

文章编号: 1005-5630(2021)01-0063-06

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2021.01.010

基于亚波长光栅的负折射光子晶体成像研究

王国旭, 梁斌明

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 理论上折射率为 -1 的平板超透镜可以实现完美成像, 但等效折射率为 -1 的光子晶体结构, 不满足介电常数 $\epsilon=-1$ 和磁导率 $\mu=-1$ 的条件, 光子晶体与自由空间阻抗不匹配, 某些角度的入射光与光子晶体内布洛赫波不能耦合, 致使该空间频率光信息丢失, 限制了光子晶体成像分辨率。为了提高成像分辨率, 在光子晶体表面设置亚波长光栅结构, 利用光栅的增透减反和波矢匹配作用, 提高光子晶体对入射光的耦合效率。通过调整光栅周期, 使更多高空间频率分量参与成像, 同时抑制低频分量的传输。设置亚波长光栅结构后, 光子晶体成像分辨率由 597 lp/mm 提高到了 850 lp/mm , 突破了衍射极限。

关键词: 光栅; 光子晶体; 负折射; 成像
中图分类号: O 436.2 **文献标志码:** A

Imaging of photonic crystal with negative refraction based on subwavelength grating

WANG Guoxu, LIANG Binming

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: The super lens with refractive index of -1 can achieve perfect imaging theoretically, but the photonic crystal with equivalent refractive index of -1 does not meet the conditions of permittivity $\epsilon=-1$ and permeability $\mu=-1$. The impedance of the photonic crystal does not match the free space, and the incident light at some angles cannot be coupled with the Bloch wave in the photonic crystal, resulting in the loss of these light information. It limits the imaging resolution. In order to improve the imaging resolution, a subwavelength grating is set on the surfaces of the photonic crystal and the coupling efficiency of the incident light to photonic crystal is improved. By adjusting the grating period, high spatial frequency components are involved in the imaging and the transmission of low frequency components is suppressed. With the subwavelength grating set on the surfaces, the imaging resolution of photonic crystal increases from 597 lp/mm to 850 lp/mm , which breaks through the diffraction limit.

收稿日期: 2020-05-13

作者简介: 王国旭(1995—), 男, 硕士研究生, 研究方向为负折射光子晶体、亚波长成像。

Email: 1798536849@qq.com

通信作者: 梁斌明(1977—), 男, 副教授, 研究方向为微纳光学、光子晶体、亚波长成像。

Email: liangbinming@sina.com

Keywords: grating; photonic crystal; negative refraction; imaging

引 言

Veselago 于 1968 年首次提出“负折射”的概念^[1], 并理论预测在这种负折射材料中, 电场、磁场、波矢方向不再符合传统材料的右手法则, 而是遵守左手法则, 因而这种材料又被称为“左手材料”, 并预测在介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负的材料中, 将产生负折射现象。2000 年, Smith 等^[2] 通过调整金属棒阵列和开口谐振环参数, 实现了同时拥有负介电常数 ϵ 和负磁导率 μ 的材料, 立下了人工电磁超材料的里程碑。英国科学家 Pendry 于 2000 年理论上预测, 利用折射率为 -1 的平板“超透镜”可以对倏逝场的振幅进行放大^[3], 从而实现超越衍射极限的完美成像, 引起了“超透镜”的研究热潮^[4-6]。Bang 等报道了利用垂直叠层金属-介质多层膜结构实现可见光波段宽带负折射的方法。这种结构利用了组成金属和介电材料的特性, 不需要共振来实现负折射^[7]。Shen 等^[8] 发现在二维方晶格声子晶体中, 第二能带频率范围也存在小的负折射率, 这可以用来实现声波的准直和增强, 而且在第三波段, 可能同时发生负折射、零折射、正折射, 为负折射研究拓宽了研究领域。Zhang 等^[9] 提出了一种新型结构材料—双曲超材料, 因其色散曲线为双曲形而得名。对于色散曲线为双曲线的各向异性超材料, 介电常数在某一方向上可能呈现出负值, 同时这种材料为非磁性材料, 这样即可能对某一频率的电磁波表现出负折射现象。

光子晶体的概念首先由 John 和 Yablonovitch 在 1987 年提出^[10-11], Yablonovitch 指出当电磁波在由不同折射率的介质周期性排列成的微纳结构中传播时, 由于受到强烈的布拉格散射调制作用, 该结构的色散关系出现能带结构, 当对周期结构精心设计时, 能带与能带之间会出现带隙, 即光子带隙 (photonic bandgap, PBG), 能量处在该带隙的电磁波不能在晶体中传播, 由此他提出可以利用此效应抑制特定频率光的自发辐射。John 发现当在该晶体中导入特定缺陷以破坏晶体的周期性结构, 其光子带隙中会形成对应的缺

陷能级, 只有特定频率的电磁波才能在此能级中传播, 由此将光子局域在缺陷中。2003 年, Cubukcu 等^[12] 验证了二维光子晶体的负折射效应, 在该光子晶体结构中, 入射电磁波与折射电磁波在法线同侧, 证明了负折射的存在, 并利用二维光子晶体透镜, 成功实现了亚波长分辨率成像^[13]。刘逢芳等^[14] 研究了光子晶体平板内引入缺陷对成像的影响。利用一维金属光子晶体的负折射效应, 仲义等^[15] 模拟了可见光波段柱矢量光束的亚波长聚焦行为。Cen 等^[16] 利用梯度折射率光子晶体实现了对点光源在多能带的超分辨成像。Zhu 等^[17] 通过改变二维光子晶体平板表面结构的方法, 有效提高了成像质量。但目前光子晶体的成像分辨率仍然较低^[18-19], 提高成像分辨率的方法有待进一步研究。

为了提高光子晶体成像分辨率, 本文在光子晶体表面设置亚波长光栅结构, 根据等效介质理论, 其相当于一层增透薄膜, 用来增大光的能量透过率。同时通过调整光栅周期参数, 使不同入射角度的光与布洛赫波满足相位匹配条件, 耦合更多高空间频率信息参与成像, 提高光子晶体成像分辨率。

1 结构设计

模拟中二维光子晶体由空气柱在硅介质中以三角晶格周期排列构成, 背景材料硅的介电常数 $\epsilon=11.9$, 光子晶体晶格常数 $a=0.482 \mu\text{m}$, 空气柱直径 $R=0.8a$ 。为了提高光子晶体对入射光的耦合效率, 在光子晶体表面设置一维亚波长梯形光栅结构。硅材料上、下表面宽度分别表示为 w_1 、 w_2 , 光栅与光子晶体距离为 h_1 , 光栅周期、高度分别由 T 、 h_2 表示, 其中光子晶体下表面左侧四个光栅周期 (红色标注) 表示为 T_1 , 其余光栅周期为 T_2 。三维空间中, 光子晶体空气柱和亚波长光栅理论上在 y 方向可以无限延伸。在实际制造中, 空气柱和光栅 y 方向长度视实际应用而定。光栅结构示意图如图 1 所示。入射光使用横电 (TE) 模, 即电场振动方向垂直于入射面。数值模拟中用有限时域差分法 (finite diffe-

rence time domain method, FDTD)模拟光的传输过程, 其中, 空域栅格大小为 $0.0625 \cdot a$ 。为了防止边界反射影响计算结果, 边界设置为完美匹配层(PML), PML 厚度为 $0.5 \cdot a$ 。模拟中使用楔形而非平行平板光子晶体结构, 是因为楔形结构能产生新奇的现象。

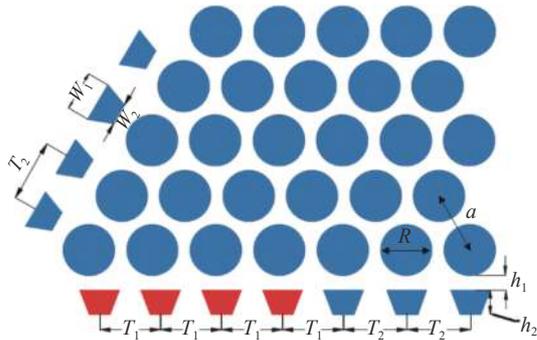


图 1 光栅结构示意图

Fig. 1 Diagram of photonic crystal with subwavelength grating

由平面波展开法计算的光子晶体第一能带的等频面(equifrequency surfaces, EFS)如图 2 所示。由图 2 可知, 在波矢增大的方向归一化频率减小, 表明波矢方向和群速度方向相反($v_g \cdot k < 0$), 预示着负折射效应的存在。当归一化频率 $\omega = 2\pi c/a = 0.311$ 时, 波矢大小 $k = 4.08$, 其中 c 为真空中光速, 由此得到光子晶体等效折射率 $n_{\text{eff}} = k\lambda/2\pi = -1$, 其中 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 为入射光波长。光子晶体折射率为 -1 使光源传播波的相位得到最大程度补偿, 同时可以放大倏逝波的振幅。在这种强调制光子晶体中, 光的传播可以近似用 Snell 定律描述^[20]。同时接近圆形的等频面意味着光

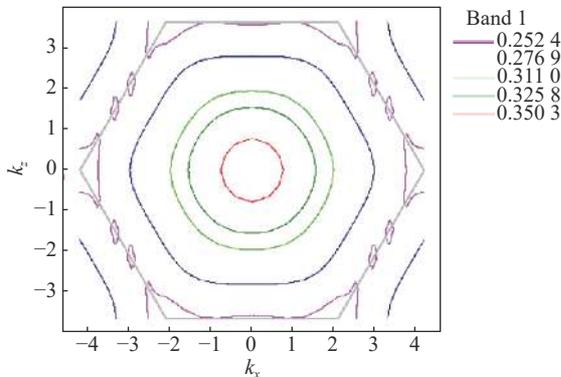


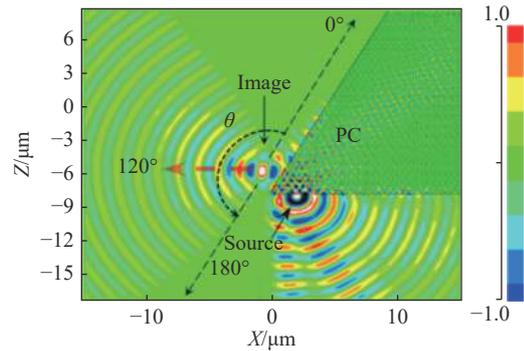
图 2 光子晶体第一能带等频图

Fig. 2 Several EFS contours in the first TE-polarized photonic band of the photonic crystal

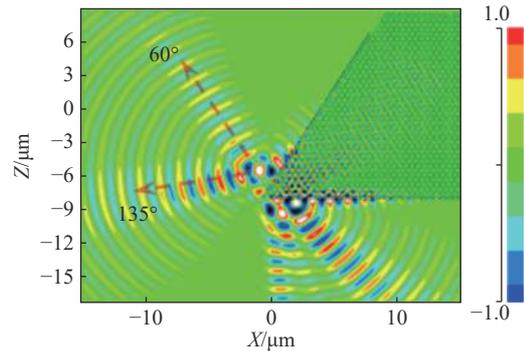
子晶体的各向同性, 有利于降低光耦合的角度依赖性。

2 仿真与分析

考虑到倏逝场随传播距离呈指数衰减的特性, 本文将光源设于近场位置。光源在 X 轴方向距离最左侧空气柱圆心 $2 \mu\text{m}$, Z 轴方向位于光子晶体表面下方 $0.4 \mu\text{m}$, 用 FDTD 模拟光的传播过程, 图 3(a)展示了不加光栅时光子晶体成像的电场 E_y 分布。此时像点与光子晶体楔面距离为 2.06λ , 说明此光子晶体的光路传播近似符合 Snell 定律。由于大角度入射波与布洛赫波不满足相位匹配, 像点半峰全宽(full width at half maxima, FWHM)为 0.54λ , 没有突破衍射极限。



(a) 不加光栅时成像电场分布



(b) 添加光栅时成像电场分布

图 3 不添加光栅与添加光栅后光子晶体成像电场分布对比

Fig. 3 Comparison of imaging electric field distribution of photonic crystal with and without grating

为了提高大角度入射光的耦合效率, 本文在光子晶体表面设置亚波长光栅结构。经过大量参数优化, 设置初始光栅结构为 $w_1 = 0.29 \cdot a$, $w_2 =$

$0.22*a$, $T_1=T_2=a$, $h_1=0.115*a$, $h_2=0.447*a$ 。按照等效介质理论,光栅可以等价为 一层增透膜,用来减小入射光的反射。添加光栅后的光子晶体成像电场 E_y 分布如图 3(b)所示,像面电场分布发生了明显变化。按照图 3(a)的角度定义, 60° 和 135° 出射光明显增强,而 120° 左右的出射光明显减弱。为了定量描述各角度出射光的变化,探测了不添加光栅和添加光栅后像点周围的能量分布,测得结果如图 4 所示。

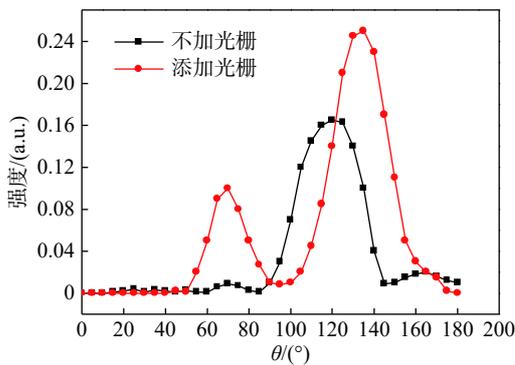


图 4 不添加光栅与添加光栅后像点周围能量分布
Fig. 4 Energy distribution around the image point for the photonic crystal without grating and after grating added

由图 4 可知,当光子晶体表面不加光栅时,像点仅在 120° 附近存在能量峰,归一化能量峰值大小为 0.17,此时像点 FWHM 为 0.54λ 。添加光栅后,能量峰数量与能量峰位置较不添加光栅时均有所改变,像点在 60° 以及 135° 附近出现两个能量峰,其归一化峰值大小分别为 0.10 和 0.25,此时像点 FWHM 减小为 0.46λ ,突破了衍射极限,突破衍射极限源于 60° 附近电场分量的贡献。根据 Snell 定律分析,此能量峰是由入射角度接近平行 x 轴正方向的大角度入射光耦合产生,这也说明了大角度入射光的耦合对提高光子晶体成像分辨率的重要性。同时,由于光栅的增透作用,能量透过率也由添加光栅前的 9% 提高到了添加光栅后的 24%。

为了增强高空间频率分量的耦合效率,进一步提高成像分辨率,本文继续优化光栅结构。需要说明的是,由于楔形光子晶体结构关于光源与像点的连线不对称,所以对位于光源两侧的光栅做不同的处理。我们仅改变入射面光源左侧的光栅,即横坐标 $x < 2 \mu\text{m}$ 的 4 个光栅的周期参数

T_1 ,其他光栅周期仍保持 $T_2=a$ 。使 T_1 分别为 $0.92*a$ 、 $0.94*a$ 、 $0.96*a$ 、 $0.98*a$,分别探测光栅周期 T_1 不同时的像点能量分布,结果如图 5 所示,并测得像点 FWHM 随光栅周期 T_1 的变化趋势如图 6 所示。

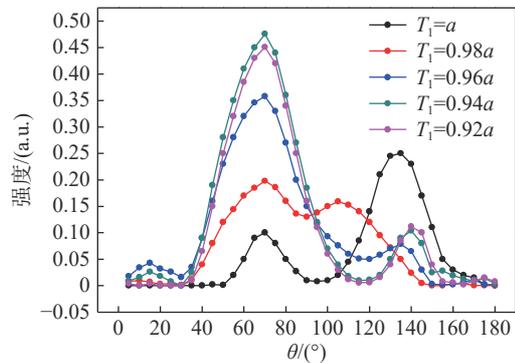


图 5 光子晶体表面添加变周期光栅的像点周围能量分布
Fig. 5 The energy distribution around the image point of the photonic crystal with variable period grating

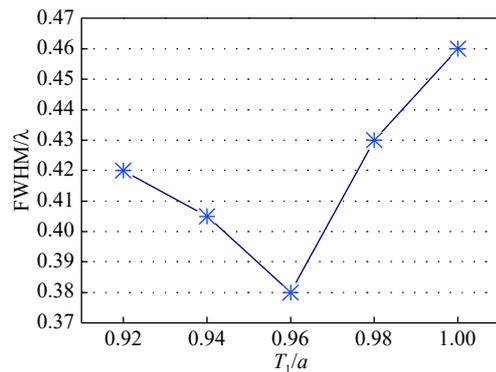


图 6 光子晶体表面添加变周期光栅的像点 FWHM 随光栅周期 T_1 变化趋势
Fig. 6 FWHM of image point of photonic crystal with variable period grating changes with T_1

由图 5 可知,当 $T_1=a$ 时, 135° 能量峰占主导作用,归一化峰值为 0.25, 60° 能量峰值仅为 0.1,此时像点 FWHM 为 0.46λ 。当改变光栅周期 T_1 后,像点能量分布发生明显变化。 $T_1=0.98*a$ 时, 60° 能量峰值为 0.20,这是大角度入射光耦合增强的结果,此时像点 FWHM 为 0.43λ 。 $T_1=0.96*a$ 时, 135° 能量峰值为 0.08, 60° 峰值为 0.36。值得注意的是,在 15° 附近出现了新的微弱的能量峰,其峰值为 0.1。这一新的能量峰的出现意味着新的光频率分量的耦合,此分量耦合也明显提高了成像分辨率,此时像点 FWHM 达

到了 0.38λ 。当光栅周期 $T_1=0.94*a$ 时, 15° 能量峰值仅为 0.04 , 意味着对应频率分量耦合的减弱, 此时像点 FWHM 为 0.405λ 。当 $T_1=0.92*a$ 时, 15° 能量峰消失, 此时像点 FWHM 增大为 0.438λ 。这说明了新的频率分量的耦合对提高光子晶体成像分辨率的重要性。

$T_1=0.96*a$ 时光子晶体成像电场 E_y 分布如图 7 所示。本文采用的等效折射率为 -1 的三角晶格光子晶体结构中, 根据斯涅耳定律, 出射光应限制在 $60^\circ\sim 180^\circ$ 范围内, 图 3 所示的不加光栅以及添加等周期光栅两种情形下均表现出这种特性。但在图 7 中, 这种规律受到了挑战。即当改变光栅周期 $T_1=0.96*a$ 时, $0\sim 60^\circ$ 范围也出现了电场分量, 我们暂且称之为“非正常光”。而如果使用平行平板光子晶体, 则观察不到这种现象, 因为每个角度的出射光都能找到其对应的入射光。波矢分量 $k_x < k$ 的传播场均被限制在 $60^\circ\sim 180^\circ$ 范围, 所以“非正常光”是由 $k_x > k$ 的倏逝场耦合产生。尽管倏逝场的波矢分量 k_z 为虚数, 在正折射率介质中不能传播, 但这种光恰好可以在负折射率介质中传播。

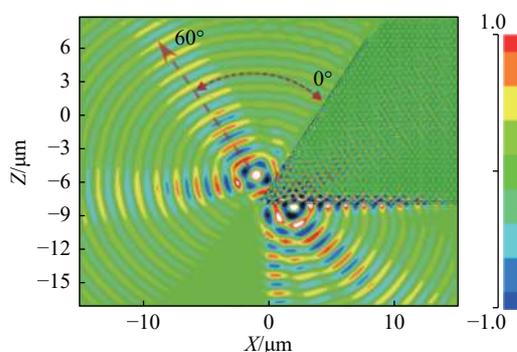


图 7 $T_1=0.96*a$ 时光子晶体成像电场分布

Fig. 7 The distribution of imaging electric field of photonic crystal at $T_1 = 0.96*a$

3 结 论

本文模拟了硅基空气柱二维光子晶体亚波长成像。在光子晶体表面添加等周期亚波长光栅结构, 增强了高空间频率分量的耦合, 像点 FWHM 由不加光栅时的 0.54λ 减小到了 0.46λ 。为进一步提高成像分辨率, 改变光子晶体入射面光栅周

期 T_1 , 当改变周期 T_1 时, 像点能量分布发生改变, 高空间频率分量耦合的增强以及新的电场分量的贡献导致像点 FWHM 减小, 光子晶体成像分辨率最高达到了 850 lp/mm 。该研究可以拓宽光子晶体的应用范围, 在半导体光刻、超高密度光存储、生物成像等领域具有潜在的应用价值。

参考文献:

- [1] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4): 509 – 514.
- [2] SMITH D R, PADILLA W J, VIER D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(18): 4184. – 4187.
- [3] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966 – 3969.
- [4] 高强, 王晓华, 王秉中. 基于宽带立体超透镜的远场超分辨率成像 [J]. 物理学报, 2018, 67(9): 094101.
- [5] FANG N, LEE H, SUN C, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. Science, 2005, 308(5721): 534 – 537.
- [6] ADAMS W, SADATGOL M, ZHANG X, et al. Bringing the 'perfect lens' into focus by near-perfect compensation of losses without gain media[J]. New Journal of Physics, 2016, 18(12): 125004.
- [7] BANG S H, SO S, RHO H. Realization of broadband negative refraction in visible range using vertically stacked hyperbolic metamaterials[J]. Scientific Reports, 2019, 9(1): 14093.
- [8] SHEN F F, ZHU H W, ZHU G, et al. Enhanced negative-index collimation by overlapped second band of square lattice sonic crystals[J]. Chinese Journal of Physics, 2020, 63: 201 – 206.
- [9] LI Z W, LEE H, XIONG Y, et al. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects[J]. Science, 2007, 315(5819): 1686.
- [10] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486 – 2489.
- [11] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059 – 2061.

- [12] CUBUKCU E, AYDIN K, OZBAY E, et al. Negative refraction by photonic crystals[J]. *Nature*, 2003, 423(6940): 604 – 605.
- [13] CUBUKCUE, AYDINK, OZBAYE, et al. Subwavelength resolution in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(20): 207401.
- [14] 刘逢芳, 朱兆杰, 童元伟. 光子晶体负折射材料中缺陷对成像质量的影响 [J]. *光学学报*, 2015, 35(4): 0416004.
- [15] 仲义, 许吉, 陆云清, 等. 基于一维金属光子晶体平凹镜的柱矢量光束亚波长聚焦 [J]. *物理学报*, 2014, 63(23): 237801.
- [16] CEN Y, XIE J L, LIU J J. Multi-band imaging and focusing of photonic crystal flat lens with scatterer-size gradient[J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(8): 080501.
- [17] ZHU Z J, LIU P F, TONG Y W. Improving image quality and stability of two-dimensional photonic crystal slab by changing surface structure of the photonic crystal[J]. *Optics Communications*, 2016, 363: 195 – 200.
- [18] MA H L, LIANG B M, ZHUANG S L, et al. Subwavelength imaging of a point source based on two-dimensional photonic crystals[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(16): 3833 – 3835.
- [19] MA H L, LIANG B M, ZHUANG S L, et al. Study on focusing of subwavelength imaging of a point source based on two-dimensional photonic crystals[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(19): 4012 – 4015.
- [20] NOTOMI M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap[J]. *Physical Review B*, 2000, 62(16): 10696.

(编辑: 张 磊)