

基于相位梯度超构光栅的光学超构笼子*

高越 余博丞 郭瑞 曹燕燕[†] 徐亚东[‡]

(苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

(2022年8月26日收到; 2022年9月23日收到修改稿)

相位梯度超构光栅为自由操控光或者电磁波传播, 以及设计新型功能光子器件提供新的思路. 基于突变相位概念和梯度超构光栅中的异常衍射规律, 本文设计和研究了一种亚波长金属超构笼子. 通过数值模拟和严格的解析计算发现超构笼子囚禁光的能力与周期内单元个数 m 的奇偶性有关. 当单元个数为奇数时, 放在超构笼子中的点源几乎可以无阻碍地辐射至笼子外面; 而当单元个数为偶数时, 放在超构笼子中的点源几乎无法辐射到笼子外面, 即所有能量都被局域在笼子中. 本研究可以为新型雷达天线罩和光子隔离器件提供新的思路 and 理论指导.

关键词: 突变相位, 超构光栅, 超构笼子, 奇偶性

PACS: 42.79.Dj, 78.67.Pt, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.72.20221696

1 引言

如何有效控制光的折射、反射、传播以及波前等, 一直是光学领域的热点研究之一. 2011年科学家们提出了相位梯度超构表面概念^[1], 即二维渐变人工微结构周期阵列, 利用微结构在一个周期内沿着界面方向引入覆盖 2π 变化的突变相位, 进而在该方向引入有效波矢 ξ . 根据切向方向的动量守恒, 光在界面上发生反射和折射时需满足广义的反射和折射定律: $k_0 \sin \theta_i = k_0 \sin \theta_r/t + \xi$, 从而可以对光的反射、折射以及波前进行有效调控. 突变相位概念为操控光的传播提供了新的维度, 基于这个概念和广义反射和折射定律, 科学家们提出了一系列新型光学器件^[2-7], 例如亚波长成像^[8-13]、高指向性天线^[14-16]、完美吸波器件^[17-20]、伦伯透镜^[21]以及可调控超材料^[22], 实现了不对称传输^[23]、平面超构透镜^[24]、光子自旋霍尔效应^[25]等. 由于超薄的

超构表面存在阻抗不匹配的问题, 使得转化效率受到限制, 近年来人们考虑用一种非超薄的梯度超构表面来操控光的传播^[26-29]. 与超薄超构表面类似, 这种梯度超构表面在结构上具有周期性, 类似于传统光栅; 但是与传统光栅不同的是, 这种梯度超构表面界面上带有覆盖 2π 的突变相位, 可以对各个衍射级次进行调制, 这种较厚的梯度超构表面被称为超构光栅. 研究表明超构光栅不仅具有超构表面中的各种异常光学特性^[7,26-29], 而且具有较高的工作效率. 例如, Qian等^[30]基于超构光栅提出了一种可以屏蔽电磁波的金属超构笼子. 和之前的研究工作^[31]相比, 这种金属超构笼子可同时适用于横磁 (transverse magnetic, TM) 和横电 (transverse electric, TE) 两种偏振波模式.

直观认为超晶胞中的单元个数 m 并不影响超构光栅的衍射特性, 然而最近的一些研究表明, 当入射角度超过广义斯涅耳定律 (generalized Snell's law, GSL) 预测的临界角时, 整数 m 在高级次衍射

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974010, 12274313, 12104331)、中国博士后科学基金 (批准号: 2020M681701, 2022T150459)、江苏省高校自然科学基金 (批准号: 20KJB140014) 和江苏省博士后科学基金 (批准号: 2021K276B) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yyc@stu.suda.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: ydxu@stu.suda.edu.cn

方面起着根本作用^[32]. 根据新的衍射方程可以很好地预测高级次衍射特性:

$$\begin{cases} k_x = k_x^t - nG, & L \text{ is odd,} \\ k_x = k_x^r - nG, & L \text{ is even,} \end{cases} \quad (1)$$

其中 $k_x = k_0 \sin \theta_i$ 和 $k_x^{r(t)} = k_0 \sin \theta_{r(t)}$ 分别表示入射波和折射 (或透射) 波的切向波矢分量, $G = 2\pi/p$ 是由于倒格矢而产生的, n 为衍射级次. $L = m+n$ 表示在超构光栅内发生多次内全反射的传播次数. 因此, 除了相位梯度外, 超晶胞中的单元个数 m 是另一个自由度, 可以用来控制光的传播. 因此, 基于这一新的衍射规律, 本文设计和研究了一种和单元个数 m 奇偶性有关的可以实现全透/全反的光学超构笼子. 理论研究表明: 当超构笼子的单元个数 m 为偶数时, 电磁波可以被囚禁在超构笼子内部区域; 当单元个数 m 为奇数时, 电磁波可以无阻碍地辐射到超构笼子外面, 并且这种超构笼子对辐射点源的放置位置具有较高的容忍度, 从而在实际应用中可以发挥重要的作用.

2 结构和设计原理

本文提出的宇称保护的超构光栅的结构示意图如图 1 所示. 图 1(a), (b) 分别是单元个数 $m = 6$ 和 $m = 7$ 的超构笼子. 设定工作波长为 $\lambda = 8 \mu\text{m}$. 两种超构笼子均包含 18 个超晶胞 (supercell), 超晶胞的周期长度为 $p = \lambda/2$, 厚度为 $d = \lambda/3$. 超晶胞内包含 m 个单元 (渐变绿色区域), 每个单元之间用金属银 (灰色区域) 隔开. 每个单元的宽度均为 w , 单元的填充比为 0.75, 即 $w = 0.75(p/m)$. 单元内填充不同折射率的材料 (第 i 个单元对应的折射率满足 $n_i = 1 + (i - 1)\lambda/md$, 其中 $i = 1, 2, \dots, m$). 由此可以使得一个超晶胞内的突变相位完全覆盖 2π . 此外, 超构笼子所包围的内部和外部区域都是空气. 考虑超晶胞的周期长度为工作波长的一半, 即 $p = \lambda/2$. 此时超构笼子的相位梯度为 $\xi = 2k_0$, 只存在 $n = 0$ 高衍射级次. 将一个点光源放置在超构笼子的正中心, 这里只考虑横磁 (TM) 模式. 研究发现对于 $m = 6$ 的超构笼子 (如图 1(a) 所示), 入射波会被超构笼子反射回来, 超构笼子外部的磁场为 0; 而对于 $m = 7$ 的超构笼子 (如图 1(b) 所示), 入射波可以很好地透过超构笼子, 超构笼子外部的磁场不再为 0. 这一单元个

数 m 奇偶性有关的全反射或全透射特性与之前研究的超构光栅的高级次衍射特性一致.

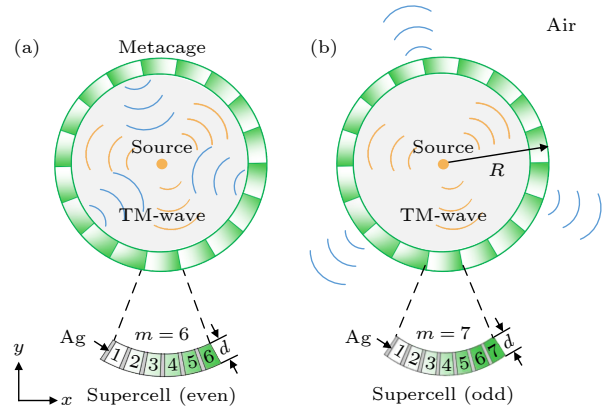


图 1 单元个数 $m = 6$ (a) 和 $m = 7$ (b) 的光学超构笼子的结构示意图

Fig. 1. Schematics of the optical meta-cage with the number of unit cells $m = 6$ (a) and $m = 7$ (b), respectively.

3 理论分析结果与讨论

为了说明上述超构笼子的全反射/全透射特性, 本文使用 COMSOL Multiphysics 软件进行相关的数值仿真模拟. 以 $m = 6$ 和 $m = 7$ 的超构笼子为例, 模拟得到两种超构笼子在线源激发下内外区域的磁场模分布结果, 由图 2(a), (b) 所示. 可以很清楚地看到, 对于 $m = 6$ 的超构笼子, 被笼子包围的内部区域的磁场模非常大, 而在笼子外部区域的磁场模几乎为 0. 这表明从点源发出的入射波都被限制在笼子包围的内部区域, 入射波只在笼子内部来回反射, 没有能量泄露到笼子外部. 而对于 $m = 7$ 的超构笼子, 笼子内部区域的磁场模比 $m = 6$ 的情况小很多, 并且笼子外部区域的磁场模明显增强. 这是因为此时点源发出的波几乎可以无阻碍地透过超构笼子, 笼子内部区域的反射波可以忽略不计. 由于超构笼子的结构对称性, 本文画出了从中心到 $4R$ 处 (如图中白色虚线所示) 的磁场模的具体数值, 如图 2(c), (d) 所示. 可以更直接说明超构笼子内外区域的磁场模大小. 图中左侧黄色区域代表超构笼子所包围的内部区域, 右侧蓝色区域代表超构笼子外部区域, 黑色虚线代表超构笼子的外边界位置. 当 $m = 6$ 时, 由于入射波不能透过超构笼子, 电磁波在笼子内部区域来回反射, 笼子内部区域的磁场模很强, 并且可以看到明显的干涉峰谷; 而在笼子外部区域, 磁场模立刻降低到接近 0.

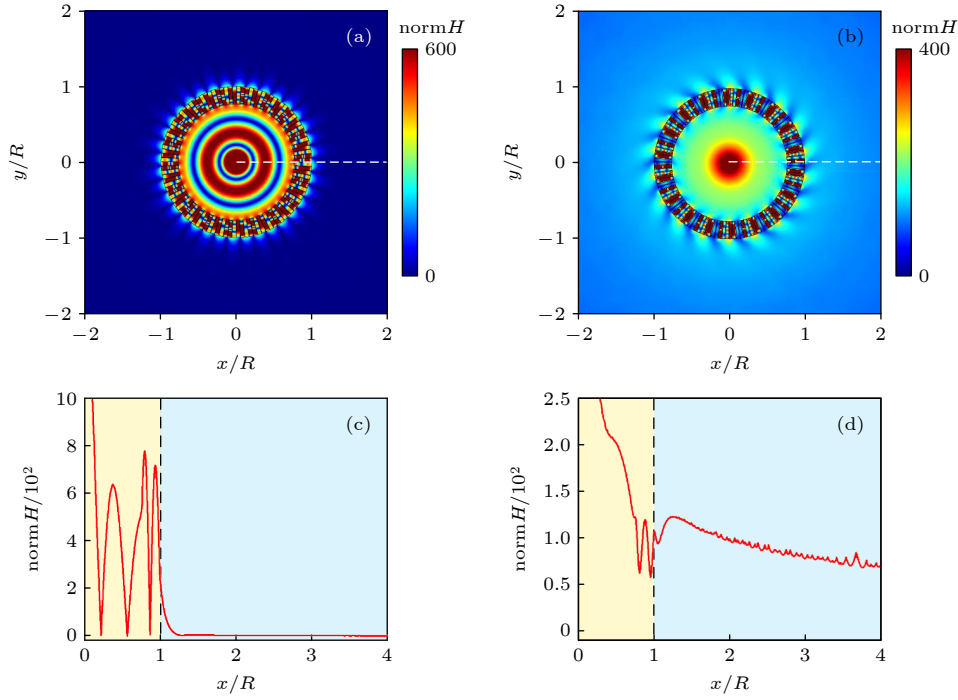


图 2 单元个数为 $m = 6$ (a) 和 $m = 7$ (b) 时超构笼子的磁场模分布情况; (c), (d) 分别对应图 (a), (b) 中白色虚线处的磁场模具体数值大小

Fig. 2. Magnetic field distribution of the meta-cage for the number of unit cells $m = 6$ (a) and $m = 7$ (b), respectively; (c) and (d) correspond to the specific magnitude of the magnetic field along the white dashed line from the center to $4R$ in Fig. 2(a) and (b), respectively.

当 $m = 7$ 时, 由于入射波可以很好地透过超构笼子, 因此笼子外部区域的磁场模较大, 并且笼子内部区域也不存在反射波的干涉现象. 初步的数值模拟结果表明: 当单元个数 m 为偶数时, 电磁波几乎不能透过超构笼子, 可以很好防止能量往外泄露; 而当 m 为奇数时, 电磁波几乎可以完全透射超构笼子, 将能量无阻碍地传递出去.

需要说明的是, 这种和单元个数 m 奇偶性有关的高效率透射/反射现象具有普遍性, 即使当单元个数 m 为较大或较小的情况下, 也可以观察到类似的结果. 为了证明这一结果的普遍性, 通过理论解析和数值模拟展示了超构笼子的透射效率随单元个数 m 的变化情况. 由于本文提出的光学超构笼子是一种相对简单的结构, 因此其透射特性可以利用耦合模理论来进行理论上的预测. 考虑点源发出的入射波的轨道角动量 $l = 0$, 入射波的磁场表达式可以写成 $H_l^{(1)}(k_0 r)e^{il\theta}$, 其中 $H_l^{(1)}(\cdot)$ 为第一类的 l 阶汉克尔函数. 首先写出超构笼子包围的内部区域的磁场:

$$\psi_{1(z)} = H_l^{(1)}(k_0 r)e^{il\theta} + \sum_n s_n H_n^{(2)}(k_0 r)e^{in\theta}, \quad (2)$$

其中, $H_n^{(2)}(\cdot)$ 为第二类的 n 阶汉克尔函数, 表示反射波. 复数 s_n 表示反射系数. 其次写出超构笼子的第 j 个单元内的磁场:

$$\psi_{2(z)} = a_j e^{ik_j r} + b_j e^{-ik_j r}, \quad j = 1, 2, 3, \dots, m, \quad (3)$$

其中, a_j 和 b_j 为第 j 个单元中向内波和向外波的振幅, 单元内的波矢大小为 $k_j = n_j k_0$. 超构笼子外部区域的磁场可以写为

$$\psi_{3(z)} = \sum_{\sigma} t_{\sigma} H_{\sigma}^{(1)}(k_0 r)e^{i\sigma\theta}, \quad (4)$$

式中 $H_{\sigma}^{(1)}(\cdot)$ 为第一类 σ 阶汉克尔函数, 表示透射波, 轨道角动量为 σ , 复数 t_{σ} 为透射系数. 此外, 每个区域的电场可以用 $\mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{H}/i\omega\epsilon$ 公式计算. 利用 $r = R - d$ 和 $r = R$ 处磁场和电场的切向分量连续, 经过代数运算, 即可解出总的透射率为

$$T = \sum_{\sigma} |t_{\sigma}|^2. \quad (5)$$

利用以上理论公式, 数值计算了单元个数 m 不同时超构笼子的透射效率, 如图 3(a) 所示. 图中的红色圆圈表示数值仿真得到的透射效率, 蓝色五角星表示解析计算得到的透射效率. 研究发现当

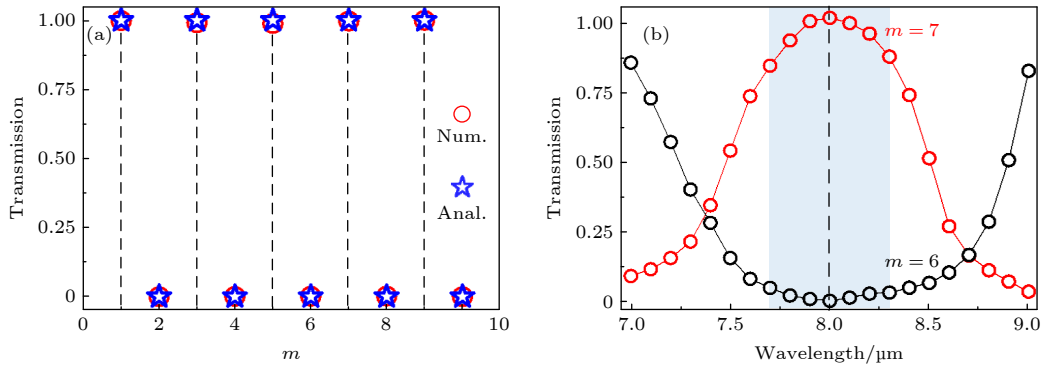


图 3 (a) 单元个数 m 不同时, 数值仿真和解析计算得到的超构笼子的透射效率, 红色圆圈是数值模拟结果, 蓝色五角星是解析计算结果; (b) 以 $m=6$ 和 $m=7$ 为例, 超构笼子的透射效率与入射波长的关系

Fig. 3. (a) The numerical and analytical results for the transmission efficiency of the meta-cage vs. the number of unit cells m . The red circles represent the numerical results and the blue pentagrams represent the analytical results. (b) The transmission efficiency of the meta-cage vs. the incident wavelength for the case of $m=6$ and $m=7$.

单元个数 $m=2, 4, 6, 8, 10$ 时, 透射效率几乎为 0; 当单元个数 $m=1, 3, 5, 7, 9$ 时, 透射效率接近 100%, 并且数值仿真结果和解析计算结果吻合得非常好. 这表示即使对于较小或较大的单元个数 m , 也存在高效率透射/反射现象. 因此可以证明, 本文提出的光学超构笼子的全反/全透特性具有普遍性: 当单元个数 m 为奇数时, 电磁波几乎可以完全透射过超构笼子, 此时超构笼子对光没有限制作用; 当单元个数 m 为偶数时, 超构笼子可以有效地囚禁光场, 电磁波几乎不能泄露出去.

此外, 本文设计的超构笼子在一一定的带宽下也是有效果的. 图 3(b) 展示了超构笼子的透射效率与入射波长的关系. 可以看到, 入射波长为 7.7—8.3 μm 时, $m=6$ 的超构笼子的透射效率均小于 5%; 而对于 $m=7$ 的情况, 超构笼子的透射效率均大于 85%(如图中浅蓝色区域所示). 因此在这一波长范围内, 超构笼子可以保持较高的透射/反射特性. 当入射波长偏移中心波长更大时, 超构笼子的性能就明显下降. 这是因为, 如果点源的波长偏离中心波长太多, 那么超构笼子的结构尺寸不再满足设计要求. 此时, 电磁波在传播过程中会产生其他不需要的模式, 导致透射效率/反射效率降低.

4 超构笼子的鲁棒性

以上讨论的都是点源在超构笼子正中心的情况, 但在实际情况中, 要把点源正好放置在正中心是很难做到的. 因此, 进一步讨论当点源偏离正中

心时超构笼子的透射特性, 证明这种与单元个数 m 奇偶性相关的全反射/全透射性质是否依然成立. 换句话说, 我们要验证超构笼子的全反射/全透射特性是否有足够的鲁棒性, 以便这种超构笼子可以在实际应用中发挥作用. 如图 4(a) 中插图所示, 将点源慢慢偏离正中心, 设点源距中心的偏离距离为 Δr . 还是以单元个数 $m=6$ 和 $m=7$ 为例, 将 Δr 从 0 开始增大到 $0.7R$. 如图 4(a) 所示, 给出点源逐渐偏离正中心时超构笼子的透射效率变化情况, 黑色点线代表 $m=6$ 的情况, 红色点线代表 $m=7$ 的情况. 当 $\Delta r > 0.5R$ 时, 对于 $m=6$ 的情况, 超构笼子的透射效率明显开始增大, 其束缚电磁波的能力开始明显减弱. 对于 $m=7$ 的情况, 当 $\Delta r > 0.5R$ 时, 超构笼子的透射效率略有下降, 但仍然保持在较大值. 图 4(b) 给出了 Δr 为不同情况时的磁场模空间分布情况, 图 4(b) 上图对应 $m=6$ 的超构笼子, 图 4(b) 下图对应 $m=7$ 的超构笼子. 可以看到模拟场图和曲线结果保持一致. 发生这种现象的原因其实不难理解, 当点源在正中心时 ($\Delta = 0$), 在超构笼子的每一点处, 电磁波可以看成是正入射, 这是一种十分特殊的情况. 一旦点源偏离中心, 对于超构笼子的每一点处, 入射角不再为 0, 此时透射效率与入射角大小有关. 事实上, 当点源偏离程度不大时, 对透射效率的影响不大. 一旦偏离超过一定程度, 透射效率受到较大的影响. 所以, 在实际应用中, 点源可以不用严格放置在正中心, 只需保持在一定的偏离范围内即可.

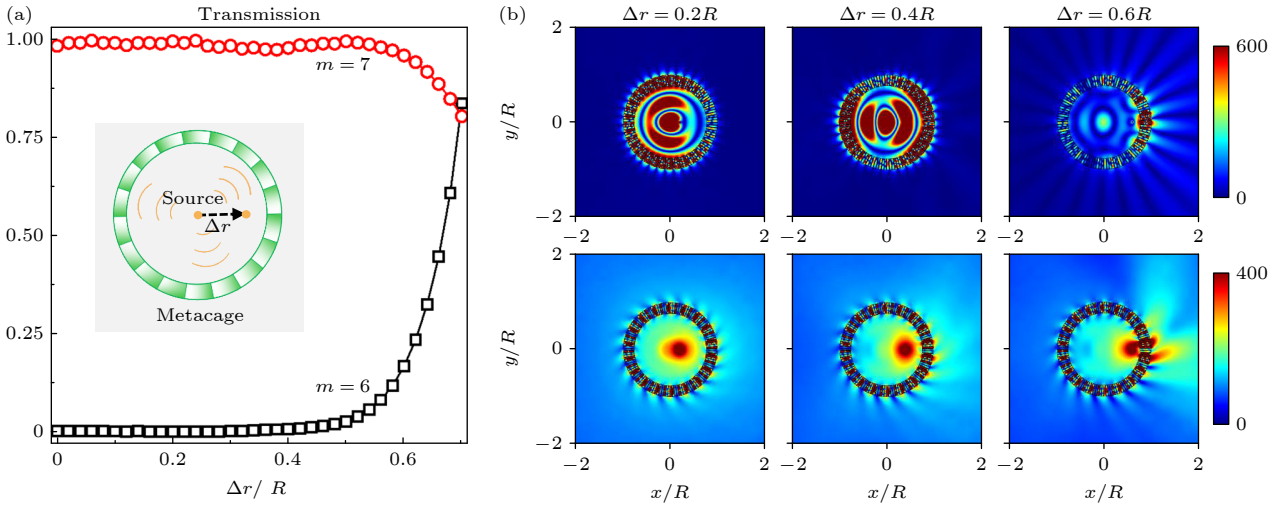


图 4 (a) 点源逐渐偏离正中心时超构笼子的透射效率; (b) 点源偏离正中心时的磁场模空间分布情况, 上行图对应 $m = 6$, 下行图对应 $m = 7$

Fig. 4. (a) The transmission efficiency of the meta-cage as the source gradually deviates from the center; (b) the distribution of the magnetic field as the source deviates from the center. The upper row corresponds to the case of $m = 6$ and the lower row corresponds to the case of $m = 7$.

5 结 论

将突变相位概念与亚波长金属光栅相结合, 本文设计并研究了一种可以实现全透/全反的光学超构笼子. 当超构笼子的单元个数 m 为偶数时, 电磁波在超构笼子内部经过偶数次多重反射, 最终被反射回来, 从而导致泄露到笼子外面的电磁能量几乎为零; 反之, 当单元个数 m 为奇数时, 电磁波在超构笼子内部经过奇数次多重反射, 电磁波可以透过超构笼子, 无障碍地辐射到超构笼子外面. 进一步研究表明, 超构笼子调控电磁波的能力具有很强的鲁棒性, 并且对点源放置位置具有较高的容忍度. 这种具有高效率全透/全反特性的光学超构笼子可以在传感探测和通讯等领域发挥重要作用. 本文所提出的光学超构笼子也可以为简化平面光学器件提供新的思路, 使其在光学器件的集成化和小型化方面实现更多应用.

参考文献

[1] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
 [2] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M 2013 *Science* **339** 1232009
 [3] Yu N, Capasso F 2014 *Nat. Mater.* **13** 139
 [4] Zhao Y, Liu X, Alù A 2014 *J. Opt.* **16** 123001
 [5] Xu Y, Fu Y, Chen H 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16067
 [6] Shi H Y, Zhang A X, Chen J Z, Wang J F, Xia S, Xu Z 2016 *Chin. Phys. B* **25** 078105
 [7] Zhao J, Yang X, Dai J Y, et al. 2018 *Natl. Sci. Rev.* **6** 231

[8] Pendry J B 2003 *Opt. Express* **11** 755
 [9] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
 [10] Smolyaninov I I, Hung Y J, Davis C C 2007 *Science* **315** 1699
 [11] Liu Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X 2007 *Science* **315** 1686
 [12] Rho J, Zi L Y, Yi X, Xiao B Y, Zhao W L, Hyeunseok C, Guy B, Xiang Z 2010 *Nat. Commun.* **1** 143
 [13] Lu D, Liu Z 2012 *Nat. Commun.* **3** 1205
 [14] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, Guerin N, Vincent P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 213902
 [15] Yuan Y, Lin F S, Li X R, Tao J, Jiang T, Huang F, Jin A K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053821
 [16] Cheng Q, Jiang W X, Cui T J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 131913
 [17] Liu X, Starr T, Starr A F, Padilla W J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 207403
 [18] Chen H, Jiang F Z, John F O'Hara, Frank C, Abul K A, Antoinette J T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 073901
 [19] Shen X, Tie J C, Jun M Z, Hui F M, Wei X J, Hui L 2011 *Opt. Express* **19** 9401
 [20] Ye D, Wang, Wang Z Y, Xu K W, Li H, J, Huangfu J T, Wang Z, Ran L X 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 187402
 [21] Ma H, Cui T J 2010 *Nat. Commun.* **1** 124
 [22] Zhu B, Feng Y, Zhao J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 051906
 [23] Xu Y, Gu C, Hou B, Lai Y, Li J, Chen H 2013 *Nat. Commun.* **4** 2561
 [24] Ni X, Ishii S, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Light Sci. Appl.* **2** e72
 [25] Yin X, Ye Z, Rho J, Wang Y, Zhang X 2013 *Science* **339** 1405
 [26] Xu Y, Fu Y, Chen H 2015 *Sci. Rep.* **5** 12219
 [27] Ra'di Y, Sounas D L, Alù A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 067404
 [28] Chalabi H, Ra'di Y, Sounas D L, Alù A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 075432
 [29] Fu Y, Cao Y, Xu Y 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 053502
 [30] Qian E T, Fu Y, Xu Y, Chen H 2016 *Europhys. Lett.* **114** 34003
 [31] Du J, Lin Z, Chui S T, Dong G, Zhang W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 163902
 [32] Fu Y, Shen C, Cao Y, et al. 2019 *Nat. Commun.* **10** 2326

Optical meta-cage based on phase gradient metagrating^{*}

Gao Yue Yu Bo-Cheng Guo Rui Cao Yan-Yan[†] Xu Ya-Dong[‡]

(*School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 26 August 2022; revised manuscript received 23 September 2022)

Abstract

How to effectively control the refraction, reflection, propagation and wavefront of electromagnetic wave or light is always one of the advanced researches in the field of optics. In recent years, much effort has been devoted to both theoretical and experimental studies of optical phase gradient metagratings (PGMs) due to the fundamental interest and practical importance of PGMs, such as the generalized Snell's law (GSL). Typically, the PGMs are constructed as periodic gratings consisting of a supercell spatially repeated along an interface, and each supercell consists of m unit cells, with m being an integer. The key idea of PGMs is to introduce an abrupt phase shift covering the range from 0 to 2π discretely through m unit cells to ensure the complete control of the outgoing waves. The phase gradient provides a new degree of freedom for the manipulation of light propagation, which has allowed a series of ultrathin devices to realize anomalous scattering, the photon spin Hall effect, and many other phenomena.

Intuitively, the number of unit cells m in a supercell does not influence the PGM diffraction characteristics, except that a small value of m will lead to a reduced diffraction efficiency. However, some recent studies have shown that the integer m plays a fundamental role in determining the high-order PGM diffractions when the incident angle is beyond the critical angle predicted by the GSL. In particular, for high-order PGM diffractions, m leads to a new set of diffraction equations expressed as

$$\begin{cases} k_x = k_x^t - nG, & \text{for odd } L, \\ k_x = k_x^r - nG, & \text{for even } L. \end{cases}$$

In addition to the phase gradient, the integer number of unit cells m in a supercell is another degree of freedom that can be employed to control the light propagation. By the parity of m , the higher-order outgoing wave can be reversed between the anomalous transmission channel and the anomalous reflection channel.

In this work, according to the concept of abrupt phase and the parity-dependent diffraction law in phase gradient metagrating, we theoretically design and study an optical meta-cage. The meta-cage is a periodic structure with one period that contains m different unit cells. Through numerical simulations and rigorous analytical calculations, we find that the ability of meta-cage to trap light is related to the parity of the number of unit cells m in a supercell. Specifically, when the number of unit cells is odd, the point source placed in the meta-cage can perfectly radiate out of the meta-cage without any reflection. On the contrary, when the number of unit cells is even, the point source can hardly radiate out of the meta-cage, and all the energy is localized within the meta-cage. Moreover, such a phenomenon is robust against the disorder. These results can provide new ideas and theoretical guidance for designing new radar radome and photonic isolation devices.

Keywords: abrupt phase shifts, phase gradient metagratings, meta-cage, parity-dependent radiation

PACS: 42.79.Dj, 78.67.Pt, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.72.20221696

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974010, 12274313, 12104331), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. 2020M681701, 2022T150459), the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant No. 20KJB140014), and the Postdoctoral Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. 2021K276B).

[†] Corresponding author. E-mail: yyc@soo.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: ydxu@stu.soo.edu.cn



基于相位梯度超构光栅的超构光子开关

高越 余博丞 郭瑞 曹燕燕 徐亚东

Optical meta-cage based on phase gradient metagrating

Gao Yue Yu Bo-Cheng Guo Rui Cao Yan-Yan Xu Ya-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 024209 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221696

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221696>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于相变与悬链线连续相位调控的超构光子开关

Photonic meta-switch based on phase change and catenary-enabled continuous phase regulation

物理学报. 2022, 71(2): 029101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211538>

基于亚波长金属超构光栅的中红外大角度高效率回射器

Mid-infrared large-angle high-efficiency retroreflector based on subwavelength metallic metagrating

物理学报. 2020, 69(1): 014211 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191144>

基于超构材料的Cherenkov辐射

Cherenkov radiation based on metamaterials

物理学报. 2020, 69(15): 154103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200260>

侧向局域共振超构板声振特性

Vibro-acoustic performance of acoustic metamaterial plate with periodic lateral local resonator

物理学报. 2021, 70(21): 214301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210595>

基于导波驱动相变材料超构表面的基波及二次谐波聚焦

Fundamental wave and second-harmonic focusing based on guided wave-driven phase-change materials metasurfaces

物理学报. 2022, 71(3): 034208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211596>

基于石墨烯编码超构材料的太赫兹波束多功能动态调控

Dynamic multifunctional control of terahertz beam based on graphene coding metamaterial

物理学报. 2018, 67(11): 118102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180125>