

太赫兹近场涡旋光束的干涉

茅晨曦^{1,2}, 臧小飞^{1,2*}, 朱亦鸣^{1,2}

¹上海理工大学上海市现代光学系统重点实验室, 上海 200093;

²上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093

摘要 设计了一种近场涡旋光束干涉的微结构阵列。在该阵列中, 一对正交排列的矩形小孔构成阿基米德螺旋线。在线偏振太赫兹波的激励下, 其左旋和右旋分量分别形成具有异号拓扑荷数的近场涡旋光束, 并叠加产生新的电场分布。数值仿真结果表明, 通过调控每个矩形小孔的角度和螺旋线的螺距, 可实现任意拓扑荷数的正交涡旋光束的电场叠加。

关键词 物理光学; 轨道角动量; 近场; 涡旋光束; 干涉

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0114001

Interference of Near-Field Terahertz Vortex Beams

Mao Chenxi^{1,2}, Zang Xiaofei^{1,2*}, Zhu Yiming^{1,2}

¹Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;

²School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

Abstract A microstructural array to generate the interference of near-field vortex beams is designed, in which an Archimedean spiral line is formed by a pair of orthogonally arranged rectangular holes. Upon the excitation of a linearly polarized terahertz beam, the near field vortex beams with different topological charge numbers are formed by their left-handed and right-handed components and superimposed to generate a new field distribution. The numerical simulation results show that the field superposition of orthogonal vortex beams with arbitrary topological charge numbers can be achieved by the adjustments of the angle of each rectangular hole and the pitch of the helix.

Key words physical optics; orbital angular momentum; near-field; vortex beam; interference

OCIS codes 160.3918; 260.2110; 300.6495

1 引言

涡旋光束是一种携带螺旋相位的空心光束, 其能量分布满足第一类贝塞尔函数, 相位 ϕ 分布与方位角 θ 满足 $\phi = \exp(i l \theta)$ 的关系, 其中 l 为拓扑荷数, 可以取任意整数, 中心处为相位奇异点, 能量为零。涡旋光束中每个光子携带的轨道角动量大小为 $l\hbar$, 其中 \hbar 为约化普朗克常数。不同本征态之间相互正交, 在大容量的光通信^[1]、光镊^[2]、量子存储^[3-4]、激光光学^[5] 和玻色-爱因斯坦凝聚态等领域有广泛的应用前景。目前, 产生涡旋光束的常用方法有螺旋相

位板法、叉形全息光栅法、螺旋形等离子透镜法等。

超材料是一种亚波长尺度的周期性阵列微结构器件, 通过改变超材料微结构的形状和排列方式, 可以调控所激发的倏逝波在器件表面的能量分布。国内外学者已对表面等离子激元产生的涡旋光束进行大量研究, 例如: 将相互正交的矩形小孔^[6] 或十字架结构^[7] 沿螺旋线排列, 可在螺旋线中心处获得涡旋光束; 多个螺旋环在同一平面上, 以不同的几何中心排布^[8], 在单个器件上产生多束涡旋光; 不同波长和拓扑荷数的涡旋光入射到器件上, 在不同位置产生不同拓扑荷数的涡旋光束^[9]; 根据异常透射理论^[10],

收稿日期: 2018-06-22; 修回日期: 2018-08-13; 录用日期: 2018-09-05

基金项目: 上海市自然科学基金(18ZR1425600)

* E-mail: xfzang@usst.edu.cn

利用 L 型天线^[11]和 V 型天线^[12-13]的超表面阵列结构产生太赫兹涡旋光束。

本文设计了一种可以在近场实现不同拓扑荷数的涡旋光束干涉器件。该器件中,矩形小孔沿螺旋线阵列排列^[14],其中每个小孔以特定的旋转角放置^[15-16]。整个阵列结构同时对入射光的左旋与右旋分量起调制作用^[17-18],当入射光为线偏振光时,可实现不同拓扑荷数的涡旋光束干涉。与螺旋线狭缝结构^[19-21]相比,狭缝结构只能激发拓扑荷数为 $m \pm 1$ 的涡旋光束 ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$),矩形小孔结构激发拓扑荷数为 $m \pm (q - 1)$ 的涡旋光束 (q 为矩形小孔排列一周时旋转角变化的周期数),从而获得更多

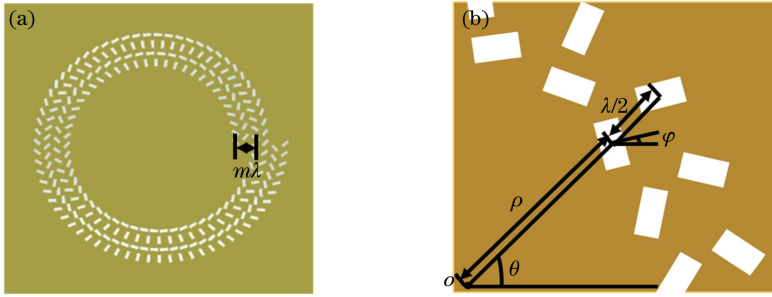


图 1 所设计器件的结构示意图。(a)阿基米德螺旋结构;(b)结构参数

Fig. 1 Structural diagram of designed device. (a) Archimedes spiral structure; (b) structural parameters

矩形小孔的旋转角影响着所激发的表面等离极化激元(SPP)表面波的初始相位。单个矩形小孔可以看作一个电偶极子,即电磁波的电场引起聚集在小孔边界处自由电子的共振,而共振激发的表面波的方向和相位与小孔的旋转角有关^[22]。由于沿矩形小孔的长边处聚集的电子较多,共振方向主要沿垂直于长边方向,幅值大小正比于共振方向入射光的电场分量大小。当圆偏振光入射时,由于圆偏振光的每个方向的电场强度相同,相位与方位角一致,因此激发的表面波电场强度相同,初始相位与小孔长边垂直方向的角度一致。圆偏振光激发的表面波复振幅 E_z 可以表示为

$$E_z = A_0 \cdot \exp(\pm i\varphi), \quad (2)$$

式中: φ 为矩形小孔的旋转角,即垂直于小孔长边方向的方位角; A_0 为表面波的初始振幅。矩形小孔排列一周,旋转角 φ 变化了 q 个周期,引起的角度变化为 $q\pi$ ($q \in \mathbf{N}$),因此

$$\varphi = \frac{q\theta}{2}, \theta \in (0, 2\pi). \quad (3)$$

由于任意的偏振光可以分解为一对正交叠加的基矢^[23],当入射光为非圆偏振光时,入射光可以用左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的琼斯矢量表示:

不同涡旋光束叠加的组合。

2 理论模型

所设计器件的结构如图 1 所示,该器件由一对相互正交的矩形小孔沿螺旋线等间距排列构成,每对矩形小孔的间距为 $\lambda/2$,螺旋线的螺距 $m\lambda$ 为表面波波长 λ 的整数倍,小孔分布位置满足:

$$\rho = \rho_0 + m\lambda_{\text{SPP}} \frac{\theta}{2\pi}, \quad (1)$$

式中: ρ 为每个小孔的中心到原点的距离; ρ_0 为初始位置小孔到原点的距离; λ_{SPP} 为入射光对应的表面等离波长; θ 为每个小孔所在的方位角。

$\mathbf{E} = A \cdot \exp(i\varphi_1)\mathbf{e}_1 + B \cdot \exp(i\varphi_2)\mathbf{e}_2$, (4)
式中: \mathbf{E} 为入射光偏振的琼斯矢量; A 为入射光右旋分量的幅值; B 为入射光左旋分量的幅值; φ_1 和 φ_2 分别为入射光右旋分量和左旋分量的相位; \mathbf{e}_1 和 \mathbf{e}_2 分别为右旋分量和左旋分量的单位矢量。当 $A = B$ 时,入射光为线偏振光。入射的线偏振光可以看作左旋圆偏振光与右旋圆偏振光的叠加,通过器件后,由螺旋线结构调制产生轨道角动量为 $\hbar m$ 的光束,由小孔的旋转角变化产生轨道角动量为 $\pm \hbar(q - 1)$ 的光束,线偏振光入射时,两种涡旋光叠加,可产生轨道角动量为 $\hbar[m \pm (q - 1)]$ 的干涉光束,理论计算如下。

将每个矩形小孔看作一个子波源,沿螺旋线对电场进行积分,可得到其中一环螺旋线产生的表面电场分布,以螺旋线中心为原点建立圆柱坐标系 (ρ, θ, z) ,则表面任意一点的 z 方向的电场分量为

$$E_z(\rho, \theta) = \int A(\theta') \cdot \exp(\pm i\varphi) \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho - \rho'|) d\theta', \quad (5)$$

式中: $A(\theta')$ 为从子波源到 (ρ', θ') 位置的电场强度分量, $A(\theta') = A_0 \cdot \cos(\theta' - \varphi)$,其中 A_0 为表面波

的初始振幅; $\exp(\pm i\varphi)$ 为初始相位; $\exp(ik_{\text{SPP}}|\rho - \rho'|)$ 为表面波从子波源传输到器件表

面的一点所产生的相位变化; k_{SPP} 为表面波的波数。将 $A(\theta')$ 和 ρ 代入(5)式, 得到:

$$E_z(\rho, \theta) = \int A_0 \cdot \cos\left[\left(\frac{q}{2} - 1\right)\theta'\right] \cdot \exp(\pm iq\theta') \cdot \exp\left(ik_{\text{SPP}}\left|\rho_0 + m\lambda_{\text{SPP}}\frac{\theta'}{2\pi} - \rho'\right|\right) d\theta' =$$

$$\int A_0 \cdot \frac{\exp\left[i\left(\frac{q}{2} - 1\right)\theta'\right] + \exp\left[i\left(1 - \frac{q}{2}\right)\theta'\right]}{2} \cdot \exp\left(\pm \frac{iq\theta'}{2}\right) \cdot \exp(im\theta') \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho_0 - \rho'|) d\theta' =$$

$$\int A_0 \cdot \{\exp[\pm i(q-1)\theta'] + \exp(\pm i\theta')\} \cdot \exp(im\theta') \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho_0 - \rho'|) d\theta' \propto$$

$$J_{m\pm(q-1)}(k_{\text{SPP}}\rho) + J_{m\pm 1}(k_{\text{SPP}}\rho), \quad (6)$$

式中: $J_{m\pm(q-1)}(k_{\text{SPP}}\rho)$ 为 $m \pm (q-1)$ 阶贝塞尔函数; $J_{m\pm 1}(k_{\text{SPP}}\rho)$ 为 $m \pm 1$ 阶贝塞尔函数。

螺旋环由两组相互正交的矩形小孔构成, 每对小孔之间旋转角相互垂直, 角度相差 $\pi/2$, 距离为 $\lambda/2$, 两组小孔产生的表面电场为

$$E_z(\rho, \theta) = \int A(\theta') \cdot \exp(\pm i\varphi) \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho - \rho'|) d\theta' +$$

$$\int A\left(\theta' + \frac{\pi}{4}\right) \cdot \exp\left[\pm i\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right)\right] \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}\lambda/2) \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho - \rho'|) d\theta' =$$

$$\int A_0 \left\{ \cos\left[\left(\frac{q}{2} - 1\right)\theta'\right] \pm \sin\left[\left(\frac{q}{2} - 1\right)\theta'\right] \right\} \cdot \exp\left(\pm \frac{iq\theta'}{2}\right) \cdot \exp(im\theta') \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho_0 - \rho'|) d\theta' =$$

$$\int A_0 \cdot \exp[\pm i(q-1)\theta'] \cdot \exp(im\theta') \cdot \exp(ik_{\text{SPP}}|\rho_0 - \rho'|) d\theta' \propto J_{m\pm(q-1)}(k_{\text{SPP}}\rho)。 \quad (7)$$

因此, 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光通过器件后, 分别得到轨道角动量为 $\hbar[m + (q-1)]$ 和 $\hbar[m - (q-1)]$ 的涡旋光束, 而线偏振光可看作左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的叠加, 通过器件后可得到轨道角动量大小为 $\hbar[m + (q-1)]$ 和 $\hbar[m - (q-1)]$ 的涡旋光束干涉。改变螺旋线的螺距 $m\lambda$ 和每个矩形小孔旋转角变化的快慢 q , 可以获得多组不同轨道角动量的涡旋干涉光束。

3 计算及分析

利用 MATLAB 和 CST Studio Suite 软件对涡旋光束进行仿真计算, 研究近场涡旋干涉光束的能量和相位分布的特点。分别取 $m=0, q=2; m=0, q=3; m=1, q=2; m=1, q=3$ 来计算拓扑荷数为 $+1$ 与 $-1, +2$ 与 $-2, 0$ 与 $+2, -1$ 与 $+3$ 的涡旋光束干涉, 以验证近场涡旋光束干涉的规律。

近场涡旋光束的能量分布与第一类贝塞尔函数一致, 拓扑荷数与贝塞尔函数的阶数相同。因此, 场分布即可看作两个不同的贝塞尔函数相叠加, 近场涡旋光束干涉的场分布为

$$E_z(\rho, \theta) =$$

$$J_{m+(q-1)}(k_{\text{SPP}}\rho) \cdot \exp\{i[m + (q-1)]\theta\} +$$

$$J_{m-(q-1)}(k_{\text{SPP}}\rho) \cdot \exp\{i[m - (q-1)]\theta\}。 \quad (8)$$

MATLAB 软件计算得到的涡旋光束能量分布情况如图 2 所示。根据图 2 的能量分布可以发现: 当 $l_1\hbar$ 与 $l_2\hbar$ 的轨道角动量叠加时, 在光束中心处可以得到 $|l_1 - l_2|$ 个均匀分布的光斑, 并沿中心向外扩散。图 2(a) 与图 2(c) 所示分别为 J_{+1} 与 J_{-1}, J_{+2} 与 J_0 干涉的能量分布, 此时 $|l_1 - l_2| = 2$, 沿角向旋转一周内存在 2 个干涉增强点和 2 个干涉相消点。图 2(b) 和图 2(d) 所示分别为 J_{+2} 与 J_{-2} 和 J_{+3} 与 J_{-1} 干涉的能量分布, 此时 $|l_1 - l_2| = 4$, 沿角向旋转一周内存在 4 个干涉增强点和 4 个干涉相消点。

MATLAB 软件计算得到的涡旋光束相位分布如图 3 所示。将相位分布与能量分布情况进行对比, 可以发现: 在相位分布图中, 沿角向的相位突变奇异点的数量与中心光斑数量相同, 即 $|l_1 - l_2|$, 且相位奇异点的位置与能量分布中的暗斑位置一致, 说明涡旋光束干涉受到涡旋相位分布的影响; 不同轨道角动量沿角向相位变化速度不同, 干涉后在角向旋转一周内存在 $|l_1 - l_2|$ 个干涉增强的点和 $|l_1 - l_2|$ 个干涉相消的点, 相位分布比较规则。图 3(a) 和图 3(b) 所示分别为 J_{+1} 与 J_{-1}, J_{+2} 与 J_{-2} 干涉的相位分布。可以看到, J_{+1} 与 J_{-1}, J_{+2} 与 J_{-2} 能量分布相同, 相位分布相反, 复振幅成共轭关系。叠加之后虚部相抵消, 复振幅分布为实数, 相位为 0 或 π , 对应

正实数和负实数的相位。在干涉相消处相位突变，此时复振幅由负实数向正实数转变。图 3(c) 和图 3(d) 所示分别为 J_{+2} 与 J_0 、 J_{+3} 与 J_{-1} 干涉的相位

分布。此时，叠加的两种涡旋光束的能量分布情况和相位变化快慢都不同，相位分布不固定，沿着角向渐变分布，在相位突变处干涉相消。

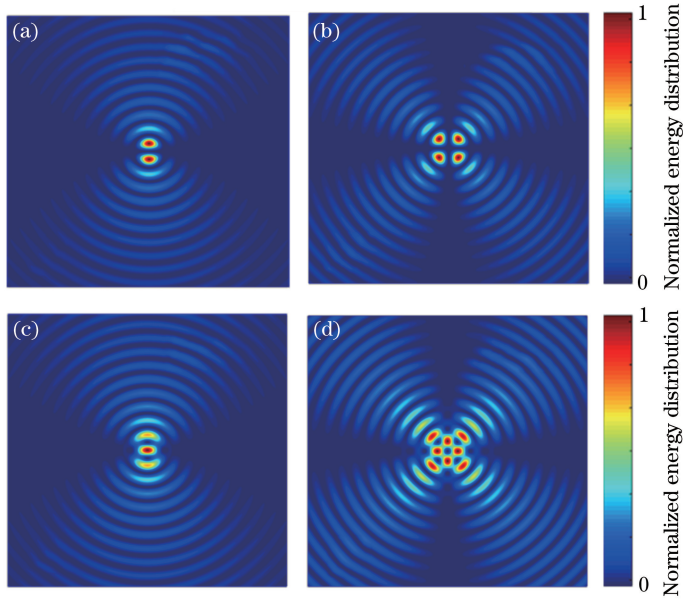


图 2 MATLAB 软件计算得到的涡旋光束能量分布。(a) J_{+1} 与 J_{-1} 干涉；(b) J_{+2} 与 J_{-2} 干涉；
(c) J_{+2} 与 J_0 干涉；(d) J_{+3} 与 J_{-1} 干涉

Fig. 2 Energy distribution of vortex beams calculated by MATLAB software. (a) Interference between J_{+1} and J_{-1} ;
(b) interference between J_{+2} and J_{-2} ; (c) interference between J_{+2} and J_0 ; (d) interference between J_{+3} and J_{-1}

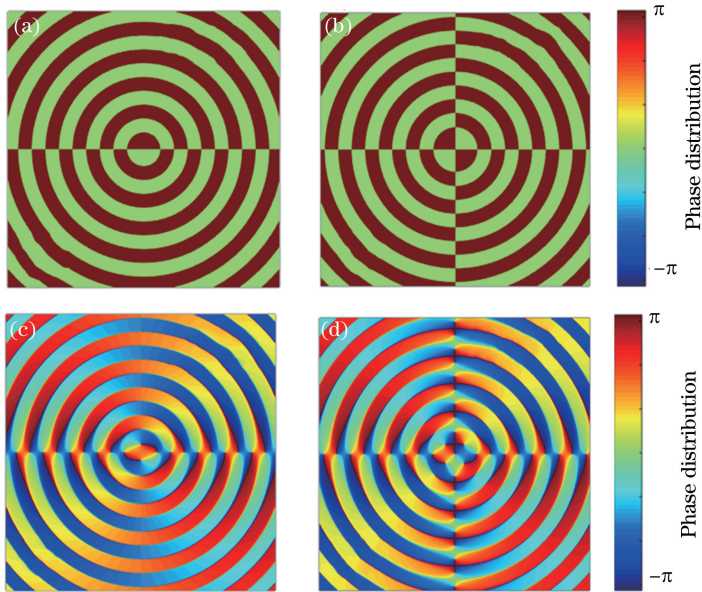


图 3 MATLAB 软件计算得到的涡旋光束相位分布。(a) J_{+1} 与 J_{-1} 干涉；(b) J_{+2} 与 J_{-2} 干涉；
(c) J_{+2} 与 J_0 干涉；(d) J_{+3} 与 J_{-1} 干涉

Fig. 3 Phase distributions calculated by MATLAB software. (a) Interference between J_{+1} and J_{-1} ;
(b) interference between J_{+2} and J_{-2} ; (c) interference between J_{+2} and J_0 ; (d) interference between J_{+3} and J_{-1}

CST 软件计算得到的涡旋光束能量分布如图 4 所示。图 4(a) 和图 4(c) 所示分别为 J_{+1} 与 J_{-1} 、 J_{+2} 与 J_0 干涉的能量分布，此时中心处存在 2 个干涉增

强点。图 4(b) 和图 4(d) 分别为 J_{+2} 与 J_{-2} 、 J_{+3} 与 J_{-1} 干涉的能量分布。可以发现，使用 CST 软件计算得到的两个涡旋光束直接叠加的结果与线偏振光

透过器件的结果一致,说明该器件能够在单个结构上实现近场涡旋光束的干涉,也验证了理论推导的正确性。该仿真的结构参数为:每个矩形小孔的尺寸为 $300\ \mu\text{m} \times 130\ \mu\text{m}$,螺旋线初始半径为 $3000\ \mu\text{m}$,内外圈小孔的间距为 $340\ \mu\text{m}$,一圈共有 40 个小孔等间距

排列,入射光的波长为 $680\ \mu\text{m}$,材料为金属 Au,使用 Drude 模型模拟材料的介电常数,共振频率 $\omega_p = 1.36 \times 10^{16}$,弛豫时间 $\tau = 3 \times 10^{-14}\ \text{s}$,厚度为 $200\ \text{nm}$,衬底为聚酰亚胺(PI)薄膜(其厚度为 $25\ \mu\text{m}$),边界条件为完美匹配层(PML)。

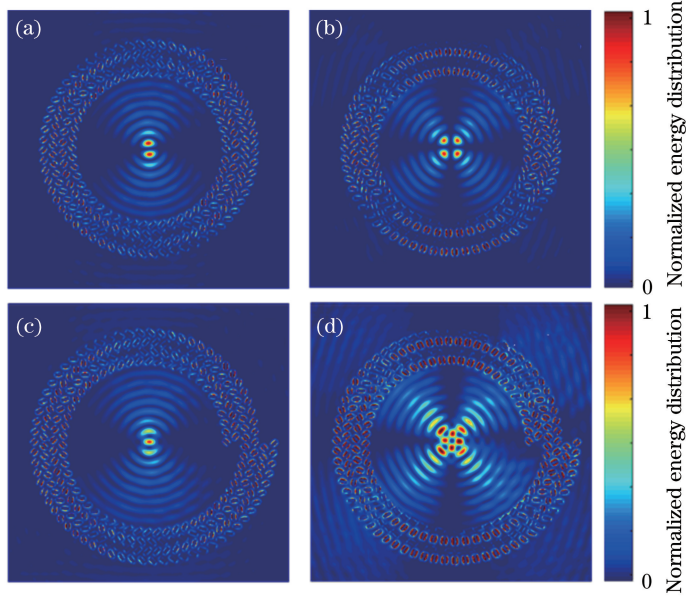


图 4 CST 软件计算得到的涡旋光束能量分布。(a) J_{+1} 与 J_{-1} 干涉;(b) J_{+2} 与 J_{-2} 干涉;(c) J_{+2} 与 J_0 干涉;(d) J_{+3} 与 J_{-1} 干涉
Fig. 4 Energy distributions calculated by CST software. (a) Interference between J_{+1} and J_{-1} ; (b) interference between J_{+2} and J_{-2} ; (c) interference between J_{+2} and J_0 ; (d) interference between J_{+3} and J_{-1}

该器件激发的表面波是一种倏逝波,其纵向能量呈指数性衰减。远场下 CST 软件计算得到的 J_{+1} 与 J_{-1} 干涉的能量分布如图 5 所示。可以看到,远

场情况下的能量分布与近场情况下分布一致,强度呈指数衰减,说明该器件的涡旋光束干涉主要分布在近场,远场的干涉能量较弱,效果不明显。

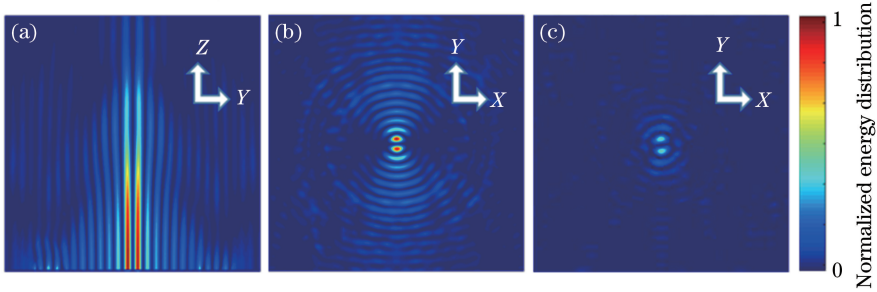


图 5 CST 软件计算得到的 J_{+1} 与 J_{-1} 干涉的远场能量分布。(a) YZ 平面;
(b) 距离样品表面 $200\ \mu\text{m}$ 的 XY 平面;(c) 距离样品表面 $2000\ \mu\text{m}$ 的 XY 平面

Fig. 5 Far-field energy distributions calculated by CST software for interference between J_{+1} and J_{-1} .
(a) YZ plane; (b) XY plane $200\ \mu\text{m}$ from sample surface; (c) XY plane $2000\ \mu\text{m}$ from sample surface

综上所述,设计了一种能够实现近场涡旋光束干涉的表面等离子体器件,通过调控螺旋结构的螺旋距 $m\lambda$ 和矩形小孔的旋转角变化速度 q ,获得轨道角动量分别为 $\hbar[m + (q - 1)]$ 和 $\hbar[m - (q - 1)]$ 的涡旋干涉光束。当 $q = 2$ 时,每个小孔的旋转角变化与方位角的变化相同,此时为等角度螺旋线结构。因

此,等角度螺旋为所设计结构的一种特殊情况,可产生拓扑荷数差为 2 的干涉现象。与传统的远场涡旋光束(全息光栅)方法相比,所设计方法的表面波沿器件表面传播,电场方向始终沿 Z 轴方向,不同轨道角动量的涡旋光束的电场方向始终保持一致,且在近场可直接观察到涡旋光束干涉。

3 结 论

设计了一种螺旋形方孔阵列的光束干涉器件来研究近场涡旋光束的干涉。该器件将相同尺寸的矩形小孔以不同的旋转角绕螺旋线排列。通过调控螺旋结构的螺距 $m\lambda$ 和矩形小孔的旋转角变化速度 q , 可以获得不同拓扑荷数的涡旋光束干涉。使用 MATLAB 和 CST 软件进行数值仿真, 两种仿真方法的结果一致。研究结果表明, 近场涡旋光束干涉的结果与两者拓扑荷数之差的绝对值有关, 在角向形成周期性的干涉增强和干涉相消。与远场涡旋光束的叠加^[24]相比, 近场涡旋光束的电场为纵场, 始终沿 Z 方向, 涡旋光束在近场可以直接干涉。通常采用全息光栅法产生远场涡旋光束, 电场为横场, 在 XY 平面内沿角向变化, 叠加之后各个位置的偏振态都不同, 无法直接干涉。

参 考 文 献

- [1] Mirhosseini M, Magaña-Loaiza O S, Chen C C, *et al.* Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum [J]. *Optics Express*, 2013, 21(25): 30196-30203.
- [2] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 343-348.
- [3] Nicolas A, Veissier L, Giner L, *et al.* A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(3): 234-238.
- [4] Tsai W Y, Huang J S, Huang C B. Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic archimedes spiral [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(2): 547-552.
- [5] Miao P, Zhang Z F, Sun J B, *et al.* Orbital angular momentum microlaser [J]. *Science*, 2016, 353(6298): 464-467.
- [6] Lin J, Mueller J P B, Wang Q, *et al.* Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons [J]. *Science*, 2013, 340(6130): 331-334.
- [7] Chen C F, Ku C T, Tai Y H, *et al.* Creating optical near-field orbital angular momentum in a gold metasurface [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(4): 2746-2750.
- [8] Zhou H L, Dong J J, Zhou Y F, *et al.* Designing appointed and multiple focuses with plasmonic vortex lenses [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(4): 1-7.
- [9] Ren H, Li X, Zhang Q, *et al.* On-chip noninterference angular momentum multiplexing of broadband light [J]. *Science*, 2016, 352(6287): 805-809.
- [10] Maguid E, Yulevich I, Veksler D, *et al.* Photonic spin-controlled multifunctional shared-aperture antenna array [J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1202-1206.
- [11] Li Y, Mo W C, Yang Z G, *et al.* Generation of terahertz vortex beams based on metasurface antenna array [J]. *Laser Technology*, 2017, 41(5): 644-648. 李瑶, 莫伟成, 杨振刚, 等. 利用超表面天线阵列产生太赫兹涡旋光束 [J]. *激光技术*, 2017, 41(5): 644-648.
- [12] Wang B, Zhang Y. Design and applications of THz metamaterials and metasurfaces [J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2015, 13(1): 1-12. 王波, 张岩. 太赫兹超材料和超表面器件的研发与应用 [J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2015, 13(1): 1-12.
- [13] Liu J F, Liu S, Fu X J, *et al.* Terahertz information metamaterials and metasurfaces [J]. *Journal of Radars*, 2018, 7(1): 46-55. 刘峻峰, 刘硕, 傅晓建, 等. 太赫兹信息超材料与超表面 [J]. *雷达学报*, 2018, 7(1): 46-55.
- [14] Spektor G, David A, Gjonaj B, *et al.* Metafocusing by a metaspiral plasmonic lens [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(9): 5739-5743.
- [15] Lee S Y, Kim S J, Kwon H, *et al.* Spin-direction control of high-order plasmonic vortex with double-ring distributed nanoslits [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2015, 27(7): 705-708.
- [16] Huang F, Jiang X Q, Yuan H M, *et al.* Focusing surface plasmon polaritons and detecting Stokes parameters utilizing nanoslits distributed plasmonic lenses [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1684-1687.
- [17] Yin X, Ye Z, Rho J, *et al.* Photonic spin hall effect at metasurfaces [J]. *Science*, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [18] Gorodetski Y, Niv A, Kleiner V, *et al.* Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 043903.
- [19] Wang Y, Zhao P, Feng X, *et al.* Dynamically sculpturing plasmonic vortices: from integer to fractional orbital angular momentum [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 36269.
- [20] Spektor G, Kilbane D, Mahro A K, *et al.* Revealing the subfemtosecond dynamics of orbital angular momentum in nanoplasmonic vortices [J]. *Science*, 2017, 355(6330): 1187-1191.

- [21] Gorodetski Y, Shitrit N, Bretner I, *et al.* Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures[J]. *Nano Letters*, 2009, 9(8): 3016-3019.
- [22] Shitrit N, Bretner I, Gorodetski Y, *et al.* Optical spin hall effects in plasmonic chains [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(5): 2038-2042.
- [23] Spektor G, David A, Gjonaj B, *et al.* Linearly dichroic plasmonic lens and hetero-chiral structures [J]. *Optics Express*, 2016, 24(3): 2436-2442.
- [24] Yue F Y, Wen D D, Zhang C M, *et al.* Multichannel polarization-controllable superpositions of orbital angular momentum states [J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(15): 1603838.