

文章编号 : 0253-2239(2002)10-1271-04

## 二维非晶光子材料的缺陷态\*

韩守振<sup>1)2)</sup> 金崇君<sup>1)</sup> 程丙英<sup>1)</sup> 郝伟<sup>2)</sup> 江少林<sup>2)</sup> 张道中<sup>1)</sup>

(1), 中国科学院物理研究所凝聚态物理中心光物理实验室, 北京 100080)  
(2), 北京工业大学应用数理学院, 北京 100022)

摘要: 应用多重散射方法计算了二维介质柱构成的非晶光子材料的缺陷态。在非晶光子材料中抽掉不同位置的圆柱会产生频率不同的缺陷模, 但缺陷模的能量都是非常局域的, 能量基本上集中在以缺陷波长  $1/3$  为半径的圆内。这表明非晶光子材料中形成的缺陷模不仅具有周期性光子晶体的缺陷模的强局域化特征, 同时缺陷模更富于变化。

关键词: 非晶光子材料; 光子晶体; 缺陷态; 局域长度

中图分类号: O75 文献标识码: A

光子晶体是人造的折射率周期性变化的结构材料, 由于这种材料存在光子能隙, 在无阈值激光器、光波导、光开关等许多方面有着广泛的应用前景, 引起了人们的普遍关注。人们应用各种方法计算光子晶体的能隙<sup>[1,2]</sup>, 寻找增大光子能隙的方法<sup>[3,4]</sup>, 同时, 也对周期性光子晶体的缺陷态进行了研究<sup>[5,6]</sup>, 主要是通过改变某个位置的介电体的大小和介电常数来形成缺陷的。Chan 发现准晶也存在光子能隙, 我们从实验上对此进行了验证<sup>[7~10]</sup>。同时也发现准晶光子晶体的缺陷态比周期性光子晶体的丰富, 这是由于准晶和周期性光子晶体相比不存在平移对称性引起的。最近我们提出了非晶光子材料的概念, 发现这种二维非晶光子材料也存在一个能隙<sup>[11]</sup>, 而且和相应的周期性光子晶体的第一能隙相似, 从而说明了短程有序在光子能隙形成中的作用。由于非晶光子材料没有任何对称性, 因此, 可以认为在这种材料中引入缺陷, 将会有比准晶和非晶更丰富的缺陷态。

本文应用多重散射法计算了二维非晶光子材料的缺陷态, 发现二维非晶光子材料的缺陷态要比周期性光子晶体的丰富得多, 应用非晶光子材料制成光学器件在某些方面可能要比应用周期性光子晶体更为便利。

非晶光子材料是用如下方法产生的: 首先选取

一个边长为  $a_1$  的正方形作基元, 四根圆柱位于正方形的四角, 然后形成一个晶格常数为  $a_2$  的四方晶格点阵, 把基元放在格点位置绕格点随机旋转。本文用这种方法产生了有限大小的非晶光子材料, 它的横截面形状是半径为 100 mm 的圆, 结构如图 1 所示。它是由 310 根介电常数为 12、半径为 2.0 mm 的圆柱在介电常数为 1 的背景中排列而成的。其中基元的边长  $a_1$  为 10 mm, 晶格常数  $a_2$  为 20 mm。这种非晶的基元如果不在格点位置作随机旋转则形成晶格常数为 10 mm 的四方晶格的二维周期性光子晶体。图 1 中 A、B、C、D、E 和 F 是形成点缺陷的位置。由图 1 可以看出, 每根圆柱的相对位置都是不确定的, 由点缺陷形成的微腔的体积和形状也各不一样。

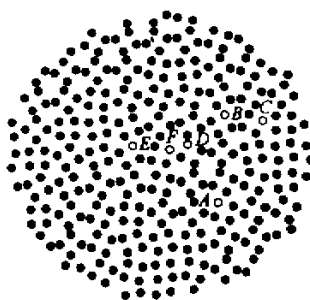


Fig. 1 The pattern of an amorphous photonic material, A, B, C, D, E and F denote the cylinders which will be removed to introduce a defect

本文应用多重散射方法计算了 s 偏振波下的非晶光子材料的透射谱。将线光源放在非晶光子材料的中心, 在晶体的外面检测由光源向外辐射的能量,

\* 国家自然科学基金(60078007)资助课题。

E-mail: han-s-z@163.com

收稿日期 2001-09-24; 收到修改稿日期 2002-01-14

这里坡印亭矢量可写为

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}) = -\frac{c}{8\pi k_0} \operatorname{Im}[\mathbf{u}(\boldsymbol{\rho}) \nabla \times \mathbf{u}^*(\boldsymbol{\rho})],$$

其中  $k_0$  为真空中的波矢,  $c$  为真空中的光速,  $\mathbf{u}$  为电场强度,  $\boldsymbol{\rho}$  为极坐标, 则向外辐射的能量为

$$F = \oint_L \mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}) \cdot \mathbf{n} dr.$$

应用这种方法得出的透射谱如图 2 所示。很明显在频率为 8.2 GHz 到 12 GHz 之间存在能隙。

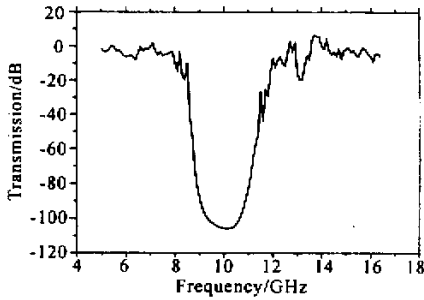


Fig. 2 The s-polarized transmission spectrum of an amorphous photonic material

在二维周期性光子晶体中圆柱的相对位置是固定的, 因此, 在四方结构的光子晶体内部任意抽掉一根圆柱所形成的微腔体积和形状都是一样的, 如果在微腔内能够产生缺陷态, 则其缺陷态的频率是同一频率。在非晶中, 因为圆柱相对位置不确定, 抽掉不同位置的圆柱会形成体积不同的微腔, 产生的缺陷态的频率就会不同。图 3 是分别抽掉图 1 中 A、B、C、D 和 E 位置的圆柱, 线光源放在非晶光子材料中心的透射谱, 其中曲线 a、b、c、d 和 e 分别代表抽掉相应字母处圆柱的透射谱。

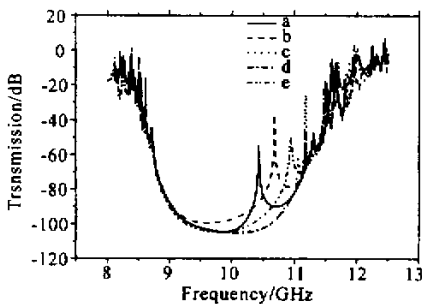


Fig. 3 The s-polarized transmission curves of the amorphous photonic materials with a cylinder removed, where a, b, c, d and e denote the transmission spectra when the cylinders A, B, C, D and E are removed respectively as shown in Fig. 1

由图 3 可以看出, 抽掉不同位置的圆柱, 缺陷的频率变化很大, 如 A 处的缺陷频率为 10.43 GHz, B

处为 10.68 GHz, C 处为 11.07 GHz, D 处的缺陷频率为 11.18 GHz, E 处的为 10.94 GHz。很明显, 形成的微腔的体积越大, 缺陷态的频率越向低频移动。

图 4 是抽掉 A 位置的圆柱, 光源放在缺陷位置的电场分布。其中图 4(a) 为场强的等高线分布图。显然, 缺陷态的电场集中在缺陷位置, 在周期性光子晶体中, 由于光子晶体的对称性, 缺陷态的场分布也具有严格的对称性; 但是, 在非晶中, 圆柱的相对位置不确定, 没有对称性可言, 所以, 它的场分布也是不对称的。图 4(b) 是同一缺陷的场强三维分布图, 由图能够看出电场在缺陷的位置剧烈振荡, 在缺陷的边缘迅速地衰减下去, 说明缺陷态是非常局域化的。

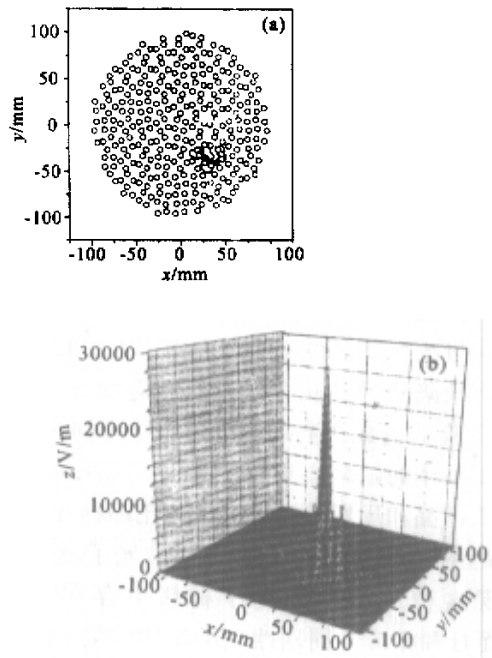


Fig. 4 The electric field distribution of an amorphous photonic material with a cylinder A removed. (a) The contour of field distribution; (b) The three dimensional fill surface graph of the field distribution

同样, 在二维四方结构的光子晶体中抽掉两根相邻的圆柱产生的微腔体积也都是一样的, 产生的缺陷态也都是在相同频率处。在非晶中抽掉两根相邻的圆柱, 形成的微腔体积和形状各有不同, 产生的缺陷频率也会各不相同。图 5 是抽掉两根相邻圆柱的示意图, 方框框起来的两根圆柱是一次抽掉的。图 6 是它们的透射谱, 和图 3 类似, 它们的缺陷频率也相差很远。但是, 比较两图就可以发现, 图 5 中的频率一般都要比图 3 中的低。这是因为在非晶中虽

然两根圆柱的相对位置不确定,但是如果抽掉两根相邻的圆柱形成的微腔的体积总是要比抽掉一根的大一些,相应的缺陷的频率也就会向低频方向移动一些。

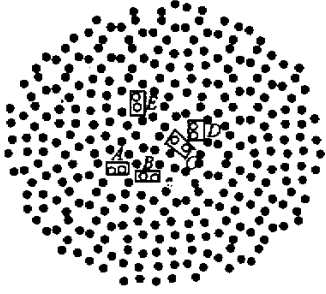


Fig. 5 The schematic cross-section of an amorphous photonic material, where A, B, C, D, and E represent the zones where the cylinders will be removed in order to introduce defect states

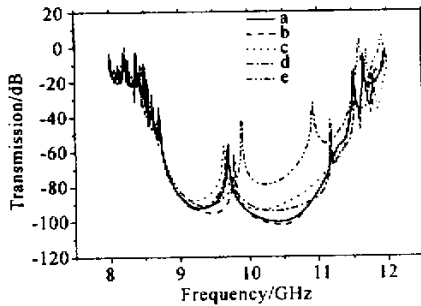


Fig. 6 The s-polarized transmission spectra of the amorphous photonic materials with two cylinders removed, where a, b, c, d and e represent the transmission curves when at the zones A, B, C, D and E the cylinders are removed respectively as shown in Fig. 5

本文还计算了非晶光子材料缺陷态的频率和局域长度与  $a_1$ 、 $a_2$  以及构成非晶光子材料的圆柱半径  $r$  之间的关系。局域长度定义为电磁波由场强的最大值衰减到最大值的  $1/2$  所经过的距离  $l$  与电磁波波长  $\lambda$  的比值。表 1 是局域长度与  $a_1$  和  $a_2$  的关系。在这种情况下,我们固定圆柱的半径 ( $r = 2.0 \text{ mm}$ ),改变  $a_1$  和  $a_2$  的数值,抽掉图 1 中 F 位置的圆柱,得出缺陷态的频率和缺陷态的局域长度。由表 1 可以看出,增大  $a_1$  和  $a_2$  的数值,缺陷态的频率会向低频方向移动,电磁波在传播不到波长的  $1/3$  的距离时就会衰减到场强最大值的一半,这表明非晶光子材料中的缺陷态和周期性光子晶体的缺陷态一样,电磁波的能量是非常局域化的。表 2 是局域长度和构成非晶光子材料的圆柱半径之间的关系。

在这种情况下,保持  $a_1$ 、 $a_2$  的长度不变 ( $a_1 = 10 \text{ mm}$ ,  $a_2 = 20 \text{ mm}$ ),改变圆柱的半径,抽掉图 1 中 F 位置的圆柱,得出缺陷态的频率和局域长度与非晶光子材料的圆柱半径之间的关系。由表 2 可以看出,随着圆柱半径的增大,缺陷态的频率向低频方向移动,局域长度的变化和圆柱半径的变化没有明显的关系,但是由表中可以看出  $l/\lambda$  的值都小于  $1/3$ 。这说明无论是增大  $a_1$  和  $a_2$  的长度还是增大非晶光子材料圆柱的半径,非晶光子材料的缺陷态的频率都向低频方向移动,缺陷态的电磁波能量局域在一个很小的范围。由此可见,改变构成非晶光子材料的周期结构即  $a_1$ 、 $a_2$  的值或改变非晶光子材料的圆柱半径都会引起缺陷态的频率发生变化,缺陷态的局域长度都小于波长  $\lambda$  的  $1/3$ ,即能量基本局域在以缺陷态波长的  $1/3$  为半径的圆内。

Table 1. The relation of localization length with  $a_1$  and  $a_2$

$a_1/\text{mm}$	$a_2/\text{mm}$	frequency of defect state $f/\text{GHz}$	localization length $l/\lambda$
10	20	10.52	0.279
11	22	9.73	0.314
12	24	9.07	0.317
13	26	8.54	0.309
14	28	8.00	0.319

Table 2. The relationship between localization length and cylinder radius

radius of cylinder $r/\text{mm}$	frequency of defect state $f/\text{GHz}$	localization length $l/\lambda$
1.6	10.96	0.320
1.8	10.72	0.323
2.0	10.52	0.279
2.2	10.20	0.285
2.4	10.03	0.329

由此我们可以说,在二维非晶光子材料中引入点缺陷会产生缺陷态。缺陷态的频率与缺陷的位置和缺陷的数量有关。由于非晶中圆柱的相对位置各不相同,形成的微腔的体积也就有一些差别,缺陷态的频率就比周期性光子晶体丰富得多。同时,非晶中已经没有对称可言,它的电场的对称性也就不存在了。但是缺陷态的能量基本上都局域在以缺陷波长的  $1/3$  为半径的圆内,也即是非常局域化的,在这方面,它和周期性光子晶体的缺陷是相似的。正是由于非晶光子材料的缺陷态比较丰富,所以在某些方面

用非晶光子材料制成光子器件可能会比用周期性的方便。比如,用非晶光子材料可以制成多频道滤波器,它的频率选择就比用周期性的光子晶体的多。

本文的计算工作是在曙光公司的曙光 2000 并行计算机上完成的,在此感谢他们的支持。

### 参 考 文 献

- [1] Li L, Zhang Z. Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials. *Phys. Rev. (B)*, 1998, **58** (15):9580~9590
- [2] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(25):3152~3155
- [3] Jin C, Cheng B, Man B *et al.*. Two-dimensional metalodielectric photonic crystal with a large band gap. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(9):1201~1203
- [4] Zhang X, Zhang Z, Li L. Enlarging a photonic band gap by using insertion. *Phys. Rev. (B)*, 2000, **61**(3):1892~1897
- [5] Kuzmiak V. Localized defect modes in a two-dimensional triangular photonic crystal. *Phys. Rev. (B)*, 1998, **57** (24):15242~15247
- [6] Kawai N, Wada M, Sakoda K. Numerical analysis of localized defect modes in a photonic crystal: 2D triangular lattice with square rods. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1998, **37** (8):4644~4647
- [7] Chan Y S, Chan C T, Liu Z Y. Photonic band gaps in two dimensional photonic quasicrystals. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(5):956~959
- [8] Zhang X, Zhang Z, Chan C T. Absolute photonic band gaps in 12-fold photonic quasicrystals. *Phys. Rev. (B)*, 2001, **63**(8):081105-1~081105-4
- [9] Jin C, Cheng B, Man B *et al.*. Two-dimensional dodecagonal and decagonal quasiperiodic crystals in the microwave region. *Phys. Rev. (B)*, 2000, **61**(16):10762~10767
- [10] Jin C, Cheng B, Man B *et al.*. Band gap and wave guiding effect in a quasiperiodic photonic crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(13):1848~1850
- [11] Jin C, Meng X, Meng X *et al.*. Photonic gap in amorphous photonic materials. *Phys. Rev. (B)*, 2001, **63**(19):195107-1~195107-5

## Defect States in Two-Dimensional Amorphous Photonic Materials

Han Shouzhen<sup>1)2)</sup> Jin Chongjun<sup>1)</sup> Cheng Bingying<sup>1)</sup>  
Hao Wei<sup>2)</sup> Jiang Shaolin<sup>2)</sup> Zhang Daozhong<sup>1)</sup>

(1), *Optical Physics Laboratory, Institute of Physics and Center for Condensed Matter Physics, Beijing 100080*  
(2), *Applied Math and Physics College, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022*

(Received 24 September 2001; revised 14 January 2002)

**Abstract:** The defect states in two-dimensional amorphous photonic materials composed of dielectric cylinders are calculated by using a multiple scattering method. The simulating results show that the frequencies of the defect states are different from each other when various cylinders are removed, meanwhile the energy of electromagnetic wave is almost localized in a circle whose radius is less than one-third of the defect wavelength. These reveal that the defects of the amorphous photonic materials have the same property as the defect of a periodic photonic crystal for the case of strong energy localization, furthermore the defect modes in the amorphous photonic materials are richer than in the periodic photonic crystal.

**Key words:** amorphous photonic materials; photonic crystal; defect state; localization length