 车 明、周云松、王福合、顾本源 2005 物理学报 **54** 2096 ]
- [ 16 ] Liu J T, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1845 ( in Chinese ) [ 刘江涛、周云松、王福合、顾本源 2004 物理学报 **53** 1845 ]
- [ 17 ] Wang R Z, Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4307

## Magnetron photonic switching circuit in photonic crystal<sup>\*</sup>

Bi Hai-Xing Zhou Yun-Song<sup>†</sup> Zhao Li-Ming Wang Fu-He  
 ( Department of Physics , Capital Normal University , Beijing 100037 , China )  
 ( Received 14 November 2007 ; revised manuscript received 29 January 2008 )

### Abstract

We proposed a theoretical model of magnetron photonic switching circuit ( MPSC ) in photonic crystal ( PC ) and investigated the properties of MPSC using the plane wave expansion method in combination with supercell method. This model is a PC composed of dielectric pillars set in air , in which one row of dielectric pillars is replaced by ferrite material with the dielectric constant same as that of the original dielectric pillars. When external static magnetic field is applied , the permeability of the ferrite pillars will not be equal to one and guide modes along the row of ferrite pillars may be generated in band gap. When the external field is removed , this system reverts to a perfect PC. Thus , this system forms a photonic switching circuit controlled by the external field. In calculation , we take square pillars set in square lattice. The calculation results show that this MPSC is reasonable and realizable , and some valuable results are obtained.

**Keywords :** photonic crystal , guide modes , permeability

**PACC :** 4280L , 6320P , 7500

<sup>\*</sup> Project supported by the Foundation of Beijing Educational Commission , China ( Grant No. KM200710028006 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : 263zys@263.net