

非晶光子晶体中的光子局域化^{*}

许兴胜^{1)†} 陈弘达¹⁾ 张道中²⁾

1) 中国科学院半导体研究所光电子集成国家重点实验室, 北京 100083)

2) 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2006 年 3 月 29 日收到, 2006 年 6 月 26 日收到修改稿)

利用多重散射方法计算并研究了二维光子晶体随着无序度变化的光子局域化. 通过控制方形单元随机旋转角度以控制光子晶体的无序度. 研究发现, 随着无序度的增加光子通带的透过率逐渐降低, 而光子禁带中的透过率逐渐上升. 即无序导致的局域化逐渐由光子带边向光子禁带中心和光子通带的中心扩展. 而且光子通带中的平均透过率随无序度的增加呈 e 指数下降.

关键词: 非晶, 光子晶体, 无序, 光子局域

PACC: 4270Q, 4265K, 4225B

1. 引 言

当人们发现电子在无序系统中的局域 (Anderson 局域) 化基本上是一种波的行为后, 就产生了光子也会在无序系统中有类似现象的设想. 这种设想引起了广泛的兴趣, 因为光子与电子之间在相互作用、自旋统计以及注入与探测方法上有很大的不同. 光子的一个重要特性就是光子之间没有相互作用, 这使得光子在无序材料中成为研究 Anderson 局域化的一个理想模型^[1,2]. 这方面的研究, 也许将开辟一个在光学上深入研究 Anderson 局域化而不受库仑相互作用影响的新领域. 到目前为止, 已经有人宣称在三维无序系统中观察到电磁波的指数衰减规律, 但是这些报道中所称的因为局域化导致的电磁波的衰减可能是来源于材料的剩余吸收^[3].

有人对光子晶体中无序引起的局域化进行了研究^[4-6]. Sigalas 等^[7]研究了无序对光子晶体透过率的影响, 他们利用转移矩阵方法研究了引入无序的二维圆柱组成的光子晶体透过率, 通过引入随机的位置、半径和圆柱折射率的无序度, 观察到带隙内出现类似于半导体中杂质态的一些局域态. Asatryan 等^[8]也研究了电磁波通过无序二维圆柱组成的光子晶体的透过率. 在短波长处其透过谱类似于有吸收的非晶半导体的光谱. 随着无序度的增加, 局域态出

现在长波长的光子带隙的一侧, 在长波长极限处发现了 Anderson 局域. 本文从理论上研究光子局域化, 通过控制方形单元的随机旋转角度控制非晶光子晶体的无序度, 仅考虑非晶光子晶体中的无序对光子局域化的影响而不考虑吸收, 使得光子局域化引起电磁波透过率的衰减规律有更高的可信度.

2. 非晶光子晶体及其局域化

非晶光子晶体的构造如下^[9]: 首先构造非晶光子晶体的基本框架, 本文中为方形晶格的框架, 在方形框架的格点上放置方形单元, 方形单元的边长为方形框架边长的一半, 然后使得方形单元绕其中心随机旋转, 由此构成非晶光子晶体. 其中随机旋转的角度即代表非晶光子晶体的无序度, 而我们通过控制方形单元随机旋转的角度即可以控制非晶的无序度. 本文中组成非晶光子晶体的方形单元边长为 500 nm, 圆柱半径为 140 nm, 圆柱介电常数为 11.4.

图 1 为方形单元放置在方形方框上不旋转时的透过谱, 这也就是周期性光子晶体情况, 该透过谱显示有若干个带隙, 分别是第一带隙到第四带隙. 第一带隙的低频段称为第一通带, 第一带隙与第二带隙之间的通带称为第二通带, 由此可以分别定义第三通带、第四通带等. 我们看到这些通带的透过率变化规律不一样, 其中第五通带的透过率最低, 第一通带

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60345008, 60377011, 60537010) 资助的课题

[†] E-mail: xsxu@red.semi.ac.cn

最高,而且第五通带有一段很低的透过率区域,这一区域可能是非耦合模区域^[10]。

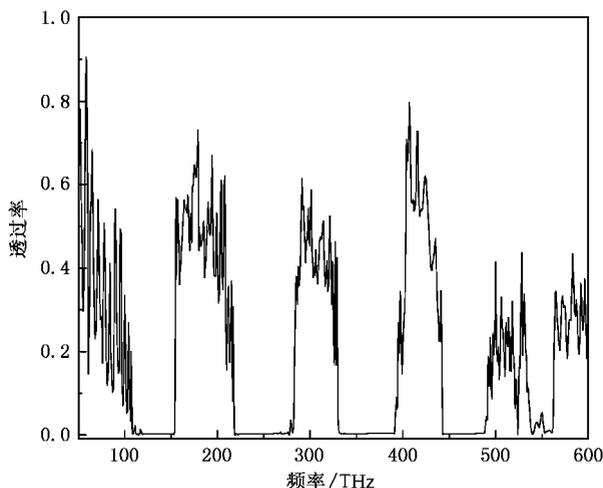


图1 周期性光子晶体的透过率

图2是多种无序度的光子晶体透过率的比较。图2中 $D = |\sin\theta|$,代表无序度,其中 θ 是方形单元随机旋转角度, $D=0$ 代表无序度为零,即周期性光子晶体,而 $D=1$ 代表非晶光子晶体的无序度最大。由图2可见,第一带隙的长波长带边随着无序度的增加向着带中心逐渐产生很多的局域态,而短波长的带边却没有出现太多的局域态。第一带隙中靠近短波的波段仍然保持较好的带隙,而其他高次带隙内随着无序度的增加逐渐出现很多的局域模,使得高级带隙逐渐消失,带隙级次越高,随着无序度增加带隙消失得越快。高级带隙决定于长程有序,第一带隙决定于短程有序^[9],随着无序度逐渐增加到一定值,光子晶体由周期性过渡到非晶,长程有序消失,却仍然保持短程有序性。另外,总体来看,随着无序度的变化,第一通带波长越长其透过率受无序度的影响越小,对于长波长的光,光子晶体就相当于均匀介质。因为第一通带的波长与光子晶体特征尺寸相差较远,基本不受光子晶体的调制,不受其无序度的影响。对于短波段,如560 nm以下的波长的光产生局域化也较弱。因为这一波段的波长较短,光子晶体对该波段的光没有太大影响,正如长波长的光不受特定尺寸的光子晶体影响一样,无序光子晶体对此波段的光就如均匀介质一样,其光场分布与长波长的光场分布类似,仍然近似为平面波形式。对于其他通带,从第二通带到第四通带随着无序度增加,一些通带的透过谱变得很杂乱,但总体趋势是通带的透过率变得很低。Anderson局域化现象从经典的扩展

态理论看,是一种无序导致电子输运行为的相转变现象,这可以由著名的欧姆定律来反映,局域化材料就如同绝缘体^[11,12]。这种现象是由于电子受到固体中缺陷的多重散射后产生干涉造成的。类似的现象也出现在多重散射的电磁波上。随着无序度增大,高级带隙内逐渐出现了很多局域模,说明出现了局域,而且首先产生在光子带边,然后从带边向带隙中心扩展,类似于电子在无序晶体中的局域带尾,随着局域程度的增加,局域带尾逐渐向带隙中心延伸。随着无序度增加,可以发现整个通带的透过率逐渐降低,局域化逐渐由带边向通带中心扩展,通带的局域态与非局域态的分界线即迁移率边向通带中心移动,直到整个带隙都被局域化。这种现象可以由不同无序度光子晶体通带中心频率光的场分布得到证实:在无序度较小的时候,带中心频率光还未产生局域化,而无序度增大到0.5时带中心就局域化了,光不能通过。这说明局域化是随着无序度增大由带边逐渐向着带中心变化的。

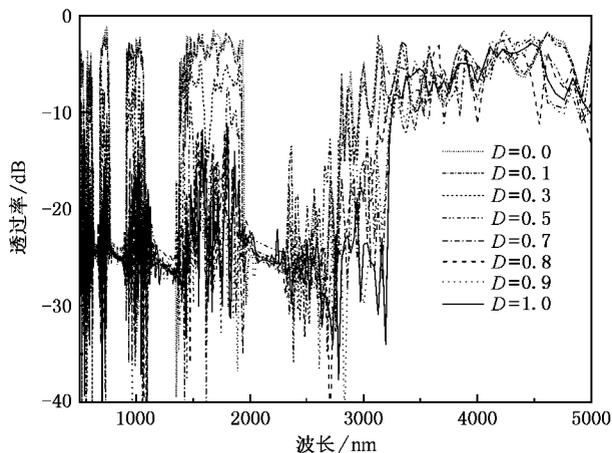


图2 无序光子晶体的透过率

随着无序度的增加,即随着方形单元的随机旋转角度增大,可以发现相邻的方形单元边长、方形单元的中心距离虽然不变,但是方形单元与单元之间相邻的两个柱子之间的距离由最大500 nm逐渐减小到最小293 nm($1000 - 1000 \times \cos 45^\circ$ nm)。这表明随着无序度的增加,产生局域化的特征尺寸变小,因而短波长波段产生无序局域化程度增大。这些特征尺寸对局域化有贡献,波长越是接近特征尺寸,由于散射干涉造成的局域化就越明显。这是因为随着无序度的增加,产生局域化的有效光程就更接近短波长波段。

在某一波段,按计算涉及的本征模个数取平均的透过率的变化随非晶无序度变化有什么规律?由平均透过率与无序度关系(图3)可见,透过率的变化趋势随波段的不同而有所不同.第一通带,即光谱范围为3000—5000 nm,透过率有些波动,但总体趋势较为平缓,最大与最小透过率之差仅为0.19.可以发现,除了第一通带外,随着波段的波长变短,透过率随着无序度的变化速度加快.对于尺寸一定

的光子晶体,除第一通带以外,无序度越大其透过率就越低.这是由于无序度越大,其局域化程度也越高,传输透过的光也就越少.该现象类似于一定无序度的材料,随着无序材料长度的增加透过率呈 e 指数规律衰减变化.

本文模拟的光子晶体透过率随无序度增加,透过率也逐渐降低.那么随着无序度增加,透过率是否也呈 e 指数规律衰减呢?我们知道,对于无序系统,

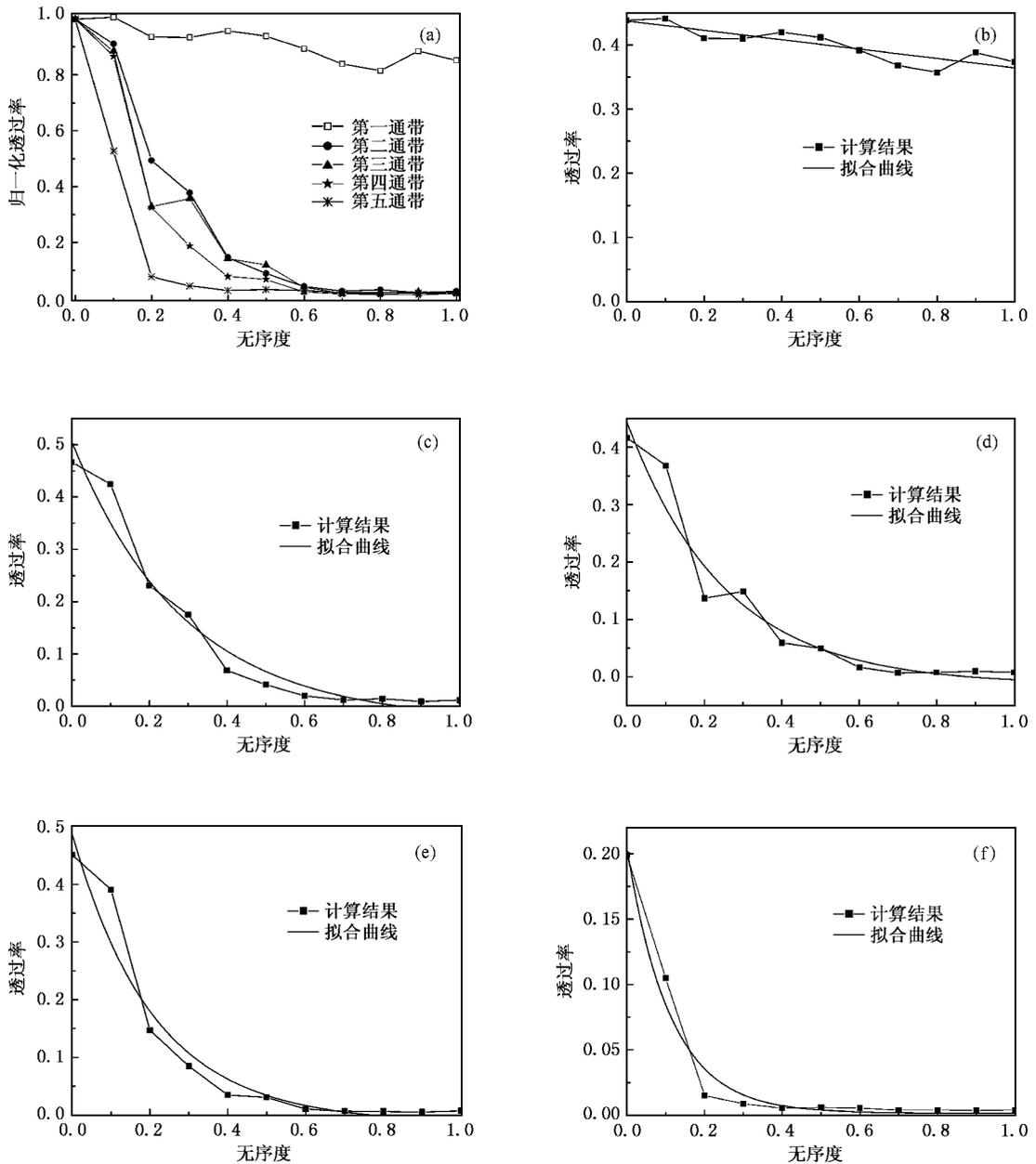


图3 各通带的平均透过率随光子晶体无序度的变化关系 (a)各通带按波长平均的归一化透过率比较 (b)第一通带透过率随无序度的变化,波长范围为3700—6000 nm (c)第二通带透过率随无序度的变化,波长范围为1388—1910 nm (d)第三通带透过率随无序度的变化,波长范围为909—1048 nm (e)第四通带透过率随无序度的变化,波长范围为680—765 nm; (f)第五通带透过率随无序度的变化,波长范围为562—612 nm

随着样品长度 l 的增长,透过率 T 按以下的规律衰减变化^[3]:

$$T = A \exp\left(-\frac{l}{L_c}\right), \quad (1)$$

式中 L_c 是产生局域化的特征长度,称为局域长度.

通过模拟,我们发现无序光子晶体透过率随着无序度变化也有类似的变化关系,

$$T = A \exp\left(-\frac{D}{D_c}\right), \quad (2)$$

式中 D 为无序度.对于一个通带而言, D_c 为特征无序度,亦即使得透过率降到 $1/e$ 时的无序度,称为局域无序度,可以通过 e 指数拟合各个波段的透过率得到.我们利用平均透过率数据,由(2)式拟合发现:第二通带(1388—1910 nm)其局域无序度为 0.29;第三通带(909—1048 nm)局域无序度为 0.25;第四通带(680—765 nm)局域无序度为 0.21;第五通带(562—612 nm)局域无序度为 0.11.很明显,随着通带的波长变短,产生局域化的局域无序度变小.光子晶体中无序导致的光子局域化是由于多重散射的光发生干涉造成的,波长合适的光在无序介质中形成谐振回路,从而局域在该区域.由此可见,从某一波段的平均透过率变化看,透过率随着光子晶体无序度的增加基本以 e 指数的规律衰减变化.而且都有

一个局域无序度,超过这个局域无序度,整个通带产生明显局域化.这种变化可以确认是无序局域引起的,因为理论计算中没有材料的吸收.

由透过率曲线和拟合的局域无序度可见,对于每个通带,在无序度比较小的情况下,透过率较大,随着无序度的增大,透过率降低,当无序度增大到一定值,该带隙都被局域化.这说明当无序度较小情况下,通带中既有局域化部分也有未局域化部分,局域化部分是靠近带边部分波长的光.通带中局域部分和未局域部分会有一个分界线,该分界线即类似于电子在无序晶体中产生局域化的迁移率边.由此可知,在无序光子晶体中也存在局域化的迁移率边,从带边向禁带中心方向也有个局域带尾.随着无序度的增大迁移率边向着通带的中心移动,当无序度增大到一定程度后,整个通带都产生了局域化.迁移率边和局域带尾之间光子的状态为局域态,而带中两个迁移率边之间的光子状态为扩展态.这可以通过通带中不同无序度的带中心频率的场分布得到证实.我们以第三通带为例,计算通带中心频率的光场分布.由图 4(a)可以看出,周期性光子晶体带中心频率的光场分布在整个晶体中,光子为扩展态,在晶体的出射边有光透过,光场分布为周期性布洛赫波.如图 4(b)所示,当无序度较小时($D \leq 0.4$)光场分布出现一些无序,由周期性的布

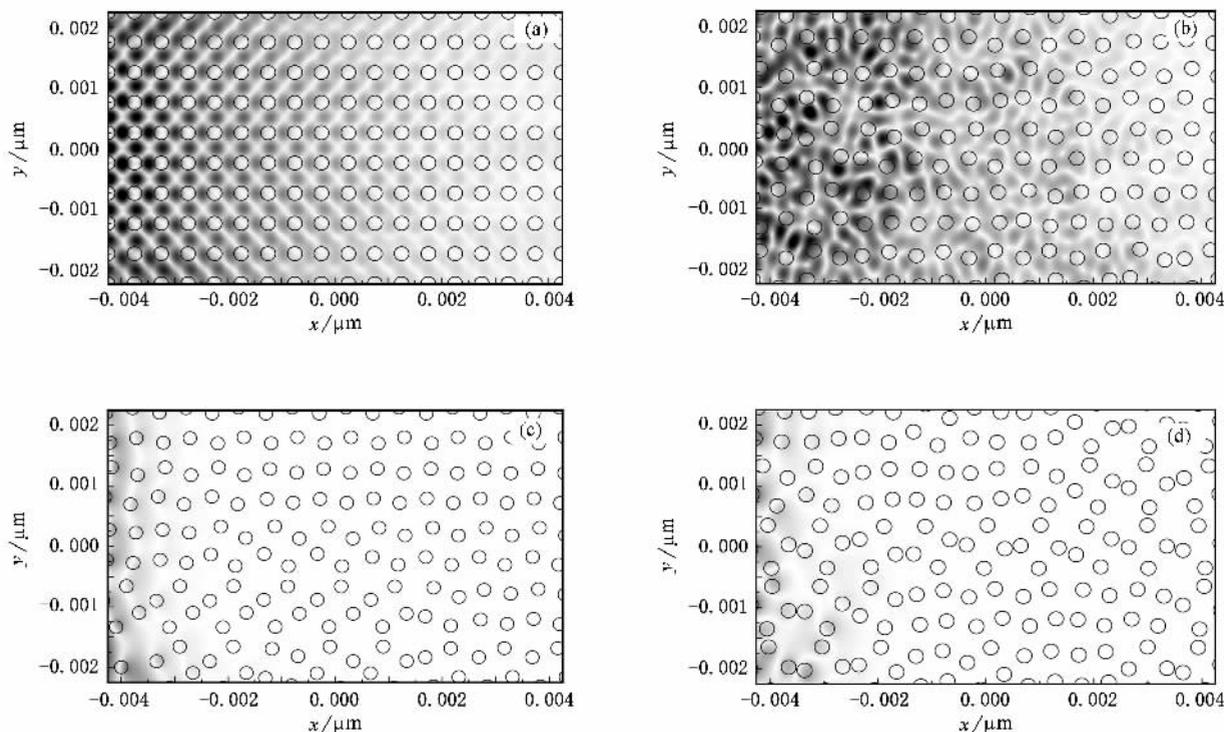


图 4 通带中心频率 314 THz 的光场分布随无序度的变化关系 (a)周期性光子晶体, $D=0$ (b) $D=0.4$ (c) $D=0.5$ (d)完全无序, $D=1.0$

洛赫波变化为破损的布洛赫波. 图 4(c) 和 (d) 显示, 当无序度增加到 0.5 后, 光场就被局域在光子晶体入射端, 而晶体内部已基本上没有光场分布.

3. 结 论

我们从理论上通过在光子晶体中引入无序研究

了光子局域化, 仅考虑光子晶体中无序对光子局域化的影响, 不考虑吸收. 得出了光子局域化引起电磁波透过率随无序度衰减变化的规律. 无序造成的局域化首先产生在光子带边, 然后逐渐向整个光子禁带中心、通带中心扩展. 发现一定的无序度可以使得光子带隙完全局域化, 还发现不同级次的通带产生局域化的无序度不同.

- [1] Sheng P , Zhang Z Q 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1879
- [2] Chabanov A A , Stoytchev M , Genack A Z 2000 *Nature* **404** 850
- [3] Scheffold F , Lenke R , Tweer R *et al* 1999 *Nature* **398** 206
- [4] Wang Z L , Chan C T , Zhang W Y *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **67** 016612
- [5] Li Z Y , Zhang X D , Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. B* **61** 15738
- [6] Xu X S , Wang Y Q , Han S Z *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 98
- [7] Sigalas M M , Soukoulis C M , Chan C T *et al* 1999 *Phys. Rev. B* **59** 12767
- [8] Asatryan A A , Robinson P A , Botten L C *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** 5711
- [9] Jin C J , Meng X D , Cheng B Y *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **63** 195107
- [10] Sakoda K 2001 *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin : Springer)
- [11] Wiersma D S , Bartolini P , Lagendijk A *et al* 1997 *Nature* **390** 671
- [12] Xiong S J , Cai J H 1985 *Acta Phys. Sin.* **34** 1530 (in Chinese)
[熊诗杰、蔡建华 1985 物理学报 **34** 1530]

Photon localization in amorphous photonic crystal *

Xu Xing-Sheng^{1)†} Chen Hong-Da¹⁾ Zhang Dao-Zhong²⁾

1) *State Key Laboratory of Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductor, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*

2) *Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

(Received 29 March 2006 ; revised manuscript received 26 June 2006)

Abstract

The photon localization in disordered two-dimensional photonic crystal is studied by use of multiple-scattering method. The disorder degree can be controlled by adjusting the random rotating angle of the square cell. It is found that the transmission in the band decreases and that in the gap increases as the disorder degree increases, and localization induced by disorder will spread from the band gap edge to the band center and the gap center. Moreover, the mean transmission of the band will decrease exponentially with disorder increasing.

Keywords : amorphous, photonic crystal, disorder, photon localization

PACC : 4270Q, 4265K, 4225B

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60345008, 60377011, 60537010).

† E-mail : xsxu@red.semi.ac.cn