

低对称性光子晶体超宽带全角自准直传输的机理研究

梁文耀 张玉霞 陈武喝

Physical mechanism of super-broadband and all-angle self-collimation transmission in photonic crystal with low rotational symmetry

Liang Wen-Yao Zhang Yu-Xia Chen Wu-He

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 064209 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.064209

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064209>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

覆盖 X 和 Ku 波段的低雷达散射截面人工磁导体反射屏

[A low radar crosssection artificial magnetic conductor reflection screen covering X and Ku band](#)

物理学报.2015, 64(2): 024219 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024219>

带多孔硅表面缺陷腔的半无限光子晶体 Tamm 态及其折射率传感机理

[Tamm state of semi-infinite photonic crystal based on surface defect cavity with porous silicon and its refractive index sensing mechanism](#)

物理学报.2014, 63(24): 244207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244207>

有耗色散光子晶体带隙结构的本征值分析新方法

[A novel eigenvalue method for calculating the band structure of lossy and dispersive photonic crystals](#)

物理学报.2014, 63(18): 184210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184210>

光子晶体中基于有效折射率接近零的光束准直出射

[Collimating emission from photonic crystals based on the quasi-zero-effective-index](#)

物理学报.2014, 63(17): 174204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.174204>

增益对一维周期结构慢光传输特性影响

[Influence of gain on propagation properties of slow light in one-dimensional periodic structures](#)

物理学报.2014, 63(17): 174202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.174202>

低对称性光子晶体超宽带全角自准直传输的机理研究*

梁文耀[†] 张玉霞 陈武喝

(华南理工大学物理与光电学院, 广州 510640)

(2014年8月25日收到; 2014年10月2日收到修改稿)

提出了一种低对称性椭圆介质柱二维光子晶体结构, 利用平面波展开法研究了该结构在第一布里渊区的能带特性. 讨论了全角自准直效应的物理机制及椭圆柱结构参数对其带宽的影响, 明确给出了自准直传播模式的存在判据. 研究发现, 自准直模式几乎覆盖了TE偏振的整个第四能带, 而且该能带面上存在两个横跨第一布里渊区的超宽平坦区域. 时域有限差分法模拟结果表明, 利用超宽平坦区域的特性, 可同时实现带宽达187 nm (以1550 nm为中心波长)、准直入射角度几乎覆盖 $0^\circ-90^\circ$ 的宽带全角自准直光传输.

关键词: 光子晶体, 全角自准直传输, 群速度, 宽带

PACS: 42.70.Qs, 87.56.J-, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.64.064209

1 引言

众所周知, 衍射是电磁波的基本特性之一, 在各向同性介质或者空气中传播的电磁波会不断扩散, 这会导致能量损耗和信号发散. 一直以来, 人们希望能够有效控制电磁波的衍射传播特性, 光子晶体自准直效应的发现为此提供了一种崭新的导光机理, 它使得光子晶体内部传播的光束可以克服衍射效应而表现出几乎完全准直的传播特性^[1,2].

光子晶体是介质或金属材料构成的人工周期结构, 其独特的光子带隙、光学活性、缺陷模、相位和反常光传输等物理性质^[3-13]引起了人们的广泛关注. 反常传输包括负折射、自准直和超棱镜效应等. 在自准直研究方面, 1999年, Kosaka等^[1]首次在硅基光子晶体中发现了自准直现象, 发现对应于平坦色散区 Bloch 模式的光束在光子晶体中传播时, 其光束宽度基本不变. 2002年, 文献^[2]进一步报道了平板光子晶体中的自准直效应, 且最佳自准直效应对应频率处的群速度最大. 自准直效应的性

能参数包括自准直效率、准直入射角度范围和自准直带宽等. 为了获得高质量的自准直光束, 人们一直致力于提高自准直各方面的性能. 在提高自准直效率方面, 主要是通过修改光子晶体表面结构以达到阻抗匹配减少反射能量损耗或利用 Fabry-Perot 腔产生共振透射^[14-16]. 人们发现降低结构的对称性有助于扩大自准直的入射角度范围. 2003年, 文献^[17]分析了正方晶格和三角晶格中的自准直效应, 指出正方晶格光子晶体(具有四重旋转对称性)比三角晶格光子晶体(具有六重旋转对称性)具有更宽的准直入射角度范围; 文献^[18]研究了矩形晶格介质柱子阵列对窄带范围的自准直角度的影响; 2012年, Wu等^[19]提出利用菱形晶格进一步拓展了准直入射角度范围. 在扩展自准直带宽方面也取得了较大进展. 文献^[20]在椭圆空气孔组成的正方晶格中实现了1550 nm附近约103 nm的自准直带宽. 由于自准直效应具有无衍射传播、耦合效率高、独特的优点, 人们已经将其运用在分束器、光开关、传感器等器件的设计中来^[10,21-24]. 然而, 前人

* 国家自然科学基金(批准号: 11247253)、华南理工大学中央高校基本科研业务费(批准号: 2014ZM0079)、2013年广东省高等学校教学质量与教学改革工程(批准号: N913061a)和华南理工大学校级教研教改项目(批准号: Y1141830)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liangwenyao@scut.edu.cn

在自准直方面的研究大多数侧重于提高自准直效率、增大入射角度范围或扩展自准直带宽某一方面的性能。随着研究的深入和应用的需要,人们迫切希望能够同时获得宽带、宽入射角度范围的高效自准直光传播。因此有必要详细研究光子晶体自准直的能带结构特征,并找出影响自准直效应的结构因素及其所起的作用。这些研究将对制作具有特定用途的光子晶体器件起到重要的指导作用。

本文提出了一种具有二重旋转对称性的光子晶体结构,利用平面波展开方法计算该光子晶体TE偏振第四能带在整个第一布里渊区的能带结构,利用等频线及群速度分析给出自准直传播模式的存在判据,通过结构优化获得带宽达187 nm的全角(0°—90°)自准直带宽,并进一步用时域有限差分法(finite-difference time-domain method, FDTD)进行了验证。

2 低对称性光子晶体结构及能带分析

2.1 低对称性光子晶体结构

二维光子晶体可分为理想光子晶体和平板光子晶体,其中在垂直于二维晶格方向(一般选取Z方向)无限长的称为理想二维光子晶体,而在Z方向高度有限且在几个波长量级内的称为平板光子晶体。平板光子晶体在二维周期平板内通过介电常数周期性调制实现所需的色散特性,但在高度方向则通过全内反射来限制光传播。由于理想二维光子晶体具有二维光子晶体的主要特性,且在数学上处理较为简单,因此在后面讨论中选取理想二维光子晶体作为研究对象,探索低对称性光子晶体的超宽带自准直传播特性,并进一步给出数值模拟结果。

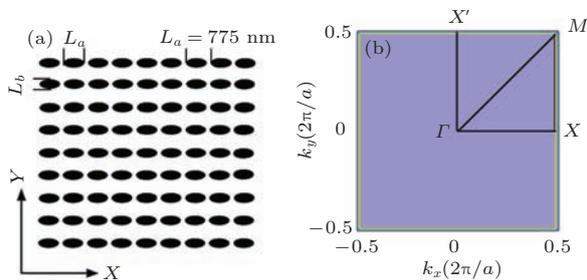


图1 (网刊彩色) (a) 光子晶体结构图; (b) 第一布里渊区示意图

考虑到结构对称性对光子晶体自准直性能会存在重要影响,本文选取椭圆格点的理想二维正方晶格光子晶体作为研究对象,如图1(a)所示。

该结构的背景为空气(折射率为1),其晶格常数为 $a = 775 \text{ nm}$,椭圆介质柱为无损的无色散Si材料,其介电常数为 $\epsilon_r = 11.56$ (Si在1550 nm处的介电常数),其长短轴分别平行于X和Y轴,长度分别为 L_a 和 L_b ,定义纵横比为 $\gamma = L_a/L_b$ 。对于该结构,我们仅考虑TE偏振(电场平行于介质柱)的情况。

2.2 超宽带全角自准直能带结构分析

首先计算上述光子晶体的能带结构。计算中采用的结构参数如下: $L_a = 0.88a = 682 \text{ nm}$, $\gamma = 2.1$,则可求得短轴 $L_b = L_a/\gamma = 0.42a = 325.5 \text{ nm}$,选择该组参数的原则是综合考虑全角相对带宽和制作容差(具体见本小节最后一段的分析)。利用平面波展开法^[25]计算TE偏振在第一布里渊区(图1(b))的色散关系。图2(a)给出了TE偏振的第四能带面分布。值得注意的是,仅从晶格类型来看,正方晶格具有四重旋转对称性,而当综合考虑晶格类型和椭圆柱格点形状时,整个光子晶体结构具有二重旋转对称性。由于能带结构起源于电磁波在光子晶体结构中的多重散射干涉,其对称性不仅

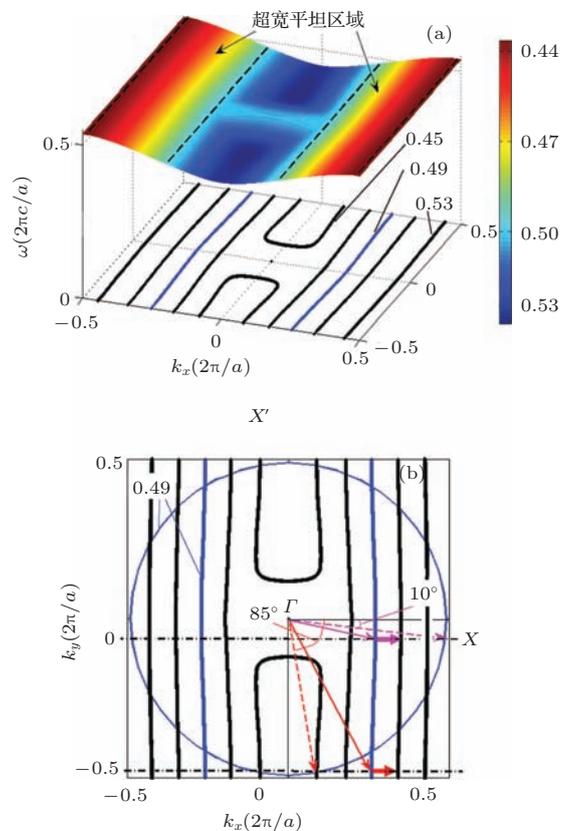


图2 (网刊彩色) 能带结构分析 (a) TE偏振第四能带面(投影为等频线分布); (b) 利用等频线分析小角度(10°)和大角度(85°)两种入射情况的光传输方向

受到晶格类型的影响,同时也受到介质在 X - Y 平面分布情况(即格点形状)的影响. 计算表明,能带对称性与整个结构的对称性一致,对于椭圆柱正方晶格光子晶体,其能带表现出二重旋转对称性. 由图 2(a) 可看到,该能带面具有强烈的各向异性,而且存在两个横跨第一布里渊区的超宽平坦区域,这两个平坦区域具有独特的性质,后面将对其进一步讨论.

光子晶体中的自准直效应起源于其自身独特的色散关系(即能带结构). 从能带结构上看,自准直效应产生于能带面的平坦之处. 图 2(a) 的下部是 TE 偏振第四能带面对应的等频线,其中, k_x 和 k_y 分别表示波矢空间中沿 ΓX 和 $\Gamma X'$ 方向的波矢. 可以看出,平坦能带面对应的等频线近似为直线,这些等频线所对应的 Bloch 波矢能够使电磁波产生无衍射的自准直传播. 为方便起见,将这些 Bloch 波矢对应的电磁模式称为“无衍射传播模式”.

超准直效应的带宽及空气-光子晶体界面上的折射行为可利用等频面(线)理论进行分析. 等频面(线)是波矢空间中一系列特定频率下的所有允许波矢的集合,对于三维光子晶体,为一系列等频面;而对于二维光子晶体,则为一系列等频线. 对于在周期性无损、无色散光子晶体中传播的电磁波,其能量速度和群速度的表达式完全一致^[26]. 根据群速度公式 $\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}}\omega(\mathbf{k})$, 电磁波在光子晶体中沿着等频线的梯度方向传播. 如前所述,两个超平坦区域对应的波矢均属于无衍射传播模式,相应的光传播方向可结合图 2(b) 的等频线和横向波矢的连续性边界条件^[27] 给出. 图 2(b) 清楚地表明 0.47—0.53 ($2\pi c/a$) 之间的等频线非常接近直线而且沿 $\Gamma X'$ 方向横跨整个第一布里渊区,这意味着存在沿 $\Gamma X'$ 方向的方向禁带,这些方向禁带能有效地阻止 Bloch 波沿 $\Gamma X'$ 方向泄露,使其只能沿 ΓX 方向传播,从而有助于提高自准直效率. 在图 2(b) 中,以 0.49 ($2\pi c/a$) 为例给出了小角度 (10°) 和大角度 (85°) 入射下的折射情况,其中圆代表空气在 0.49 ($2\pi c/a$) 处的等频线,折射后的光传播方向如图中的粗箭头所示. 可以看到,无论入射角是 10° 还是 85° ,折射光均沿着 ΓX 方向传播. 对于接近 90° 的入射也有类似结果,这意味着对该频率可实现 0° — 90° 的全角自准直光传播. 对于 0.47—0.53 ($2\pi c/a$) 之间的其他频率,通过类似分析可得到同样的结果. 可见,全角自准直效应依赖于能带面上横跨第一布里渊区的超宽平坦区域而存在,定义该

带宽为全角自准直带宽,其相对带宽约为 12%,如选取中心波长为 1550 nm,其带宽可达 187 nm.

进一步研究表明,全角自准直的带宽与结构参数 γ , L_a 之间有着密切关系,并且在一定条件下可获得最大带宽. 图 3 给出了 $L_a = 0.82a$, $0.88a$ 和 $0.94a$ 三种情况下全角相对带宽随 γ 变化的曲线. 首先,以 $L_a = 0.88a$ 为例讨论 γ 对相对带宽的影响. 显然,当 $\gamma = 1$ (即 $L_a = L_b = 0.88a$) 时,结构为圆柱介质正方晶格,其能带结构具有四重旋转对称性,不存在横跨第一布里渊区的平坦区域,故全角自准直带宽为 0;直到 $\gamma > 1.4$ 后才出现全角自准直效应;随着 γ 继续增大,该相对带宽在 $\gamma = 2.1$ 附近达到最大值 12%;当 γ 进一步增大,相对带宽反而开始减少. 我们注意到,纵横比 γ 实质上表征了椭圆介质柱的形变程度,而形变程度与对称性有关, γ 越大,椭圆介质柱的形变程度越高,相应地光子晶体结构的对称性程度越低. 另一方面, γ 与 L_a 共同确定了介质柱的占空比 $f = \pi L_a^2/(4\gamma)$,且占空比 f 和 γ 成反比,当 γ 增大时,介质占空比反而越小. 以上结果说明介质柱的形变程度与介质占空比的减少之间达到某种平衡时存在最大相对带宽. 实际上,图 2(a) 正是在最大带宽时相应结构 ($L_a = 0.88a$ 和 $\gamma = 2.1$) 的计算结果.

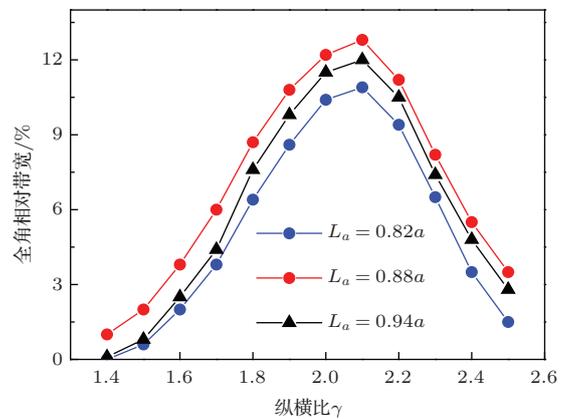


图 3 (网刊彩色) 全角自准直相对带宽与纵横比 ($\gamma = L_a/L_b$) 的关系

下面讨论另一重要参数 L_a 对全角自准直带宽的影响. 由图 3 可以看出, $L_a = 0.82a$, $0.94a$ 和 $0.88a$ 的结果类似,它们均在 $\gamma = 2.1$ 附近出现最大的相对带宽,分别为 10.7% 和 12.8%. 随着 L_a 逐渐增大,相对带宽也有所增大. 另一方面,考虑到目前制作工艺的误差精度,相邻椭圆介质柱之间至少应保证有 50 nm 的间隙^[28]. 假定中心工作波长为 1550 nm,可求得光子晶体的晶格常数 $a = 775$

nm, 此时对于 $L_a = 0.82a, 0.88a$ 和 $0.94a$ 三组参数, 各结构内的最小间隙分别为 $139.5 \text{ nm} (> 50 \text{ nm}), 93 \text{ nm} (> 50 \text{ nm})$ 和 $46.5 \text{ nm} (< 50 \text{ nm})$. 综上考虑, 结构参数的选取原则应为获得较大全角相对带宽的同时还要保证一定的制作容差. 根据这一原则, 我们选取 $L_a = 0.88a$ 和 $\gamma = 2.1$ 参数下的光子晶体结构作为进一步研究的对象. 图 2(a) 正是该组参数下的能带结构.

3 自准直效应的物理机理及存在判据

从物理本质上来看, 自准直效应是光子晶体各散射体产生的多重散射波叠加的结果. 由前面讨论可知, 能带面平坦区域的波矢对应着电磁波的无衍射传播模式, 它们可用来实现自准直传播. 下面, 我们从群速度公式出发讨论其物理机理, 并推导无衍射传播模式的存在判据. 二维光子晶体中的群速度公式如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_g &= (v_{gx}, v_{gy}) = \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) \\ &= x \frac{\partial}{\partial k_x} \omega(k_x, k_y) + y \frac{\partial}{\partial k_y} \omega(k_x, k_y), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 是第一布里渊区内的波矢. 由于该能带结构表现出强烈的各向异性, 因此被激发的 Bloch 模沿不同方向的传播具有非常不同的传播特性. 我们利用平面波展开法计算了图 2(a) 能带结构各 Bloch 波矢点的群速度, 并且重点关注群速度 \mathbf{Y} 分量 (v_{gy}) 的分布, v_{gy} 分布如图 4 所示.

从图 4 可以看出, 该能带各点的 v_{gy} 均小于或等于 0, 特别有趣的是, 满足 $v_{gy} \approx 0$ 的波矢几乎覆盖了整个第一布里渊区. 为方便讨论起见, 我们把满足 $v_{gy} \approx 0$ 的所有波矢构成的该区域称为“近零平面”. 结合群速度定义并分析该近零平面上的 Bloch 模式, 可得到近零平面上各波矢的物理图像为: 在光子晶体中, 凡是具有该近零平面波矢的 Bloch 模式, 由于 $v_{gy} \approx 0$, 电磁波沿 Y 方向的能量传播几乎完全被禁止; 换言之, 只要在正交的 X 方向上群速度分量不等于 0 (即 $v_{gx} \neq 0$), 则进入光子晶体内的电磁波就会沿 X 方向传播. 因此, 近零平面上的任一 Bloch 波矢均有可能被用于实现电磁波的自准直传播.

为了获得所有有效的无衍射传播模式, 必须从近零平面上排除那些具有零群速度的波矢, 即 $v_{gy} = v_{gx} \approx 0$ 的波矢. 图 4 中的实线和虚线标注了 v_{gx} 和 v_{gy} 同时为零的波矢. 结合图 2(a) 和图 4 可

知, 图 4 中位于近零平面上的实线和虚线实际上对应第四能带的带底和带顶. 由图 2(a) 可看出, 这些位于带底和带顶的波矢的切线是水平的, 这意味着它们具有近零群速度. 其物理本质是: 入射的电磁波受各格点散射后沿着不同方向散射, 这些散射波互相耦合形成驻波, 导致能量无法传输, 或者说具有极慢的群速度. 带边的这种慢群速度特性具有重要的应用价值, 例如可用于制作慢光器件或引入吸收材料实现强吸收, 这超出了本文讨论范围, 故不做进一步探讨. 除了带底和带顶的波矢外, 近零平面内的所有其他波矢均满足条件: $v_{gx} \neq 0$, 且 $v_{gy} \approx 0$, 因此它们都可用于实现高效的无衍射自准直光传播. 由此可知, 该结构的无衍射传播模式的判据为 $v_{gx} \neq 0$, 且 $v_{gy} \approx 0$.

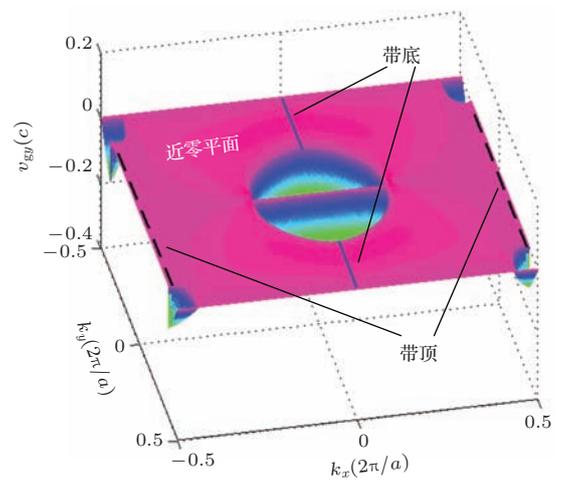


图 4 (网刊彩色) TE 偏振第四能带群速度 \mathbf{Y} 分量 (v_{gy}) 分布

值得指出的是, 这些无衍射的自准直传播模式不仅包括了图 2(a) 中位于超宽平坦区域内的波矢, 而且还包括了靠近带底的凹陷区域 (图 2(a) 蓝色部分区域) 的波矢, 它们共同覆盖了几乎整个第四条能带范围 $0.446-0.538 (2\pi c/a)$, 其相对带宽高达 18.9%. 特别值得注意的是, 这些无衍射自准直模式包括的两个超宽平坦区域具有如下独特的性质: 一维 (k_x) 对应宽频带 $0.47-0.53 (2\pi c/a)$, 相对带宽约为 12%; 另一维 (k_y) 则对应 $0^\circ-90^\circ$ 的全角入射范围, 这些性质有着重要的应用价值.

4 宽带全角自准直光传输的数值模拟分析

上述研究结果对控制光束传播和改善自准直

的性能有重要意义. 早期人们提出圆柱介质矩形晶格^[18]和空气孔正方晶格^[20]等结构实现自准直光传输, 但它们主要侧重于改善自准直效应某一方面的性能, 如扩大准直入射角度范围或扩展带宽; 与之相比, 本文提出的结构可同时实现宽带、全角的自准直光传输. 下面, 我们利用两个超宽平坦区域的独特性质演示宽带全角自准直效应, 同时实现带宽达 187 nm (以 1550 nm 为中心波长)、准直角度覆盖 0°—90° 的自准直光传播.

为了验证宽带全角自准直现象, 我们利用二维 FDTD 方法^[29]进行了验证. 选取尺寸为 $40a \times 120a$ 的有限光子晶体作为数值计算对象, 其入射端面沿 $\Gamma X'$ 方向. 我们引入完美匹配层边界条件使计算边界不存在反射波干扰; 在计算区域内沿 X, Y 方向进行等间距离散: $\Delta x = \Delta y = a/16 = 0.0625a$, 时间步长由 Courant 稳定性条件^[29]给出, 即满足 $\Delta t = S\Delta x/c < (1/\sqrt{2})\Delta x/c$, 其中 c 为真空中光速, 这里取 $S = 1/\sqrt{2}$ 足以保证计算的稳定性. 设束宽为 $3a$ 的高斯光束自空气入射到光子晶体上. 对于频域, 选择最低 (0.47)、中间 (0.50) 和最高归一化频率 (0.53) 为例演示宽带自准直光传输; 而在角度域, 我们以小角度 (10°) 和大角度 (85°) 两种代表性入射情况为例演示全角自准直光传输. 以上对频域和角度域的选取足以分析电磁波的宽带全角自准直传播特性. 计算结果如图 5 所示.

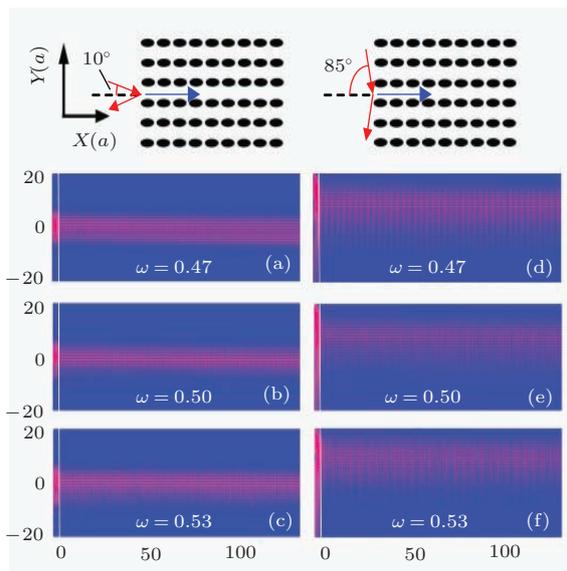


图 5 (网刊彩色) 三个典型频率的电场分布 (a)—(c) 小角度 (10°) 入射情况; (d)—(f) 大角度 (85°) 入射情况

图 5(a)—(c) 和 (d)—(f) 分别给出了 10° 和 85° 入射下 E_y 电场分量的振幅分布. 正如等频线分析

结果所预测的那样, 无论入射角是 10° 还是 85° , 电磁波在三个代表性频率处均很好地被限制在 X 方向形成高质量的定向传输光束, 而且光束的宽度在传播了长达 $120a$ 的距离之后仍然几乎保持不变. 以上结果表明, 超宽带全角自准直传播至少可能在入射角为 0° — 85° 之间实现. 由于更大角度入射会导致更强烈的反射, 因此我们没有进一步尝试入射角位于 85° — 90° 之间的自准直光传播. 实际上从图 2(b) 的等频线分析中可以看出, 即使入射角度接近 90° , 被激发的 Bloch 波仍然能够被限制在 X 方向实现自准直传播, 只是反射损耗会大大增加.

从图 5 还可以看出, 85° 入射时的入射光和反射光在空气中形成干涉, 并且 85° 时的反射远大于 10° 入射时的反射. 这是由于大角度入射所造成的, 由菲涅尔公式很容易理解该现象. 为了增强透过率以提高准直效率, 可以采用表面修饰或者阻抗匹配等方法进一步减少界面反射造成的能量损失^[15,30]. 此外, 85° 入射时, 其自准直光束宽度远大于 10° 入射时的宽度, 这是由于不同入射角度下高斯光束与界面不同的接触宽度造成的. 对于宽度为 $3a$ 的入射高斯光束, 在 85° 时其接触宽度为 $L_l = 3a / \cos 85^\circ = 34.42a$, 远大于 10° 时的宽度 $L_s = 3a / \cos 10^\circ = 3.146a$. 我们还注意到对大于 0.5 的归一化频率, 其对应的空气等频线超出了第一布里渊区, 对于这种情况, 通过分析扩展等频线可以获得同样的全角自准直效应. 实际上图 5 中 $\omega = 0.53$ ($2\pi c/a$) 的电场分布图就证实了该推论.

上述理论结果可通过实验进行验证, 其关键在于制作椭圆介质柱光子晶体结构, 这可利用全息干涉法^[28]并结合介质填充来实现. 参考实验方案如下: 首先利用光学全息法按如下步骤制作光子晶体, 即设计光路制作椭圆空气柱光子晶体模板 → 填充高折射率材料 → 去除光刻胶得到椭圆介质柱光子晶体结构; 然后采用 1550 nm 的高斯光源入射到光子晶体上, 利用光电探测器测量 10° 和 85° 入射时出射表面不同位置的光强分布并进行分析, 从而验证上述理论计算结果. 由于目前实验条件所限未能进行实验验证, 今后具备条件时将考虑进一步对其进行研究.

5 结 论

本文研究了具有二重旋转对称性的椭圆介质柱光子晶体的能带特性, 讨论了宽带全角自准直效

应的物理机理和结构参数对其带宽的影响,明确给出了该结构的无衍射传播模式判据为 $v_{gx} \neq 0$, 且 $v_{gy} \approx 0$. 研究表明, 该结构 TE 偏振第四能带面上的无衍射传播模式几乎占据了整个第一布里渊区, 并覆盖了整个第四能带范围 0.446—0.538 ($2\pi c/a$), 相对带宽高达 18.9%, 而且该能带面上存在两个横跨整个第一布里渊区的超宽平坦区域, 其一维 (k_x) 对应宽频带 0.47—0.53 ($2\pi c/a$), 相对带宽达 12%, 另一维 (k_y) 则对应 0° — 90° 的全角入射范围, 这些特性可用于实现宽带全角自准直传输. FDTD 模拟表明, 利用该结构可同时实现带宽达 187 nm (以 1550 nm 为中心波长)、准直角度几乎覆盖 0° — 90° 的宽带全角自准直光传输. 以上结果对光信号传输以及未来的光路集成有重要的潜在意义.

参考文献

- [1] Kosaka H, Kawashima T, Tomita A, Notomi M, Tamamura T, Sato T, Kawakami S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1212
- [2] Witzens J, Loncar M, Scherer A 2002 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8** 1246
- [3] Fan C Z, Wang J Q, He J N, Ding P, Liang E J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074211
- [4] Zhang H F, Liu S B, Li B X 2014 *Ann. Phys.* **347** 110
- [5] Liu H, Liu D, Zhao H, Gao Y H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 194208 (in Chinese) [刘会, 刘丹, 赵恒, 高义华 2013 物理学报 **62** 194208]
- [6] Yue Q Y, Kong F M, Li K, Zhao J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 208502 (in Chinese) [岳庆炀, 孔凡敏, 李康, 赵佳 2012 物理学报 **61** 208502]
- [7] Wang X, Gao W S, Hung J, Tam W Y 2014 *Appl. Opt.* **53** 2425
- [8] Liang W Y, Chen W H, Yin M, Yin C P 2014 *J. Opt.* **16** 065101
- [9] Li W, Zhang X, Lin X, Jiang X 2014 *Opt. Lett.* **39** 4486
- [10] Liang W Y, Liu X M, Yin M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 495109
- [11] Jin L, Zhu Q Y, Fu Y Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 094102
- [12] Jia T, Baba M, Suzuki M, Ganeev R A, Kuroda H, Qiu J, Wang X, Li R, Xu Z 2008 *Opt. Express* **16** 1874
- [13] Zhang X, Chen Y H 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2704
- [14] Lawrence F J, de Sterke C M, Botten L C, McPhedran R C, Dossou K B 2013 *Adv. Opt. Photon.* **5** 385
- [15] Park J M, Lee S G, Park H Y, Kim J E 2008 *Opt. Express* **16** 20354
- [16] Jiang L Y, Wu H, Li X Y 2014 *J. Opt.* **43** 108
- [17] Chigrin D N, Enoch S, Sotomayor Torres C M, Tayeb G 2003 *Opt. Express* **11** 1203
- [18] Xu Y, Chen X J, Lan S, Guo Q, Hu W, Wu L J 2008 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10** 085201
- [19] Wu Z H, Xie K, Yang H J, Jiang P, He X J 2012 *J. Opt.* **14** 015002
- [20] Gan L, Qin F, Li Z Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 2412
- [21] Aghadjani M, Shahabadi M 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 3140
- [22] Zhao D, Zhou C, Gong Q, Jiang X 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 115108
- [23] Wang Y, Wang H, Xue Q, Zheng W 2012 *Opt. Express* **20** 12111
- [24] Cheng L F, Ren C, Wang P, Feng S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 154213 (in Chinese) [程立锋, 任承, 王萍, 冯帅 2014 物理学报 **63** 154213]
- [25] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [26] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (2nd Ed.) (Princeton NJ: Princeton University Press)
- [27] Foteinopoulou S, Soukoulis C M 2003 *Phys. Rev. B* **67** 235107
- [28] Hsieh M L, Lan Y S 2008 *J. Vac. Sci. Technol. B* **26** 914
- [29] Taflov A, Hagness S C 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (2nd Ed.) (Boston, MA: Artech House) chapter 3
- [30] Witzens J, Hochberg M, Baehr-Jones T, Scherer A 2004 *Phys. Rev. E* **69** 046609

Physical mechanism of super-broadband and all-angle self-collimation transmission in photonic crystal with low rotational symmetry*

Liang Wen-Yao[†] Zhang Yu-Xia Chen Wu-He

(School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

(Received 25 August 2014; revised manuscript received 2 October 2014)

Abstract

We propose a two-dimensional photonic crystal structure with low rotational symmetry and investigate its band structure characteristics over the whole first Brillouin zone by the plane wave expand method. The physical mechanism of broadband all-angle self-collimation effect and the influence of aspect ratio on the bandwidth are clarified. Furthermore, we obtain the existence criterion for self-collimation modes covering almost the whole fourth band for TE polarization. Especially, there exist two wide flat regions spanning over the first Brillouin zone which exhibit unique properties: one dimension corresponds to broad band from 0.47 to 0.53 ($2\pi c/a$), while the other corresponds to all incident angles of 0° — 90° . Based on the above unique properties, the broadband all-angle self-collimation propagation with a bandwidth of 187 nm around 1550 nm is demonstrated by the finite-difference time-domain method.

Keywords: photonic crystals, all-angle self-collimation transmission, group velocity, broad band

PACS: 42.70.Qs, 87.56.J-, 78.20.Bh

DOI: [10.7498/aps.64.064209](https://doi.org/10.7498/aps.64.064209)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11247253), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2014ZM0079), the Teaching Quality and Teaching Reform Engineering of Colleges in Guangdong Province (Grant No. N913061a), and the Teaching Research and Reform Project supported by South China University of Technology, China (Grant No. Y1141830).

[†] Corresponding author. E-mail: liangwenyao@scut.edu.cn