

等腰直角三角形光阱中的电子束手性衍射辐射*

刘志鑫 党邳博 方哲宇†

(北京大学物理学院, 人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2022 年 7 月 15 日收到; 2022 年 9 月 6 日收到修改稿)

电子束衍射辐射源具有体积小、波长可调和极化可控等优点, 在纳米光子电路中显示出巨大的应用潜力. 这里展示了等腰直角三角形光阱纳米结构中电子束衍射辐射的光学手性现象, 可以获得手性度高于 40% 的衍射辐射信号, 光学手性的状态能被有效调控, 甚至可以实现手性的反转. 通过详细分析体系中的真空电磁模式和电荷分布的动态变化, 为这种手性光学效应的产生提供合理的理论解释. 电子束激发源所具有的纳米尺度下聚焦和移动的优势使电子束衍射辐射的光学手性具有灵活的调节潜力. 本文提出的物理机制和独特的实验平台对于未来二进制纳米光子电路和手性纳米光源的发展具有重要意义.

关键词: 电子束衍射辐射, 光学手性, 光阱

PACS: 78.60.Hk, 41.60.-m, 41.75.-I, 41.85.-p

DOI: 10.7498/aps.71.20221417

1 引言

光学手性是现代光子技术中必不可少的组成部分^[1,2]. 圆二色性等经典手性现象在分子识别^[3]、信息存储^[4]和信息技术中的自旋态控制^[5]等领域得到了广泛应用. 光学手性在量子光学和非线性光学中也受到了大量的关注, 例如纳米光子结构中手性耦合引起的光子定向发射^[5], 利用非线性光学材料中的手性光和物质相互作用实现手性阿秒脉冲^[6]. 随着对紧凑型光学器件的要求进入微纳尺度, 设计和制备手性纳米光源以及纳米结构光学手性的通用理论^[7,8]对于高效的纳米光子电路集成和量子信息处理变得十分重要.

电子束衍射辐射 (electron beam diffraction radiation, EBDR) 随着电子在结构表面附近的运动而产生, 电子束附近的倏逝电磁场与纳米光学结构的电磁模式耦合, 进而产生辐射并发射到远场^[9,10]. EBDR 与同步辐射和回旋辐射^[11,12]等手段是实现自由电子光源的重要途径之一, 并被应用于

粒子探测^[13,14]和太赫兹光源等领域^[15–17]. 随着纳米加工技术的快速发展, 基于等离激元结构^[18,19]和超表面^[20,21]的 EBDR 源, 由于其具有尺寸小、波长可调和偏振可控的优势, 在纳米光子电路中表现出巨大的应用潜力. 然而, 关于 EBDR 的光学手性研究相对匮乏, 实现基于 EBDR 的纳米级手性光源仍存在不少挑战.

本文证明了通过电子束激发等腰直角三角形光阱可以有效地控制 EBDR 的圆偏振状态, 并开展了电子束手性衍射辐射的理论分析. 在自主搭建的扫描电子显微镜-阴极荧光探测联合系统中, 通过在光阱的几何非对称位置入射聚焦电子束, 最终得到了手性度超过 40% 的手性衍射辐射. 此外对结构近场的分析表明, 在几何非对称位置的激发破坏了电子束倏逝场光学环境的均匀性, 从而选择性地激发了光阱中左旋圆偏振 (left-handed circularly polarized, LCP) 和右旋圆偏振 (right-handed circularly polarized, RCP) 真空电磁模式, 手性电磁场模式最终导致了手性远场辐射的产生. 因为 EBDR 强烈依赖于电子周围的介电环境, 所以电

* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFA0211300) 和国家自然科学基金 (批准号: 62225501, 12027807) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhyfang@pku.edu.cn

子速度和激发位置的变化可以有效地改变辐射手性, 体现出灵活的可调性. 因此, 电子束手性衍射辐射能为纳米光子电路中的二进制信息处理和传输提供新思路^[22,23].

2 实验方法

本文研究的光阱结构原理图如图 1(a) 所示, 其中淡蓝色和金色层分别对应厚度为 360 nm 的 SiO₂ 层和厚度为 220 nm 的 Au 层. 光阱为在金属/介质堆叠层中刻蚀得到的等腰直角三角形垂直孔洞结构, 实验中电子束将掠过光阱侧壁在内部传播. 在样品制备过程中, 首先通过电子束蒸发镀膜的方法在硅衬底上依次蒸镀 12 层交叠的 SiO₂ 和 Au 层, 并在 SiO₂ 和 Au 层之间蒸镀了 5 nm 钛作为黏附层. 随后采用聚焦离子束刻蚀的方法制作了一个直角边长为 500 nm 的等腰直角三角形垂直孔洞, 其电子显微镜图像和 SiO₂-Au 层的截面图如图 1(b) 和图 1(c) 所示.

实验测量装置是自主搭建的扫描电子显微镜 (SEM, FEI Quanta 450 FEG) 和阴极荧光探测

(cathodoluminescence, CL, Gatan MonoCL4 Plus) 联合系统, 光路图如图 1(d) 所示. 为了提高衍射辐射的发光强度, 实验中使用的电子束加速电压和束流分别为 30 kV 和 10 nA. 电子束经过 SEM 中的磁线圈聚焦, 穿过位于样品正上方半抛物面镜中的小孔后与样品发生相互作用, 随后产生的衍射辐射信号将被半抛物面镜收集, 且最终由高灵敏度光电倍增管 (high-sensitivity photomultiplier tube, HSPMT) 探测. 为了实现对辐射信号手性的表征, 在 HSPMT 前的光路中添加了快轴夹角为 $\pm 45^\circ$ 的四分之一波片 QWP 和线偏振片的检偏组合 (有效检测波长范围为 690—1200 nm), 进而区分出光信号中的圆偏振分量.

3 结果和讨论

3.1 实验设计及测量表征

EBDR 由光阱的材料和几何尺寸决定, 这里采用偶极子模型进行讨论. 可以认为衍射辐射来自于阱内的振荡偶极子源^[24]: 当自由电子经过 Au 层

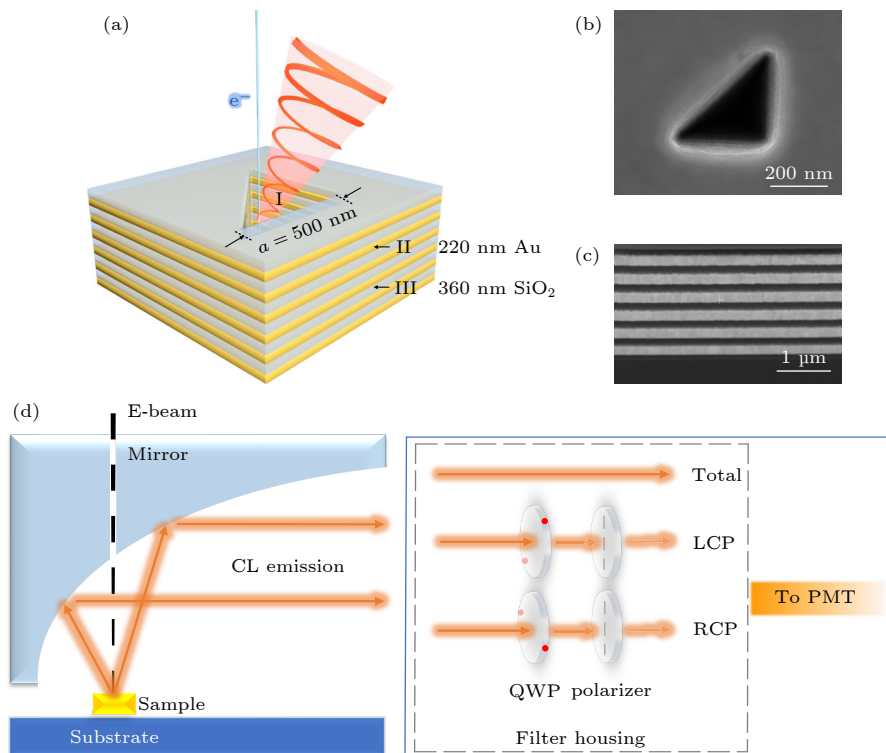


图 1 (a) 周期性堆叠的 SiO₂-Au 层结构及等腰直角三角形光阱结构示意图; (b) 等腰直角三角形光阱结构电子显微镜图; (c) 周期性堆叠层截面图; (d) SEM-CL 联合系统收集光路示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of periodically stacked SiO₂-Au layers and isosceles right triangle light-well; (b) electron microscopy of isosceles right triangle light-well; (c) section diagram of periodically stacked layers; (d) schematic diagram of SEM-CL excitation and collection light path.

截面时,会在 Au 层中感应出一个镜像电荷并与之相互作用,传播至 SiO₂ 层截面时,镜像电荷的作用发生变化,这就导致一种单频振荡等效偶极子源.该偶极子的振荡频率与光阱中 Au/SiO₂ 层的周期相关,可简单近似为 $\nu = v/L$,其中 ν 为振荡频率, v 为电子速度, L 为单个周期长度.可以发现,EBDR 的频率与单个周期的厚度呈倒数相关.周期数目越多,电子束衍射效果越明显,本文设置了 12 层共 6 个周期,足够观测到明显的 EBDR 现象.

首先测量了电子束直接激发 SiO₂-Au 多层结构表面时的跃迁辐射信号,如图 2(a) 所示,发现该多层结构的体态模式具有一个位于 650 nm 附近的共振峰.为了减少较强的跃迁辐射对测量结果的影响,选取 700—840 nm 的波长范围对 EBDR 进行测量.之后,将电子束激发位置移入等腰直角三角形光阱内部,紧邻三角形斜边中点边缘入射,并对衍射辐射信号进行偏振分辨的表征,绘制了 LCP 和 RCP 分量的归一化强度光谱,如图 2(b) 所示.由于激发位点位于结构的几何对称位置,所以辐射信号并没有表现出明显的手性响应,LCP 和 RCP 分量强度近似相同.图 2(b) 中绿色阴影区域为使用有限差分时域 (finite-difference time-domain, FDTD) 模拟获得的结果,LCP 和 RCP 分量强度完全相同.

为了得到电子束手性衍射辐射,使电子束在结构的几何非对称位置入射,并通过改变电子束的入射位置,获得了如下的发射特征.分别选取距离三

角形两个直角边 50 nm 和 300 nm 的位置作为左端入射点,如图 3(a) 插图所示.发现在此情况下,LCP 和 RCP 信号强度差异较大,其中 RCP 信号较强.当入射位置改变成处于轴对称位置的右端入射点时,LCP 分量和 RCP 分量的强度发生反转,此时 LCP 信号较强,如图 3(b) 所示.为了更加清楚地展示 EBDR 的手性响应,将手性度定义为 $\rho = \frac{I_{LCP} - I_{RCP}}{I_{LCP} + I_{RCP}}$,其中, I_{LCP} (I_{RCP}) 分别为 LCP (RCP) 分量的辐射强度,手性度的计算结果展示在图 3(c) 中.可以清楚地发现,在 780—840 nm 波长范围内,获得了超过 40% 的手性度.该实验现象与 FDTD 模拟结果能很好地吻合.图 3(a)—(c) 中的阴影分别展示了模拟的辐射光谱和计算得到的电子束左右端注入时对应的衍射辐射手性度.图 3(d) 给出了电子束在左端和右端入射点激发下,EBDR 的全光光谱,两种入射位置下衍射辐射的总体强度几乎一致,说明可以忽略光阱制备过程中造成的光阱结构非对称性.在 700—840 nm 的探测波长范围内,模拟结果与实验结果略有误差,这是由于样品制备过程中不可避免的倒角,电子束具有一定的束斑大小并非绝对的点激发,以及测量时样品台的机械扰动.然而,测量结果仍展示出了 LCP 和 RCP 分量之间明显的强度差异.这些结果表明,电子束在几何非对称位置激发可以在本征非手性光阱中有效地产生电子束手性衍射辐射,并且电子束在纳米尺度内的移动,可以有效控制 EBDR 手性的反转和消失.

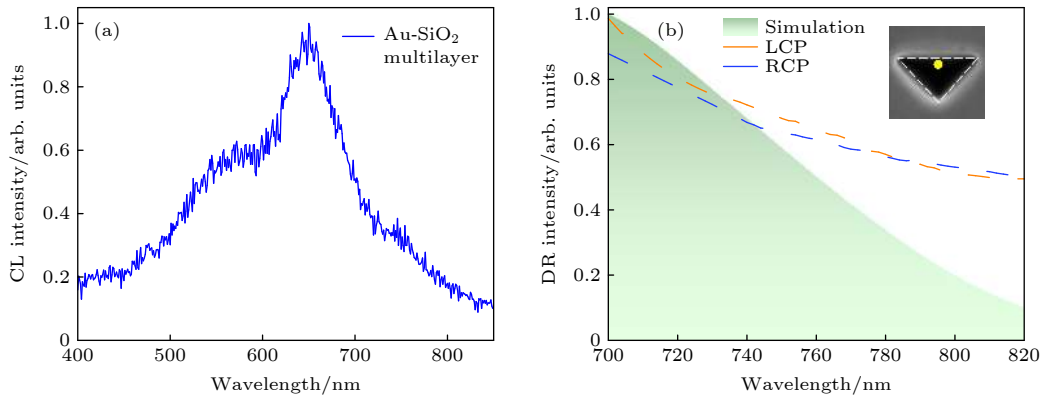


图 2 (a) 30 keV 电子束激发 SiO₂-Au 多层得到的归一化 CL 强度光谱;(b) 30 keV 电子束激发三角形光阱斜边中心点获得的归一化 LCP 和 RCP 光谱,虚线和阴影分别对应实验结果和模拟结果.插图为三角形光阱 SEM 图,黄色圆点代表电子束注入位置为斜边中心点

Fig. 2. (a) Normalized total CL spectra obtained by 30 kV electron beam impinging on the top surface of SiO₂-Au multilayer; (b) normalized LCP and RCP emission spectra acquired by 30 kV electron beam impinging at the center point of the hypotenuse of the triangle light-well. Dashed lines and shadows correspond to experimental and simulated results, respectively. Inset is SEM image of the triangle light-well with yellow dot representing the center point of the hypotenuse where the electron beam is injected.

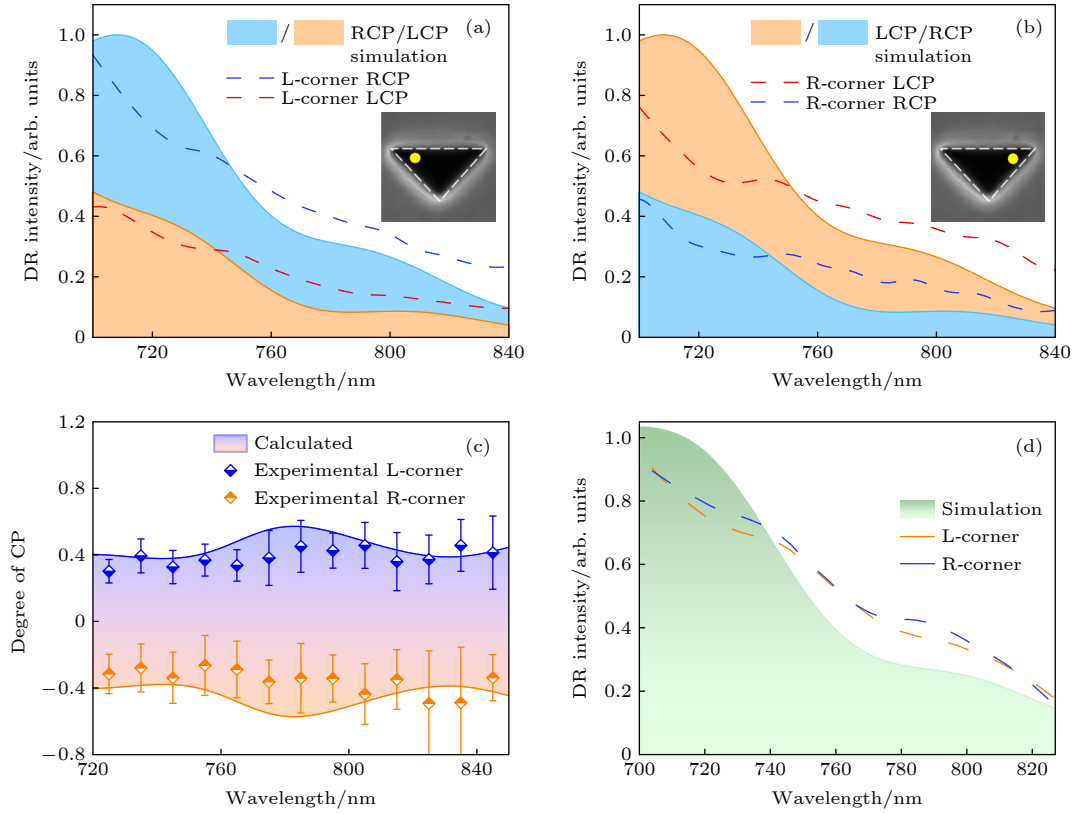


图 3 (a), (b) LCP 和 RCP 分量的 CL 光谱, 波长为 700—840 nm (插图黄点表示电子束的激发位置, 虚线和阴影分别对应实验结果和模拟结果); (c) 计算获得的手性度, 点和实线分别对应实验数据和模拟数据; (d) 两个激发位置下的衍射辐射光谱, 用全色模式测量, 并以短线表示 (阴影区域表示模拟结果)

Fig. 3. (a), (b) CL spectra of LCP and RCP components with the wavelength from 700–840 nm (The impinging point of the electron beam is shown in inset with yellow points. Dashed lines and shadows correspond to experimental and simulated results, respectively); (c) calculated chirality with dots and solid lines corresponding to experimental and simulated data, respectively; (d) total diffraction spectra of these two injection points, measured by panchromatic mode and illustrated as dots (The simulated spectrum is presented by shadows).

3.2 模拟仿真与理论分析

从场分析的角度可以直观地解释光学手性的来源, 观察到的 LCP 和 RCP 信号的差异来源于几何非对称位置激发导致的光阱中左手性和右手性电磁模式之间的不平衡. 场分析过程包括求解光阱中的真空电磁场, SiO₂-Au 层界面表面等离激元的激发以及 SiO₂ 层中的电磁场. 首先考虑作为激发源的自由电子, 入射电子束产生的场可以拓展成平面波的形式:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\mathbf{k}} = i4\pi \frac{-\mathbf{k} + \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{c^2} \mathbf{v}}{k^2 - \left(\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{c}\right)^2} e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t}, \\ \mathbf{H}_{\mathbf{k}} = i \frac{4\pi^2}{c} \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{v}}{k^2 - \left(\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{c}\right)^2} e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t}, \end{cases} \quad (1)$$

其中, \mathbf{v} 是电子速度, 角频率 $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, \mathbf{k} 为真空

中波矢. 在线性光学中, 结构附近的电场 $\mathbf{E}^l(\mathbf{r})$ 是入射平面波电场强度 $\mathbf{E}_{\mathbf{k}\beta}^{\text{in}}(\mathbf{k})$ 的线性函数^[25],

$$\mathbf{E}_{\alpha}^l(\mathbf{r}) = l_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \mathbf{E}_{\mathbf{k}\beta}^{\text{in}}(\mathbf{k}), \quad (2)$$

$\mathbf{E}_{\alpha}^l(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{E}_{\mathbf{k}\beta}^{\text{in}}(\mathbf{k})$ 分别为 $\mathbf{E}^l(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\text{in}}(\mathbf{k})$ 的分量形式, $\alpha, \beta = x, y, z$; $l_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ 是一个与位置矢量 \mathbf{r} 和波矢 \mathbf{k} 相关的张量函数, 取决于与平面波相互作用的结构几何形状和材料特性, 该张量可用于描述非均匀性对结构中电磁模式的影响. 对于处于 X-Y 平面上的各向同性介质, $l_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = l(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \delta_{\alpha\beta}$, $\delta_{\alpha\beta}$ 为克罗内克记号, 因此 LCP 和 RCP 电场模式可以表示为

$$\mathbf{E}_{L,R}^l(\mathbf{r}) = l_{L,R}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\text{in}}(\mathbf{k}). \quad (3)$$

其中, L 和 R 分别代表左手性或右手性状态.

电子束注入光阱后, 电子束的倏逝场与光阱结构的真空电磁模式发生耦合, 并最终衍射辐射的

形式被散射到自由空间,而这种辐射的光谱和偏振特性将由光阱结构的电磁模式决定. 接下来,依次分析光阱区域 I、Au 层 II 和 SiO₂ 介电层 III 中的电磁场分布 (图 1(a)). 其中区域 I 的电磁模式可用波导模式表示为

$$E^d = \begin{cases} E_z = A \left(\sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{a} y - \sin \frac{n\pi}{a} x \sin \frac{m\pi}{a} y \right) e^{ik_z - i\omega t}, \\ E_x = \frac{ik_z}{k_0^2 - k_z^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \\ E_y = \frac{ik_z}{k_0^2 - k_z^2} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \end{cases} \quad (4)$$

其中, \mathbf{k}_0 为电磁辐射波矢, $k_0 = \omega/c$, $k_0^2 = k_x^2 +$

$k_y^2 + k_z^2$, n, m 为模式阶数, a 为光阱直角边的长度. 通过求解麦克斯韦方程, 磁场可以用电场表示为

$$H^d = \begin{cases} H_z = 0, \\ H_x = -\frac{i\omega\varepsilon}{k_0^2 - k_z^2} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \\ H_y = \frac{i\omega\varepsilon}{k_0^2 - k_z^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}. \end{cases} \quad (5)$$

另一方面, 区域 II 和 III 的电磁模式可用第二类修正的贝塞尔函数 $J(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 来表示:

$$\begin{aligned} \text{区域 II} & \begin{cases} E_z^g = BJ_0(\mathbf{k}_g \cdot \mathbf{r}), \\ H_\theta^g = -\sqrt{\varepsilon_r^{\text{II}}} BJ_1(\mathbf{k}_g \cdot \mathbf{r}), \end{cases} \\ \text{区域 III} & \begin{cases} E_z^s = CJ_0(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}), \\ H_\theta^s = -\sqrt{\varepsilon_r^{\text{III}}} CJ_1(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}), \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

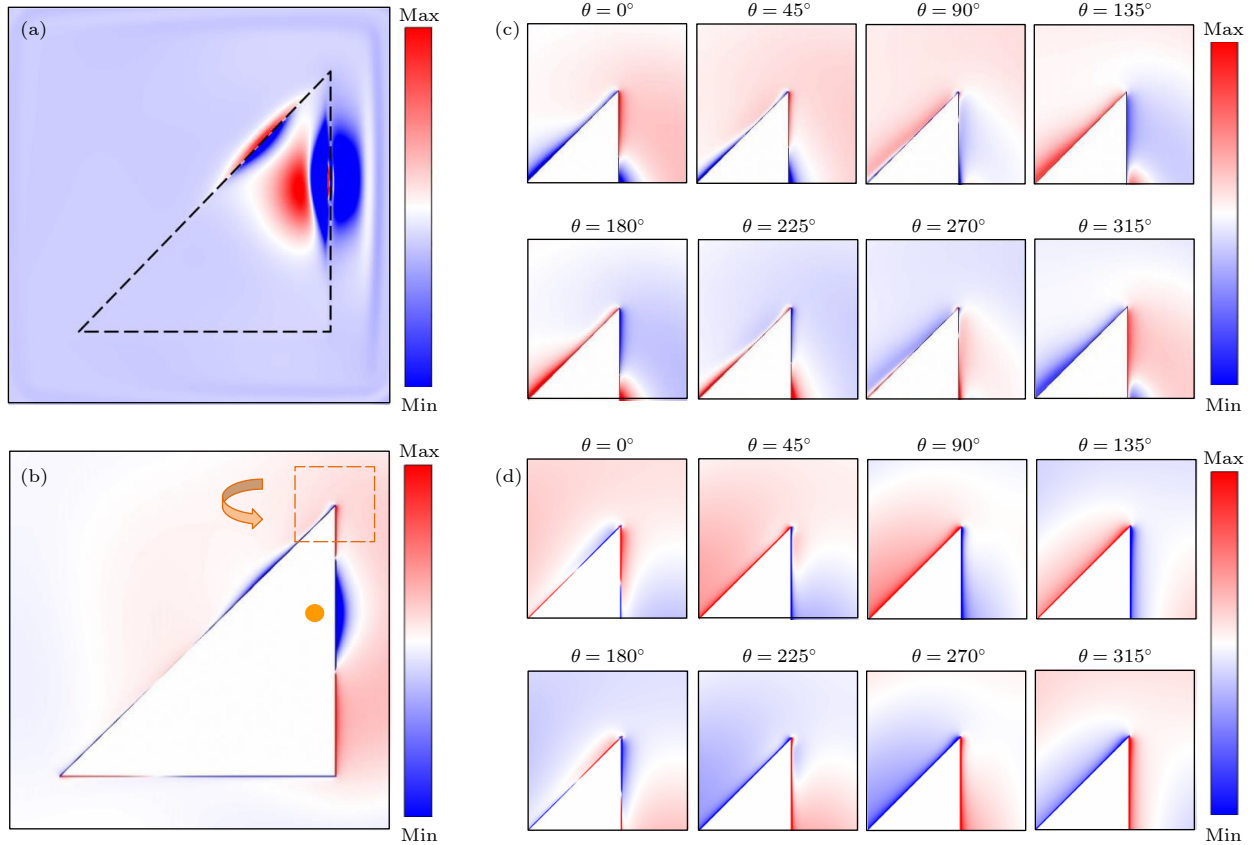


图 4 电子束在三角形光阱右上端入射点激发下电场和电荷分布模拟结果 (a) 780 nm 探测波长下光阱表面的电场强度分布; (b) 光阱结构最上层 Au 层的表面电荷分布, θ 为相位角; (c) 780 nm 探测波长下光阱结构右上角局部电荷分布随时间的变化, 在顶点处显示出了逆时针旋转的演变特征; (d) 780 nm 波长的左旋圆偏振光激发下光阱结构最上层 Au 层的表面电荷随时间的动态演变

Fig. 4. Simulation of electric field and charge distribution of electron beam excited at right corner of light-well: (a) Electric field intensity distribution on the surface of the light-well at 780 nm detection wavelength; (b) surface charge distribution of the topmost Au layer in the structure, and θ is the phase angle; (c) change of local charge distribution in the right corner of the light-well with time at the detection wavelength of 780 nm, and it shows a counterclockwise rotation at the vertex; (d) dynamic surface charge evolution of the topmost Au layer in light-well excited by 780 nm left-handed circularly polarized light.

其中 $\mathbf{k}_{g,s} = -i\mathbf{k}_0\sqrt{\varepsilon_r^{\text{II,III}}}$, $\varepsilon_r^{\text{II}}$ 和 $\varepsilon_r^{\text{III}}$ 分别对应区域 II 和 III 中 Au 层和 SiO₂ 层的相对介电常数. (4) 式与 (6) 式中系数 A, B, C 可由区域 I—III 的电磁模式以及入射场 ((3) 式) 的边界条件求解得到, 同时可以得到系数 A 与入射电磁场的对应关系: $A_{L,R} \propto E_{L,R}^{\text{I}}, E_{L,R}^{\text{d}} \propto A_{L,R} \propto l_{L,R}$, 这意味着波导中左手和右手电场之间的差异可以用结构函数 $l_{L,R}$ 表示. 辐射的输出功率 $P_{L,R}$ 可以通过对 z 方向的坡印亭矢量积分得到:

$$P_{L,R} = \frac{1}{2} \text{Re} [E_{L,R}^{\text{d}} (H_{L,R}^{\text{d}})^* dx dy dz] \propto l_{L,R}^2, \quad (7)$$

其中, $E_{L,R}^{\text{d}}$ 和 $H_{L,R}^{\text{d}}$ 分别代表光阱区域 I 中左手性或右手性的电场和磁场. 为了更直观地分析电子束激发下左右手性电场模式的差异, 模拟了 Au 层表面电荷分布的动态演变. 根据电场和电荷分布的对应关系 $E_{L,R} = \frac{Q_{L,R}}{i\omega(\varepsilon - \varepsilon_p)}$, $Q_{L,R}$ 为左手性或右手性电荷分布, 一种电荷分布模式对应一种左旋或右旋手性的电场分布, 其中 $\varepsilon - \varepsilon_p$ 为 Au 层中等离激元的介电常数.

图 4(a) 为电子束在三角形光阱右上端点入射时, 780 nm 探测波长下光阱表面电场模拟结果, 结果显示场强主要分布光阱侧壁附近. 图 4(b) 是结构最上层 Au 层的表面电荷分布, θ 为相位角, 电荷集中分布在场强较强区域. 选取三角形光阱右上端的局部进行分析, 图 4(c) 给出了最上层 Au 层表面电荷分布随时间的变化, 并观察到了在顶角处电荷分布在一个周期内呈现逆时针旋转, 这对应于实验结果中更强的 LCP 光发射. 作为对比, 图 4(d) 给出了 LCP 光入射下, 光阱结构最上层 Au 层中表面电荷分布随时间的演变, 同样呈逆时针旋转, 这对应激发出的左手性电场模式. 可以发现, LCP 光照射下和电子束在光阱结构右上端点入射时获得的电荷分布动态演变的手性特征相同, 这意味着电子束将激发光阱的左手性电场模式, 进而产生了更强的 LCP 光发射, 这与实验结果非常吻合. 当电子束入射位置改变到相对应的左下端入射点时, Au 层中的电荷分布的动态演变发生变化, 切换到相反的手性状态, 产生了更强的 RCP 光发射. 上述分析表明, 电子束入射下的几何非对称环境由光阱的形状和电子束的入射位置共同决定, 并将会直接影响结构表面电荷分布的动态演变, 进而决定 EBDR 的远场光学手性.

4 结 论

本文实现了等腰直角三角形光阱结构中手性度高达 40% 的 EBDR. 通过改变电子束的入射位置, 可以有效地控制光学手性的状态, 并实现手性的反转. 此外, 通过求解入射电磁场和光阱中波导模式给出了 EBDR 光学手性的半解析模型, 揭示了纳米光学结构表面电荷分布的动态演变与辐射手性的联系. 电子束手性衍射辐射不仅为在纳米尺度操控光学手性提供了新思路, 更为纳米光子电路中的二进制信息处理和集成化奠定了基础.

参考文献

- [1] Zhang Y J, Oka T, Suzuki R, Ye J T, Iwasa Y 2014 *Science* **344** 725
- [2] Takahashi S, Tajiri T, Ota Y, Tatebayashi J, Iwamoto S, Arakawa Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 051107
- [3] Kim J W, Carbone M, Dil J H, Tallarida M, Flammini R, Casaletto M P, Horn K, Piancastelli M N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 107601
- [4] Mannini M, Pineider F, Sainctavit P, Joly L, Fraile-Rodríguez A, Arrio M A, Cartier dit Moulin C, Wernsdorfer W, Cornia A, Gatteschi D, Sessoli R 2009 *Adv. Mater.* **21** 167
- [5] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Pichler H, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [6] Neufeld O, Cohen O 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133206
- [7] Han T Y, Zu S, Li Z W, Jiang M L, Zhu X, Fang Z Y 2018 *Nano Lett.* **18** 567
- [8] Zu S, Han T Y, Jiang M L, Lin F, Zhu X, Fang Z Y 2018 *ACS Nano* **12** 3908
- [9] Potylitsyn A P 1998 *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 169
- [10] De Abajo F J G 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 209
- [11] Helliwell J R 1998 *Nat. Struct. Biol.* **5** 614
- [12] Drummond W E, Rosenbluth M N 1960 *Phys. Fluids* **3** 45
- [13] Ginis V, Danckaert J, Veretennicoff I, Tassin P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 167402
- [14] Lin X, Easo S, Shen Y C, Chen H S, Zhang B L, Joannopoulos J D, Soljačić M, Kammer I 2018 *Nat. Phys.* **14** 816
- [15] Čerenkov P A 1937 *Phys. Rev.* **52** 378
- [16] Urata J, Goldstein M, Kimmitt M F, Naumov A, Platt C, Walsh J E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 516
- [17] Gardelle J, Modin P, Donohue J T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 224801
- [18] So J K, García de Abajo F J, MacDonald K F, Zheludev N I 2015 *ACS Photonics* **2** 1236
- [19] Kammer I, Kooi S E, Shiloh R, Zhen B, Shen Y, López J J, Remez R, Skirlo S A, Yang Y, Joannopoulos J D, Arie A, Soljačić M 2017 *Phys. Rev. X* **7** 011003
- [20] Wang Z J, Yao K, Chen M, Chen H S, Liu Y M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 157401
- [21] Remez R, Shapira N, Roques-Carnes C, Tirole R, Yang Y, Lereah Y, Soljačić M, Kammer I, Arie A 2017 *Phys. Rev. A* **96** 061801

[22] Fang Y R, Sun M T 2015 *Light Sci. Appl.* **4** e294

[23] Shen Y C, Harris N C, Skirlo S, et al. 2017 *Nat. Photonics* **11** 441

[24] Adamo G, MacDonald K F, Fu Y H, Wang C M, Tsai D P,

De Abajo F J G, Zheludev N I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 113901

[25] Konishi K, Nomura M, Kumagai N, Iwamoto S, Arakawa Y, Kuwata-Gonokami M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 057402

Electron beam chiral diffraction radiation in isosceles right triangle light-well*

Liu Zhi-Xin Dang Zhi-Bo Fang Zhe-Yu[†]

(State Key Laboratory for Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics,
School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 15 July 2022; revised manuscript received 6 September 2022)

Abstract

Electron beam diffraction radiation source has the advantages of small size, wavelength tunability, and polarization controllability, showing great potential applications in nanophotonic circuits. However, studies of optical chirality of electron beam diffraction radiation are relatively scarce. The optical chirality of electron beam diffraction radiation in isosceles right triangle light-well is realized and demonstrated in this work. The light-well consists of twelve alternating layers of gold and silicon dioxide, and the electron beam diffraction radiation originates from oscillating dipole sources within the light-well. In the case of the electron beam injected at the geometrically asymmetric position within the structure, the diffraction radiation signal with a maximum chirality of more than 40% can be obtained. By changing the injection position of the electron beam, the state of the optical chirality can be effectively controlled, and even the inversion of the chirality can be realized.

By analyzing the vacuum electromagnetic mode in the system and the dynamic evolution of charge distribution in the gold layer, a reasonable theoretical explanation is provided for the generation of the chiral optical effect. A semi-analytical model for explaining the optical chirality of electron beam diffraction radiation is given by solving the incident electromagnetic field and the waveguide modes in the light-well. The observed difference between left-handed circularly polarized and right-handed circularly polarized signals originates from the asymmetry between left-handed and right-handed electromagnetic modes in the light-well caused by the geometrically asymmetric positional excitation, which ultimately leads to far-field chiral radiation determined by the electromagnetic field within the light-well. In addition, the simulation results of the surface charge distribution of the top gold film of the light-well reveal the correlation between the dynamic evolution of the surface charge distribution and the radiation chirality.

The advantages of nanoscale focusing and moving of electron beam excitation source make the optical chirality of electron beam diffraction radiation have more flexible adjustment potential. The proposed physical mechanism and unique experimental platform not only provide new ideas for manipulating optical chirality on a nanoscale, but also lay the foundation for binary information processing and integration in nanophotonic circuits and chiral nano-light-sources in the future.

Keywords: electron beam diffraction radiation, optical chirality, light-well

PACS: 78.60.Hk, 41.60.-m, 41.75.-I, 41.85.-p

DOI: 10.7498/aps.71.20221417

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2020YFA0211300) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62225501, 12027807).

[†] Corresponding author. E-mail: zhyfang@pku.edu.cn



等腰直角三角形光阱中的电子束手性衍射辐射

刘志鑫 党邗博 方哲宇

Electron beam chiral diffraction radiation in isosceles right triangle light-well

Liu Zhi-Xin Dang Zhi-Bo Fang Zhe-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 247801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221417

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221417>

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

基于聚焦离子束纳米剪纸/折纸形变的三维微纳制造技术及其光学应用

Focused ion beam based nano-kirigami/origami for three-dimensional micro/nanomanufacturing and photonic applications

物理学报. 2019, 68(24): 248101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191494>

三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures

物理学报. 2022, 71(19): 194703 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221128>

声子角动量与手性声子

Phonon angular momentum and chiral phonons

物理学报. 2018, 67(7): 076302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172407>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>

不同抗磁行为量子点发光在波导中的手性传输

Chiral optical transport of quantum dots with different diamagnetic behaviors in a waveguide

物理学报. 2022, 71(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211858>

电子束离子阱光谱标定和Ar¹³⁺离子M1跃迁波长精密测量

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar¹³⁺

物理学报. 2022, 71(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>