

一维光子晶体研究进展*

张拥华 仇欣杰 李宏强 陈 鸿

(同济大学波耳固体物理研究所 上海 200092)

摘 要 一维光子晶体由于其制备的优势以及对光传播模式控制的优异性能使其在不同研究领域得了广泛关注. 文章介绍了一维介电以及金属-介电光子晶体的最新研究进展和应用前景,并系统综述了一维材料中全向能隙、布儒斯特角控制、超折射光学效应以及光子局域化等对光传输的影响.

关键词 一维光子晶体,全向能隙,布儒斯特角,超折射,光子局域化

PROGRESS OF ONE DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTALS

ZHANG Yong-Hua QIU Xin-Jie LI Hong-Qiang CHEN Hong

(Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract Due to their ease of fabrication and remarkable manipulation of light propagation, one-dimensional photonic crystals have aroused great interests in various different research fields. An introduction is given on the latest progress and prospective applications, with a detailed discussion of the omnidirectional band gap, control of Brewster's angle, ultra-refraction phenomena and light localization one dimensional materials.

Key words one-dimensional photonic crystal, omnidirectional band gap, Brewster's angle, ultra-refraction, light localization

自1987年Yablonovitch和John分别独立地提出光子晶体和光子能带结构的概念以来^[1,2],光子晶体的理论研究和相关实验及其应用得到了迅速的发展.尤其是近年来,这一领域发表的论文数量呈现出几何级数的增长,1999年底,光子晶体方面的研究还被《科学》杂志评选为十大重大进展的领域之一.

关于光子晶体基本性质的研究及其应用,已在一些文章中阐述^[3,4].近年来一维光子晶体的研究取得了一系列显著进展.一维材料中存在类似三维的全向能隙结构,使其可能用于二维、三维器件的设计;一维材料中可以存在高增益的局域光场以及显著的光延迟效应,可以预期与之相关的一系列非线性效应,如高次谐波的产生、光学双稳态等;一维光子晶体中还存在超折射现象;由于其具有控制光模式及其光传输的优异能力,比二维、三维光子晶体易于制备,所以一维光子晶体在光子晶体应用中占据了重要地位.

本文综述了一维光子晶体的最新研究进展,从效应和物理机制两个角度入手分别介绍了一维光子晶体中的全向能隙结构、布儒斯特角的控制、态密度的分布及其控制(并进而控制光子晶体中的光输运过程如光延迟和带边激光)、一维金属-介电光子晶体二次谐波产生和光学双稳态等非线性效应以及

光子局域化等,并探讨了其可能的应用前景.

1 一维光子晶体的全向能隙结构

金属反射镜的反射率不依赖于入射角度,但由于金属材料对入射电磁波有很强的吸收,使得反射率不高.而传统的多层高反膜的反射率则会随入射角度的增大而降低.1998年,Joannopoulos等人指出,一维光子晶体由于有限的边界,也会出现类似于二维和三维的全向能隙结构.其色散关系图中能够形成不依赖于入射光偏振方向和入射角的一个较宽的全向带隙^[5].Dowling还从理论上分析了一维光子晶体出现全向带隙的必要条件^[6]是:

$$\alpha_{\max} = \arcsin \left| \frac{n_0}{n_1} \right| < \alpha_B = \arctan \left| \frac{n_2}{n_1} \right|,$$

式中 α_{\max} 是当入射光从周边介质 n_0 掠射到介质 n_1 中的最大折射角, α_B 为介质 n_1 和 n_2 的分界面的布儒斯特角.

我们从一维光子晶体的角度色散关系图(图1)

* 国家自然科学基金(批准号:19947005;69908005;19725416)、上海市应用物理中心(批准号:99JCI4008)资助项目
2000-12-07收到

也可以看出^[7],只有当 $\alpha_{1\max} < \alpha_B$ 时,才可能出现整个入射角都不能透过的带隙,其中 α_B 对应 TM 波的能带闭合点.并且当 n_0/n_1 和 n_2/n_1 增大时, $\alpha_{1\max}$ 将减小, α_B 增大,进而更加满足上式的条件,且使全向带隙变宽.文献[7]还设计了 19 个周期的 $\text{Na}_3\text{AlF}_6/\text{ZnSe}$ 多层膜光子晶体结构,通过计算和实验测量都得到了在 $0^\circ - 60^\circ$ 入射角范围内,对于 TE 波(TM 波)具有 $600 - 800\text{nm}$ ($630 - 700\text{nm}$) 的 99% 高反射带隙.

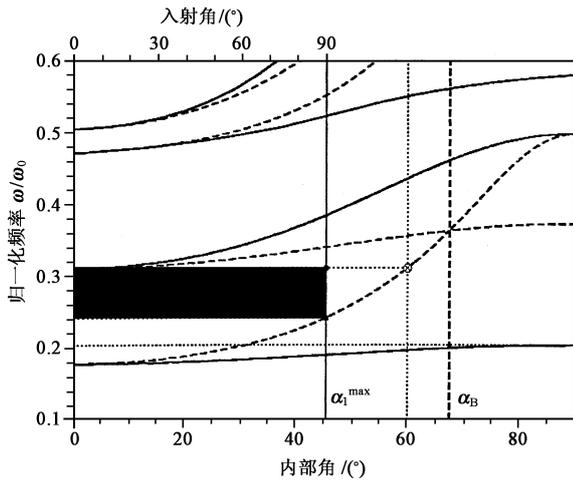


图1 归一化频率和入射角度的色散关系图
(此一维结构的折射率分别为 $n_1 = 1.4, n_2 = 3.4$, 周边介质为空气, $n_0 = 1$. 图中实线为 TE 波能带图, 虚线为 TM 波能带图, 阴影部分为全向能带区)

一维全向带隙光子晶体可广泛应用于微波天线、透射光栅、光波导等器件的研制.在其中引入缺陷还可用于制作高品质、低损耗的谐振腔,可用于微波源或激光器的谐振腔.此外,一些研究组还利用化学的溶胶-凝胶方法制备了全介电的 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 全向带隙一维多层膜^[8],在可见光波段 $0^\circ - 80^\circ$ 入射角范围内实现了 70nm 宽的禁带.若在 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 多层膜中间掺入多孔的 TiO_2 杂质层,则在 $1.5\mu\text{m}$ 的红外频段可以得到品质因子 Q 为 35 的谐振微腔.由于溶胶-凝胶方法的工艺简单、适合大面积制备以及抗高温、腐蚀、辐射等优点,将使得一维全向带隙光子晶体得到更加广泛的应用.

2 一维光子晶体中布儒斯特角的控制

传统的多层高反膜多为四分之一波片的周期结构,高反频段不宽,受到极化方向和入射角度的限制.尤其是 p-波(TM 波)的反射率对入射角非常敏感,随着角度的增大而会显著降低,这和布儒斯特角

有很大关系.在一维全向光子晶体中,为了获得更宽的全向带隙,要求内反射角不大于布儒斯特角 $\alpha_B = \arctan\left|\frac{n_2}{n_1}\right|$, 以便得到全向能隙.所以选取适当的材料和合适的结构以便控制布儒斯特角的研究是非常重要的.

Weber 等人^[9]最近利用高分子聚合物超强的双折射光学(giant birefringent optics)性质制备了多层膜反射镜,可对布儒斯特角进行控制.这种材料可以根据要求,在不同的方向设计成具有不同的折射率差的各向异性材料多层膜,通过计算得到其 α_B 可以为任意角度,甚至可以为虚数值.图 2 为通过改变各层的不同方向的折射率差而得到的相应的 α_B 的值以及归一化界面间反射率与入射角的关系图,其中曲线 a, b, c 和 d 所对应的 α_B 分别为 $0^\circ, 30^\circ, 52^\circ$ 和 71° , 曲线 e 表示 α_B 不存在,即 p-波的反射率不随入射角度而变化,曲线 f 表示 α_B 为虚数值,即 p-波的反射率随入射角度的增大而增大.

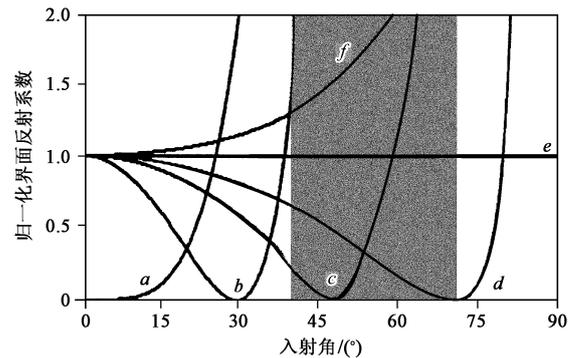


图2 改变不同方向的折射率差,所得相应的 α_B 的值以及归一化界面反射率与入射角的关系图

- (a) GBO 多层膜 $n_{1y} = 1.63, n_{1z} = 1.5, n_{2y} = 1.63, n_{2z} = 1.63, \alpha_B = 0^\circ$;
- (b) GBO 多层膜 $n_{1y} = 1.54, n_{1z} = 1.63, n_{2y} = 1.5, n_{2z} = 1.5, \alpha_B = 30^\circ$;
- (c) 各向同性一维体系 $n_{1y} = 2.4, n_{1z} = 2.4, n_{2y} = 1.46, n_{2z} = 1.46, \alpha_B = 52^\circ$;
- (d) 各向同性一维体系 $n_{1y} = 5.0, n_{1z} = 5.0, n_{2y} = 1.58, n_{2z} = 1.58, \alpha_B = 71^\circ$;
- (e) GBO 多层膜 $n_{1y} = 1.8, n_{1z} = 1.5, n_{2y} = 1.5, n_{2z} = 1.5, \alpha_B$ 为虚数;
- (f) GBO 多层膜 $n_{1y} = 1.8, n_{1z} = 1.5, n_{2y} = 1.56, n_{2z} = 1.56, \alpha_B$ 为虚数

具有 GBO 性质的多层高分子聚合物膜可广泛应用于各种光学器件.例如:可制备用于光纤通信的高效率反射镜和高反膜等;可用于反射偏振镜的研制;应用于液晶显示,可以获得更亮、更清晰的视觉效果;还可用于制备各种装饰品、防伪膜和光电元件等等.GBO 薄膜很薄而有柔韧性,无需基底材料,制备工艺简单,可制造 $100 - 1000$ 层,适用于大规模工

业化生产。

3 一维光子晶体态密度的分布及应用

光与材料相互作用在许多情况下取决于材料中光子态的态密度,一维光子晶体对光子态密度就有很强的修饰效应,从而根据要求控制光子输运过程。图3为一维全介电光子晶体的态密度分布简图,下面就态密度的分布对一维光子晶体中光输运过程和光延迟的影响以及带边激光的应用等作简单介绍。

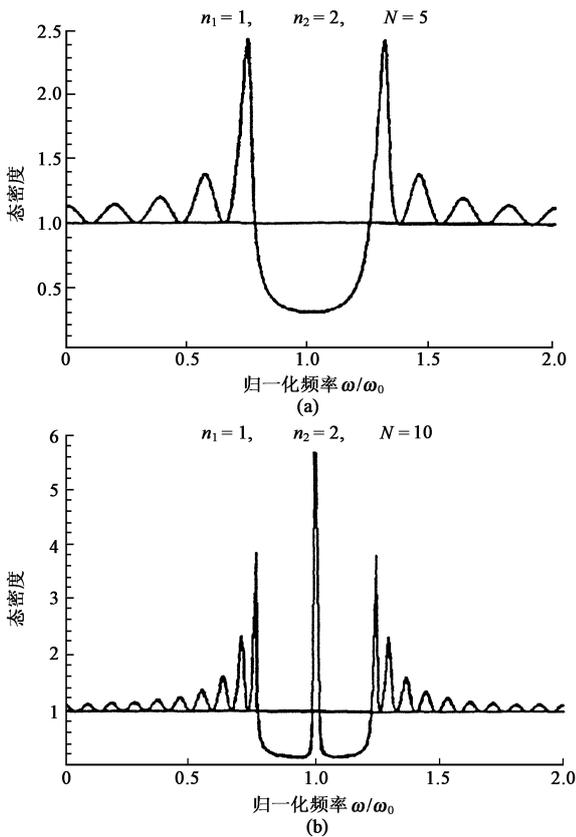


图3 一维全介电光子晶体态密度分布简图和透射谱图
(a)没有引入缺陷的态密度图;(b)引入缺陷的态密度图

3.1 超折射现象

在光子晶体带边,当有效介电常数趋于零时会出现一种超折射现象(ultrarefractive phenomena),这种超折射现象具有对入射光束的展宽和分光等一些奇特的效果。根据 Enoch 等人^[10]的研究可知,在无吸收的光子晶体导通带,其有效介电常数 ϵ_n 为大于1的实数,随着波长的变化,在带边附近,过渡到截止带时,透射光光强成指数衰减,光子晶体变得不透明,此时 ϵ_n 为一负实数,所以必定存在一点,其 ϵ_n 变为零。而随波长变化的 ϵ_n 又必定依赖于入射角度

θ ,所以在 ϵ_n 等于零附近,会出现一些快速变化的透射峰,在透射峰处,相应的透射相移会随入射角度的较小变化而快速变化。这时会出现奇异的超折射现象。

Felbacq 等人从理论和模拟计算的结果来解释一维光子晶体中存在的超折射现象。利用传输矩阵法推导能带结构的理论计算得出入射光频率和入射角度的色散关系图(见图4)。在带边附近即对应频率 ω_1 处,正入射时处于光子晶体导通带,随着角度的增大,会逐渐过渡到禁带,在 ω_2 处正好相反。所以当一束随角度高斯分布的入射光正入射时,其频率正好落在导通频率 ω_1 附近时,出射光束将被展宽;若频率正好落在禁带频率 ω_2 附近时,出射光束将被分成两束光。

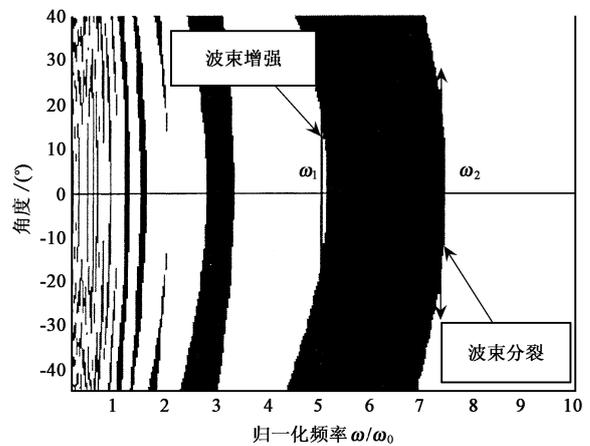


图4 布拉格镜多层膜的角度随频率色散关系图
[介电常数 $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 4$,厚度 $h_1 = h_2 = a$ (晶格常数)]

3.2 时间延迟效应

我们知道,在铷气体和超低温的一些原子气体中会出现超低的群速度,这一反常现象主要是由于在电磁感应透明气体的完全吸收的背景中有一很窄的透射峰,导致一个正斜率的很陡的色散曲线而产生的,此效应可设计光学延迟线。

一维光子晶体能带结构的带边附近也有一个很陡的透射峰,使其有效折射率快速变化,光脉冲的群速度同样被降低。但由于透射峰的一边是导通带,另一边是截止带,峰不是很窄,脉冲的时间延迟只提高了约 10^2 的量级。如果在光子晶体中通过掺杂引入缺陷态,那么在截止带中就形成一个可以导通的缺陷频率,与该缺陷频率共振的光脉冲就可以隧穿通过光子晶体。由于该缺陷峰非常狭窄,这将会大大的降低其群速度,从而产生更长的时间延迟,这一特性也可用于光学延迟线的设计^[11]。

在有限周期性层状结构中,光子晶体中的传播电磁波的群速度为 $v_g = \nabla_k \omega(K)$, 态密度为群速度的倒数, 即 $\rho(\omega) = 1/v_g$, 在缺陷频率处, 光被高度局域, 此处的态密度会很大, 因此其群速度就会很低, 从而达到时间延迟的作用. 所以通过对一维光子晶体态密度的控制可以产生时间延迟效应.

3.3 带边激光

根据 Dowling^[12]课题组的近期研究, 对于足够大的折射率调制的一维光子晶体, 在能带带边处, 入射到晶体中的光子模密度的异常性可导致低阈值带边激光(PBEL)的产生. 由前面的分析我们知道, 在光子晶体的带边处, 光子的群速度 v_g 会大大降低, 相应的有效光程增大, 此时光子模密度增大, 将获得较高的光增益. Kopp 等人^[13]也从实验上实际测得, 在一维胆固醇液晶薄膜中, 自发辐射率会被禁止在能带的带隙中, 而在带边将得到增强这一特性.

与传统的分布式反馈(DFB)激光器比较, DFB是在较窄的光子带隙的中间产生, 需要几百个周期和很小的折射率调制, 而 PBEL 是在较宽的光子能带的带边产生, 需要 20 个周期左右和较大的折射率的调制.

4 一维金属 - 介电光子晶体

众所周知, 传统的金属反射对入射电磁波在微波波段有很强的吸收, 其应用受到一定的限制. 由于一些介电和半导体材料在可见光是透明的, 我们可以把介电材料嵌入分层的金属膜中, 构成介电系数周期性排列的金属 - 介电光子晶体, 这种周期性结构可将金属与透明介质的性质有机的结合起来. 根据 Scalora 等人的最近研究^[14], 金属 - 介电光子晶体可以呈现在可见光波段透明, 在紫外和红外波段至微波不透明的特性.

波长为 λ (频率为 ω) 的电磁波入射到金属表面的趋肤深度 $\delta = c/2n_i \omega = \lambda/4\pi n_i$, 其中 n_i 为金属的有效折射率的虚部. 通过计算可知, 在可见光波段, δ 约为 10—15nm (如对于 Ag, $\delta = 13\text{nm}$); 在紫外波段和微波波段 δ 约为 10^{-2} nm 左右甚至更小. 所以用 10nm 左右的金属层和介电材料组成金属 - 介电层状光子晶体可以有较强的共振隧穿效应, 从而在可见光波段可以具有较高的透射率; 而对于紫外和红外及微波波段, 由于金属介电界面的强烈反射和很小的趋肤深度, 使其在这两波段几乎是不透明的, 从而得到可见透明、微波、紫外高反的光谱特性. 如

图 5 为 Ag/MgF₂ 一维光子晶体以及等同的 Ag 块体的透射谱谱图. 一维金属 - 介电光子晶体的这一特性可以广泛应用于透明导体材料的设计、眼睛防激光保护器、热反射窗和液晶显示等.

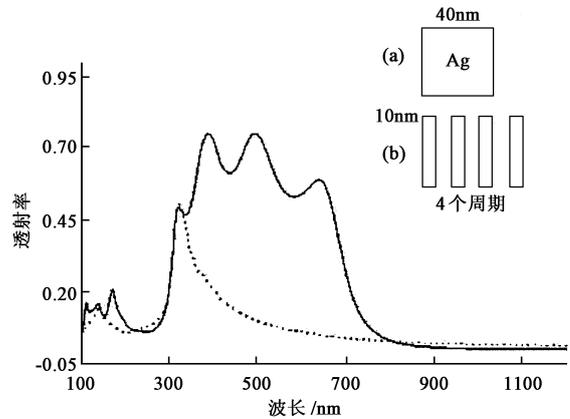


图 5 Ag/MgF₂ 一维光子晶体以及等同的 Ag 块体的透射谱谱图 [实线为 4 个周期的 Ag(10nm)/MgF₂(110nm) 一维光子晶体透射谱图; 虚线为 40nm 的 Ag 块体材料的透射谱图]

Ye 等人^[15]发现由金属膜和两种介电材料构成的层状光子晶体还存在全向能隙结构. 他们设计了 3.5 个周期的 ZnS(61.7nm)/MgF₂(52.5) - Ag(19nm) - MgF₂(52.5nm) 一维光子晶体, 从计算和实验测量结果可得到在可见光区间具有从 420—660nm 的 240nm 宽的高反射全向带隙, 而且由于金属介电光子晶体的能带对于可见光波段的入射电磁波的共振隧穿效应, 可以大大降低金属层对电磁波的吸收, 损耗很小, 对于入射光的偏振选择也不明显. 可以预见, 金属 - 介电一维多层膜光子晶体将获得更为广泛的应用.

5 一维光子晶体的非线性效应

前面提到, 一维光子晶体可以对光子态密度进行修饰. 利用这一特性, 可以通过对态密度的控制, 改变晶体中光场的能量分布, 使能量主要聚集在晶体的非线性材料部分, 从而提高非线性效应. 另外, 通过恰当地设计晶体的结构, 可以实现非线性过程中的相位匹配, 从而进一步提高非线性效应. 因此人们的注意力就集中于寻求或设计合适的一维光子晶体结构来增强非线性效应.

5.1 双共振二次谐波产生

一维光子晶体带隙两边的光子的态密度很高, 将基波和二次谐波分别位于带隙的带边位置, 从而

提高二次谐波产生的效率,这就是所谓的双共振二次谐波产生.通过恰当地设计周期结构的参数,可以满足发生二次谐波双共振的条件,而且此时光波的相互作用是相位匹配的. Kiehne 等人^[16]提出了下面这样一种结构:它有 N 个周期,每个周期包含 4 层,表示为 $(ABCD)^N$,但 A 与 C , B 与 D 分别是相同的材料.即 $n_{A,C} = n_1$, $n_{B,D} = n_2$.设计每层的厚度分别为

$$(\omega_0/c) n_A d_A = (1 - \alpha)\pi; (\omega_0/c) n_B d_B = \alpha\pi;$$

$$(\omega_0/c) n_C d_C = \alpha\pi; (\omega_0/c) n_D d_D = (1 - \alpha)\pi.$$

参数 α 的取值在 0 和 1 之间.这样,总可以通过选择参数 α 的一个取值以获得双共振二次谐波产生. α 的值可以通过传输矩阵方法数值计算.同样,如果两激光脉冲频率 ω_1 和 ω_2 位于同一带隙相对两边的共振透射峰,会使得混频 $\omega = \omega_1 \pm \omega_2$ 的产生效率大为提高^[17].

另外,掺杂结构能使得晶体中的光子态密度集中于杂质层中,如果把非线性材料置于杂质层中,能大幅度提高非线性过程的效率. Vittorio 等人^[18]就使用这样的方法来增强非线性效应.他们使用的样品器件的核心部分是 ZnSe 掺杂层,该层两边是 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ 四分之一波堆结构的一维光子晶体,从而构成谐振腔.设计这样的结构,使谐波频率位于谐振腔的共振态模式.对于这样的谐波与谐振腔模式共振的单共振条件而言,与体材料相比,二次谐波的能量可以增强 $1/(1 - R)$ 倍.因此,通过增加反射镜的反射率 R ,可以改进谐波产生的效率.为了进一步增加二次谐波效率,使基波与谐振腔模式也发生共振,在这种情况下,腔中能量的增强为 $1/(1 - R)^3$.在这样的双共振配置下,如果使用改善了的反射率 0.99,则与体材料相比,二次谐波能量将会有 6 个数量级的增强.

5.2 光学双稳态

近几年来,由于光计算机的美好前景,光学双稳态吸引了不少科研工作者的注意.为了寻求合适的结构实现光学双稳态, He 和 Cada^[19]将 DFB 结构放置于光子晶体结构的谐振腔中.谐振腔的反射镜在同一晶体生长过程中用相同的材料制备.尽管它也是周期性多层膜,但周期与 DFB 结构的周期不同.激光的工作波长位于反射镜的禁带中,同时处于 DFB 结构的共振透射峰中.在这样的 DFB/FP 复合结构中,由于谐振腔的谐振作用,DFB 区域中的光强将得到进一步的增强.由于谐振是由两种不同的机制

产生的,所以需要在 DFB 结构和其中一个反射镜之间放置一个相位匹配层. DFB/FP 复合结构中双稳态的低阈值起源于双共振效应,这使得在 DFB 结构中的光场得到增强.这种结构的双稳态阈值要比相同厚度的 DFB 结构低得多.

和半导体的情况相似,当在光子带隙结构中引入缺陷时,带隙中将产生施主和受主缺陷态.在一维情况下,施主缺陷态频率随着缺陷层介质折射率的增加而降低.当缺陷层的折射率低时,其中的光场强度很强.因此,如果缺陷具有非线性,它的非线性效应将会有效地增强.如果在缺陷层中含有 Kerr 非线性介质的话,缺陷态频率随着局域光的强度变化,因而透射光强度将发生变化.这意味着如果我们调节入射光频率接近于缺陷态频率,掺杂结构将对入射光产生反馈.只有具有正反馈的光学系统才能出现双稳态.文献[20]考虑 ... ABABC BABA ... 形式的四分之一波片掺杂结构.非掺杂层 C 具有 Kerr 非线性效应.图 6 可以很明显看出掺杂一维光子晶体的光学双稳态过程.掺杂结构双稳态的阈值比 DFB 结构要低,而且它的体积小,适用于器件使用.

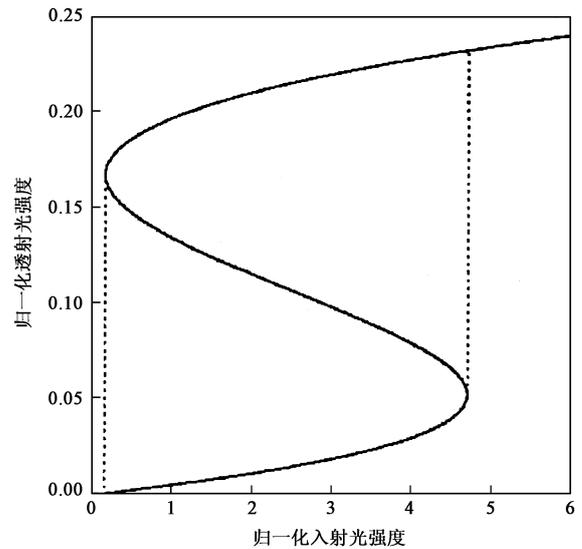


图 6 掺杂一维光子晶体的光学双稳态过程图

6 一维光子晶体的光子局域化

光子晶体对光子的控制主要通过带隙结构来实现.因此,如何获得尽可能宽的光子带隙是光子晶体研究的关键问题之一.固体物理知识告诉我们,在半导体中引入无序会使带边的电子态发生局域化,导致有效带隙增宽,形成迁移率隙^[21].同样的原理亦

适用于光子晶体.

对一维系统中光局域化的理论和实验研究表明,如果在周期性多层结构中引入无序,任何频率范围的光由于相干背反射都可以被局域,而不论它的入射角度以及它是否处于带隙中间.当在一维光子晶体中引入无序时,由于布拉格反射效应和引入无序而造成的光局域,可能使得离散的狭窄的禁带扩展成连续的禁带.通过合理地调节结构的几何参数和无序度,可以在很宽的波长范围内发生高反射.这个性质可以用在光学宽波带高反射镜上^[22,23].尽管在一维强无序系统中所有波长的光都被局域,但对于某些特殊情况,仍然可以发现某些态是扩展的而非局域的,产生具有很窄透射峰的高质量共振隧穿^[24].这种效应可以用在光学滤波器上.

参 考 文 献

[1] Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.* ,1987 ,58 :2059
[2] John S, *Phys. Rev. Lett.* ,1987 ,58 :2486
[3] 张道中. *物理* ,1994 ,23 :141 [Zhang D Z. *Wuli (Physics)* ,1994 ,23 :141 (in Chinese)]
[4] 万钧,张淳,王灵俊等. *物理* ,1999 ,28 :393 [Wan J, Zhang C, Wang L J *et al.* *Wuli (Physics)* ,1999 ,28 :393 (in Chinese)]
[5] Fink Y, Winn J N, Fan S *et al.* *Science* ,1998 ,282 :1679
[6] Dowling J P. *Science* ,1998 ,282 :1841
[7] Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A *et al.* *Appl. Phys. A* ,1998 ,68 :25

[8] Kevin M C, Andrew W S, Hsin-C L *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1999 ,75 :3805
[9] Michael F W, Carl A S, Larry R G *et al.* *Science* ,2000 ,287 :2451
[10] Enoch S, Tayeb G, Maystre D. *Opt. Com.* ,1999 ,161 :171
[11] Zhu S Y, Liu N H, Zheng H *et al.* *Opt. Com.* ,2000 ,174 :139
[12] Dowling J P, Scalora M, Bloemer M J *et al.* *J. Appl. Phys.* ,1994 ,75 :1896
[13] Kopp V I, Fan B, Vithana H K M *et al.* *Opt. Lett.* ,1998 ,23 :1707
[14] Scalora M, Bloemer M J, Pethel A S *et al.* *J. Appl. Phys.* ,1998 ,83 :2377
[15] Ye Y H, Georges B, Vo Van Truong. *Appl. Phys. Lett.* ,2000 ,77 :235
[16] Kiehne G T, Kryukov A E, Ketterson J B. *Appl. Phys. Lett.* ,1999 ,75 :1676
[17] Balakin A V, Bushuev V A, Mantsyzov B I *et al.* *JETP Lett.* ,1999 ,70 :725
[18] Pellegrini V, Colombelli R, Carusotto L *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1999 ,74 :1945
[19] He J, Cada M. *Appl. Phys. Lett.* ,1992 ,61 :2150
[20] Zhou R Z, Dong J M, Xing D Y. *Phys. Rev. E* ,1997 ,55 :6301
[21] 方俊鑫,陆栋. *固体物理学(下册)*. 上海:上海科学技术出版社,1993 [Fang J X, Lu D. *Solid State Physics (II)*. Shanghai : Shanghai Science and Technology Press ,1993 (in Chinese)]
[22] Zhang D Z, Li Z L, Hu W *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1995 ,67 :2431
[23] Li H Q, Gu G C, Chen H. *Appl. Phys. Lett.* ,1999 ,74 :2360
[24] Lei X Y, Li H, Ding F *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1997 ,71 :2889

• 前沿和动态 •

近场光学显微镜观察到纳米尺度的折射率变化

日本京都大学研究人员用近场光学显微镜 (NSOM) 在透明的聚合物膜上制作了纳米尺度的折射率图样,而薄膜的透明度及表面形态均未受到严重影响.实验中用的是 3 μm 厚的聚合物薄膜,它是用自转镀层法在甲苯溶液中把在聚合物(异丁烯酸甲脂 methyl methacrylate)中掺杂的 3-苯基-2,5-诺卜拿丁-2 羧酸 (3-phenyl-2,5-norbornadiene-2-carboxylic acid) 镀到盖板玻璃片上而成的.折射率图样是用照明模式 NSOM 设备制作的,该设备具有一个剪切力尖端取样距离调节功能,以及一个锥形探头.锥形探头由在甲苯溶液中经化学腐蚀的、镀铝的、可通过紫

外光的光纤做成.将氦-镉激光器输出的波长为 325nm 的光耦合到光纤探头上,并在样品表面上进行扫描.激光在样品表面上的功率密度为 4 W/cm²,扫描速率为 2 $\mu\text{m/s}$,扫描时间为 10 min.经感光异化后,样品的折射率衰减了 0.006,这是用由相同的激光器输出的 442nm 光测出的.估计这一技术对探测微组织间的电磁力极为有用,对存储数据也可能有用.

(李银安编译自 *Laser Focus World*, 2001 年,第 3 期,第 13 页)