

基于太赫兹超表面的偏振无关表面等离子体涡旋发生器

孙博文

上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海

收稿日期: 2023年4月11日; 录用日期: 2023年5月24日; 发布日期: 2023年5月31日

摘要

为了解决近场表面等离子体(Surface plasmon polaritons, SPP)涡旋自旋绑定的问题, 本文提出了一种基于几何和动力学相位结合的、控制太赫兹(THz)近场表面等离子体涡旋的超表面设计方法, 通过调控超薄金薄膜中空气凹槽阵列的转向角和径向位置, 来激发表面波并灵活地形成拓扑荷数不受自旋态影响的太赫兹表面等离子体涡旋场分布, 从而解除了表面等离子体涡旋与自旋手性之间锁定的限制, 并通过时域有限差分(FDTD)方法进行了数值仿真验证。该方法为调制太赫兹近场表面等离子体涡旋提供了前所未有的自由度, 这将在太赫兹通信、集成系统中具有潜在的应用价值。

关键词

太赫兹超表面, 近场表面等离子体涡旋, 偏振无关, 拓扑荷

Polarization-Independent Surface Plasmon Polaritons Vortex Generator Based on Terahertz Metasurface

Bowen Sun

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

Received: Apr. 11th, 2023; accepted: May 24th, 2023; published: May 31st, 2023

Abstract

In order to solve the spin-locking problem of near-field surface plasmon polaritons (SPP) vortices,

a metasurface design method for terahertz (THz) near-field SPP vortices is proposed based on the combination of geometric and dynamic phases. By manipulating the orientation angle and radial position of the air slit array in the ultra-thin gold film, the excited surface waves are flexibly generated and the topological charge of terahertz SPP vortex field is independent of the spin chirality. Thus, the limitation between the SPP vortex and the spin chirality is removed. The numerical simulation is carried out by using the finite difference time domain (FDTD) method. This design provides an unprecedented degree of freedom for modulating terahertz near-field SPP vortices, which will have potential applications in terahertz communication and integration systems.

Keywords

Terahertz Metasurface, Near-Field SPP Vortice, Polarization Independent, Topological Charge

Copyright © 2023 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

超表面是超材料的二维对等物，它可以精确地调控电磁波的相位、偏振和振幅，为开发具有不同寻常功能的小型化和集成器件提供了一个超薄和超紧凑的平台。基于超表面的大量应用，如广义斯奈尔定律[1] [2]，超透镜[3]-[8]，自旋霍尔效应[9]，全息图[10] [11] [12]和非线性光学[13]等已被证实。由具有相同形状和不同转向角的单元结构组成的几何超表面可以实现自旋到轨道角动量(OAM)的转换，通过仔细控制每个单元结构的方向，入射的圆偏振电磁波可以转换为涡旋光束、莫比乌斯环和复合涡旋等多功能电磁波。

近年来，与表面等离子体涡旋相关的近场 OAM 因其在芯片量子信息处理、通信、光聚焦、光镊和超薄螺旋相位板上的潜在应用而引起了人们的广泛关注。产生表面等离子体涡旋的方法主要可分为两种，第一种是嵌入在金属薄膜中的圆环形凹槽结构[14]-[19]，以产生表面等离子体涡旋或自旋霍尔效应，通过局部改变每个矩孔凹槽的方向角，可以调整其产生的相位(几何相位)分布，从而实现任意拓扑荷数的 SPP 涡旋场分布。然而，这种方法产生的电磁波，其拓扑荷数与入射偏振光的自旋手性相互绑定，即左旋圆偏振光(LCP)与右旋圆偏振光(RCP)具有正负号相反的 SPP 涡旋场分布。第二种调控方式与单元凹槽沿着方位角的路径差引起的动力学相位有关，即螺旋状分布结构[20]-[25]。然而，在这种方法调控下，LCP 和 RCP 光照得到的 SPP 涡旋拓扑荷数差值总是限制在 2，这极大制约了激发表面波涡旋的拓扑荷数的范围。显然，现有的近场表面等离子体涡旋的生成方法遇到了挑战，在拓扑荷数的反向符号(单独基于几何相位)和拓扑荷数的差值限制(单独基于动态相位)两种约束条件下，不可避免地限制了 SPP 涡旋在芯片集成器件等领域的实际应用。因此，我们提出了一种控制太赫兹近场表面等离子体涡旋的方法，将几何相位和动力学相位结合起来，克服了上述拓扑荷数的限制，实现了不受入射光自旋手性影响的偏振无关 SPP 涡旋，获得了更高自由度的操纵 OAM 的能力。

2. 设计原理

2.1. 太赫兹功能器件示意图

图 1 展示了本文所设计的偏振无关的太赫兹表面等离子体涡旋发生器，当 LCP 太赫兹波入射到该超

表面结构上，将在透射面局部范围内产生表面等离子体涡旋，当入射偏振态调整为左旋椭圆偏振光(LECP)、线偏振光(LP)、右旋椭圆偏振光(RECP)和 RCP 时，超表面结构仍会在透射方中心产生一个表面等离子体涡旋，且其拓扑荷数始终保持不变，因此得到了偏振无关的太赫兹表面等离子体涡旋，打破了拓扑荷符号与自旋手性绑定的机制。

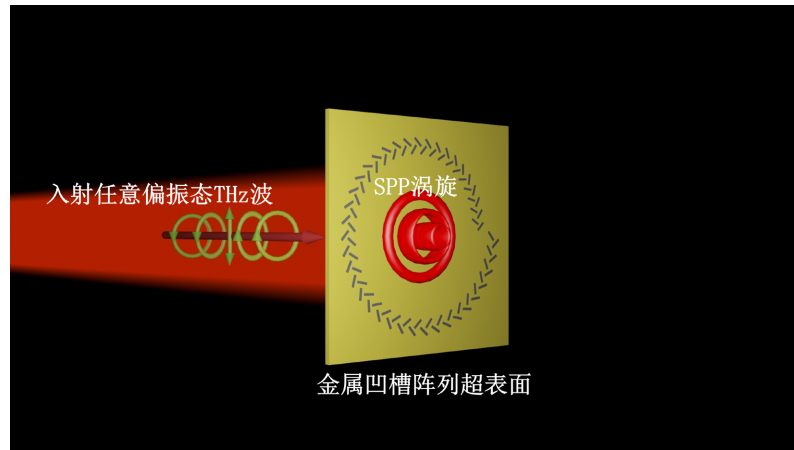


Figure 1. Diagram of a polarization-independent terahertz SPP vortex generator
图 1. 偏振无关的太赫兹表面等离子体涡旋发生器示意图

2.2. 表面电场分布公式推导

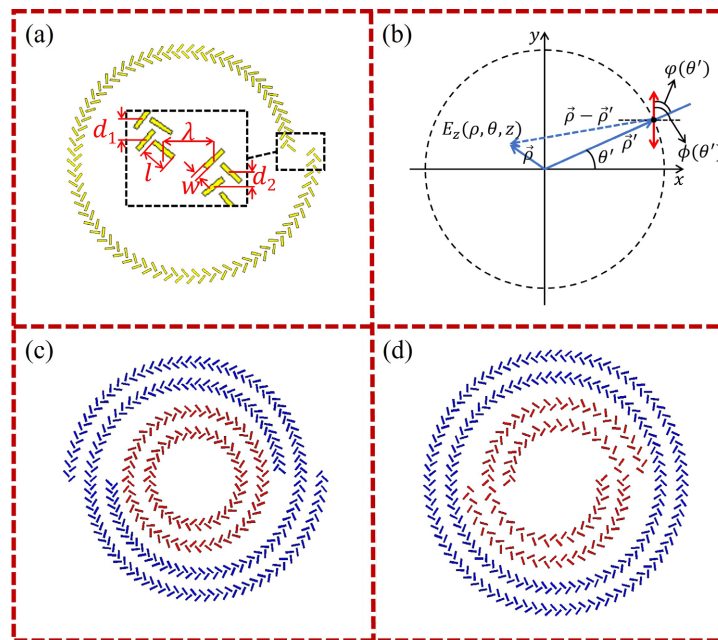


Figure 2. Diagram of spiral line structure and design principle. (a) Diagram of spiral line structure composed of rectangular hole slit array; (b) Principle of near-field SPP excitation; (c) Spiral line structure composed of rectangular hole slit array for generating SPP vortex with the topological charge of +1; (d) Spiral line structure composed of rectangular hole slit array for generating SPP vortex with the topological charge of -1

图 2. 螺旋线结构设计及原理示意图。(a) 螺旋线型矩孔凹槽阵列结构示意图；(b) 近场 SPP 激发原理；(c) 产生拓扑荷数为+1 的 SPP 涡旋的双层螺旋线型矩孔凹槽阵列结构；(d) 产生拓扑荷数为-1 的 SPP 涡旋的双层螺旋线型矩孔凹槽阵列结构

如图 2(a)所示, 本文所设计的结构参数如下: $w = 300 \text{ um}$, $l = 60 \text{ um}$, $\lambda = 800 \text{ um}$, $d_1 = \lambda_{SPP}/2 = 400 \text{ um}$, $d_2 = \lambda_{SPP}/4 = 200 \text{ um}$ (其中 $\lambda_{SPP} = \lambda \sqrt{\frac{\epsilon_d + \epsilon_m}{\epsilon_m \epsilon_d}}$ 代表所产生的 SPP 的波长, λ 是入射光波长, ϵ_d 和 ϵ_m 分别为电介质和金属材料的介电常数)。在光照下, 所设计的金薄膜超表面上, 每个矩形空气凹槽都可以作为一个电偶极子(见图 2(b)), 凹槽边界处有很多的自由电子, 入射电场引起了这些自由电子的共振而激发出表面等离子体电场。由于矩形凹槽的较长边聚集了更多的自由电子, 所以激发的电场主要是垂直于凹槽结构。围绕成一个环形的矩孔凹槽阵列结构所激发 SPP 表面电场可以表示为

$$E_Z(\rho, \theta, z) = e^{-K_a z} \int A(\theta') e^{j\Phi(\theta')} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \quad (1)$$

其中 K_a 为衰减系数, θ' 为凹槽结构的方位角, $\Phi = \pm\varphi(\theta')$, 附加相位的 \pm 由入射自旋手性决定, $\varphi(\theta') = n\theta'$ 为凹槽结构长边与 x 轴的夹角, n 为结构旋转因子, $\phi(\theta') = \varphi(\theta') - \theta'$ 为凹槽结构旋转角与方位角之差, $A(\theta')$ 为激发的振幅 $A(\theta') = A_0 \cos(\phi(\theta'))$ 。因此, 由相互正交的一对凹槽结构所围绕成的双环结构, 其产生的表面电场可以表示为

$$E_Z = e^{-K_a z} \int (A_{in} e^{j\Phi_{in}} + A_{out} e^{j\Phi_{out}} e^{jk_{SPP}d}) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \quad (2)$$

其中, $d = \frac{\lambda_{SPP}}{2}$,

$$\begin{aligned} A_{in} &= A_0 \cos \varphi(\theta') = A_0 \cos(n-1)\theta', \\ A_{out} &= A_0 \cos[(n-1)\theta' + \pi/2] = -A_0 \sin(n-1)\theta', \\ \Phi &= \pm\phi(\theta'), \quad \phi_{in}(\theta') = n\theta', \quad \phi_{out}(\theta') = n(\theta' + \pi/2n) \end{aligned}$$

代入可解得

$$\begin{aligned} E_Z &= e^{-K_a z} \int (\cos((n-1)\theta') \mp j \sin((n-1)\theta') e^{jk_{SPP}d}) \times A_0 e^{\pm jn\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\ &= e^{-K_a z} \int A_0 e^{\pm j(2n-1)\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\ &\propto J_{\pm(2n-1)}(k_{SPP}|\rho - \rho'|) \end{aligned} \quad (3)$$

由公式(3)可知, 双环矩孔凹槽阵列所产生的表面电场可表达为 $\pm(2n-1)$ 阶贝塞尔函数形式, 即拓扑荷数为 $\pm(2n-1)$ 的涡旋光束, \pm 由入射圆偏振光自旋态决定。因此, 当旋转因子 n 确定后, 在 LCP 与 RCP 入射下, 双环矩孔凹槽阵列结构所产生近场表面等离子体涡旋的拓扑荷数符号相反, 即拓扑荷数与自旋手性相绑定, 无法实现左右旋圆偏振态下拓扑荷数的自由调控, 这极大的制约了 SPP 轨道角动量的操纵能力。

为了进一步扩展操控近场 SPP 涡旋的自由度, 引入了动力学相位理念的螺旋线结构提供了另一种调控方式。如图 2(a)所示, 螺旋线结构沿着方位角的半径分布可以表示为

$$\rho(\theta) = \rho_0 + m \frac{\lambda_{SPP}}{2\pi} \theta \quad (4)$$

其中, ρ_0 是没有引入动力学相位时的圆环初始半径, m 是动力学相位因子, 可取值为 ± 1 、 ± 2 、 ± 3 等。这样的双环螺旋线型矩孔凹槽阵列, 其产生的表面电场可表示为

$$\begin{aligned}
E_Z &= e^{-K_a Z} \int \left(A_{in} e^{j\Phi_{in} + jm\theta'} + A_{out} e^{j\Phi_{out} + jm\theta'} e^{jk_{SPP}d} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} \int \left(A_0 \cos(n-1)\theta' e^{\pm jn\theta' + jm\theta'} \pm A_0 \sin(n-1)\theta' e^{\pm j(n\theta' + \pi/2) + jm\theta'} e^{jk_{SPP}d} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} \int A_0 e^{\pm jn\theta' + jm\theta'} \left(\cos(n-1)\theta' \mp j \sin(n-1)\theta' e^{jk_{SPP}d} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} A_0 \int e^{\pm j(2n-1)\theta'} e^{jm\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&\propto J_{m \pm (2n-1)} k_{SPP} |\rho - \rho'|
\end{aligned} \tag{5}$$

由公式(5)可知, 在 $d = \frac{\lambda_{SPP}}{2}$ 条件下, 双环矩孔凹槽阵列所产生的表面电场可表达为 $m \pm (2n-1)$ 阶贝塞尔函数形式, 即拓扑荷数为 $m \pm (2n-1)$ 的涡旋光束, \pm 由入射圆偏振光自旋态决定。即使在几何相位与动力学相位结合的情况下, 表面等离子体涡旋仍然与入射自旋态相互绑定, 即一旦结构的 m 与 n 的值确定, 入射 LCP 与 RCP 得到的近场 SPP 涡旋无法分别调控。

2.3. 单向螺旋线结构理论公式推导

为了打破轨道角动量与自旋手性的锁定性, 单独对左右旋圆偏振态进行独立调控, 取 $d = \frac{\lambda_{SPP}}{4}$, 实现圆偏振光入射下表面等离子体涡旋的单向传播[16]。针对入射自旋手性单向传输的双环矩孔凹槽阵列螺旋线结构, 其产生的表面电场可以表示为

$$\begin{aligned}
E_Z &= e^{-K_a Z} \int \left(A_{in} e^{j\Phi_{in} \pm jm\theta'} + A_{out} e^{j\Phi_{out} \pm jm\theta'} e^{jk_{SPP}d} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} \int \left(A_0 \cos(n-1)\theta' e^{\pm jn\theta' \pm jm\theta'} \pm A_0 \sin(n-1)\theta' e^{\pm j(n\theta' + \pi/2) \pm jm\theta'} e^{jk_{SPP} \frac{\lambda_{SPP}}{4}} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} \int A_0 e^{\pm jn\theta' \pm jm\theta'} \left(\cos(n-1)\theta' \mp j \sin(n-1)\theta' e^{j \frac{\pi}{2}} \right) \times e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&= e^{-K_a Z} A_0 \int \left(\cos(n-1)\theta' \pm \sin(n-1)\theta' \right) e^{\pm jn\theta'} e^{\pm jm\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta'
\end{aligned} \tag{6}$$

当且仅当 $n = 1$ 时, 公式(6)可以化简为

$$\begin{aligned}
E_Z &= e^{-K_a Z} A_0 \int e^{\pm j\theta'} e^{\pm jm\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&\propto J_{\pm(m+1)} k_{SPP} |\rho - \rho'|
\end{aligned} \tag{7}$$

由公式(7)可知, 在单向传输条件下, 双环矩孔凹槽阵列螺旋线结构所产生的近场轨道角动量, 其拓扑荷由 m 值以及入射光自旋手性控制, 在 LCP 与 RCP 分别入射下, 可以获得拓扑荷数符号相反的 SPP 涡旋, 由于该结构所产生的 SPP 是单向传播的, 即若针对 LCP 设计 m 值, 则 LCP 入射时可以获得设计的近场涡旋, 而 RCP 入射时结构将产生向外发散的表面波, 无法有效形成近场涡旋。

为了解决以上单向传输下产生 SPP 涡旋的限制, 本文设计了双层螺旋线结构(见图 2(c)、图 2(d)), 该结构由两个不同直径的双环螺旋线结构叠加而成(双倍的内、外环结构是为了增强整体产生的表面电场强度, 红色与蓝色是为了区分针对 LCP、RCP 的内环、外环结构。)两个螺旋线结构分别附加相反旋向的动力学相位, 取不同符号、不同数值的 m 值, 分别针对入射的 LCP、RCP 进行波前调控, 来达到解除近场轨道角动量与自旋手性之间锁定性的目的, 该设计所产生的表面电场可以表示为

$$\begin{aligned}
E_{Z_{LCP}} &= e^{-K_a Z} A_0 \int e^{j\theta'} e^{jm_1\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho - \rho'|} d\theta' \\
&\propto J_{m_1+1} k_{SPP} |\rho - \rho'|
\end{aligned} \tag{8}$$

$$E_{Z_{RCP}} = e^{-K_a Z} A_0 \int e^{-j\theta'} e^{jm_2\theta'} e^{jk_{SPP}|\rho-\rho'|} d\theta' \propto J_{m_2-1} k_{SPP} |\rho-\rho'| \tag{9}$$

其中， m_1 是双层螺旋线结构中内环所附加的动力学相位因子，该环针对 LCP 入射光进行方向向着环内的单向波前调控， m_2 是双层螺旋线结构中外环所附加的动力学相位因子，该环针对 RCP 入射光进行方向向着环内的单向波前调控。在这样的双层叠加结构设计下，通过设计不同的 m_1 、 m_2 ，可以对 LCP 与 RCP 近场轨道角动量分别单独调控，达到解除 SPP 涡旋与自旋手性锁定的效果。

为了验证以上提出的理论，本文设计了两种双层矩孔阵列螺旋线结构，如图 2(c)、图 2(d)所示，分别设计了不同拓扑荷数的偏振无关的双层矩孔阵列螺旋线结构。图 2(c)结构所设计的拓扑荷数为+1，即内环在 LCP 太赫兹波照射下与外环在 RCP 太赫兹波照射下，均会产生一个拓扑荷数为+1 的近场表面等离子体涡旋，其中内环 $m_1 = 0$ ，外环 $m_2 = 2$ 。图 2(d)结构所设计的拓扑荷数为-1，即内环在 LCP 太赫兹波照射下与外环在 RCP 太赫兹波照射下，均会产生一个拓扑荷数为-1 的近场表面等离子体涡旋，其中内环 $m_1 = -2$ ，外环 $m_2 = 0$ (m 的符号代表附加动力学相位的旋向，即环半径沿着 θ' 变化或沿着 $-\theta'$ 变化)。仿真结果如图 3、图 4 所示。

3. 仿真结果分析

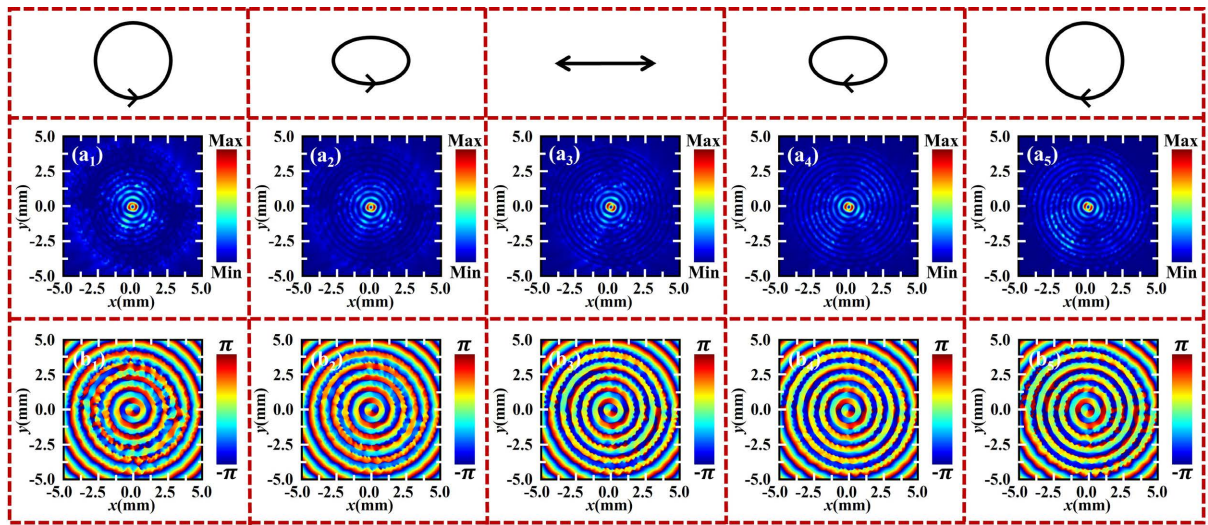


Figure 3. Numerical electric-field and phase distributions for polarization-independent terahertz SPP vortex generator with the topological charge of +1. (a₁)~(a₅) Numerical electric-field distributions under the illumination of LCP, LECP, LP, RECP and RCP THz waves; (b₁)~(b₅) Numerical phase distributions under the illumination of LCP, LECP, LP, RECP and RCP THz waves

图 3. 拓扑荷数为+1 的偏振无关太赫兹 SPP 涡旋发生器电场及相位分布仿真结果。(a₁)~(a₅) 在 LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP 太赫兹波入射下得到的表面电场分布仿真结果；(b₁)~(b₅) 在 LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP 太赫兹波入射下得到的相位分布仿真结果

图 3 为图 2(c)结构的 FDTD 软件数值仿真结果，即拓扑荷数为+1 的偏振无关双层矩孔阵列螺旋线结构，在 LCP 太赫兹波入射下，所设计的超表面结构会在表面中心产生一个近场表面等离子体涡旋，表面电场强度分布如图 3(a₁)所示，中心位置处产生了一个圆环形电场强度分布，对应的相位分布如图 3(b₁)所示，中心呈现出明显的涡旋相位分布，其拓扑荷数为+1，即逆时针围绕中心奇点一周得到的相位覆盖为 2π ，与理论设计相符合。因为螺旋线的内环与外环结构分别针对入射 LCP、RCP 太赫兹波，因此在 LCP 太赫兹波入射下，只有内环起到了产生近场 SPP 的作用，外环在 LCP 太赫兹波作用下始终产生向环

外发散的表面电场。当入射偏振态调整为 LECP 时，由于 LECP 可以分解为不同分量的 LCP 与 RCP，所以此时的内环、外环同时在中心产生近场 SPP 涡旋，其中大部分的表面电场由 LCP (即内环生效) 贡献，占主要成分的内环(拓扑荷数为+1)和少量的外环(拓扑荷数为+1)产生的近场 SPP 涡旋在中心位置进行叠加，仍然得到拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋。仿真效果如图 3(a₂)所示，表面电场分布的中心呈现出一个近场 SPP 涡旋分布，对应相位分布如图 3(b₂)所示，相位分布的中心仍然具有拓扑荷数为+1 的涡旋相位分布，因此在 LCP 与 LECP 太赫兹波入射下，所设计的螺旋线超表面结构得到了相同的结果，即拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋。当入射偏振态调整为 LP 时，入射光中的 LCP 与 RCP 分量相等，内环与外环同时作用并产生近场 SPP 涡旋(拓扑荷数为+1)，叠加后依然得到拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋。仿真表面电场分布如图 3(a₃)所示，相位分布如图 3(b₃)所示，LP 入射下的效果与 LCP、LECP 入射时保持一致，皆呈现为拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋分布。当入射偏振态调整为 RECP 时，所产生表面电场由占主要成分的 RCP(即外环生效)和少量的 LCP(即内环生效)共同构成，仿真表面电场及相位分布如图 3(a₄)、图 3(b₄)所示，呈现出拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋，与 LCP、LECP、LP 入射效果保持一致。当入射偏振态调整为 RCP 时，内环不再产生有效的 SPP 涡旋分布，而是完全向环外发散，只有外环可以被激发产生拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋，仿真表面电场及相位分布如图 3(a₅)、图 3(b₅)所示，在 RCP 太赫兹波入射下，所设计的双层螺旋线结构可以在结构中心产生一个拓扑荷数为+1 的近场 SPP 涡旋，此现象与 LCP、LECP、LP、RECP 入射时保持一致，由此可以得出结论，本文所提出的双层螺旋线超表面结构体现出了偏振无关的性质，在任意偏振态入射下，都可以得到固定不变拓扑荷数的近场表面等离子体涡旋，成功打破了近场 SPP 涡旋与入射自旋手性之间的锁定性，增加了近场 SPP 涡旋调控的自由度。

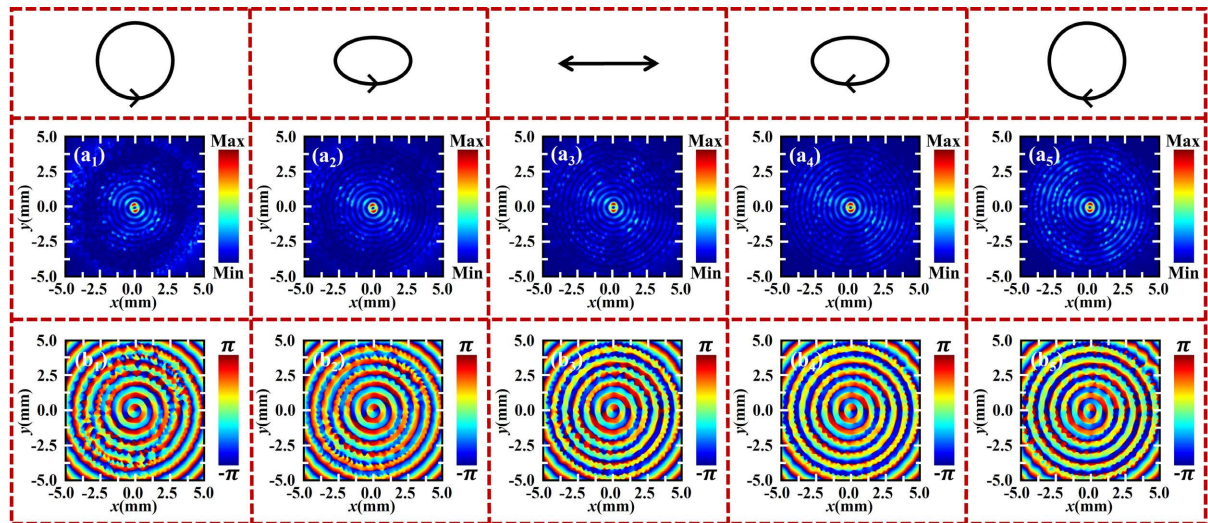


Figure 4. Numerical electric-field and phase distributions for polarization-independent terahertz SPP vortex generator with the topological charge of -1 . (a₁)~(a₅) Numerical electric-field distributions under the illumination of LCP, LECP, LP, RECP and RCP THz waves; (b₁)~(b₅) Numerical phase distributions under the illumination of LCP, LECP, LP, RECP and RCP THz waves

图 4. 拓扑荷数为 -1 的偏振无关太赫兹 SPP 涡旋发生器电场及相位分布仿真结果。(a₁)~(a₅) 在 LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP 太赫兹波入射下得到的表面电场分布仿真结果；(b₁)~(b₅) 在 LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP 太赫兹波入射下得到的相位分布仿真结果

为了进一步验证本文所提出方法的适用性，接下来本文设计并仿真验证了第二种结构，即拓扑荷数为 -1 的偏振无关双层矩孔阵列螺旋线结构，如图 2(d)所示。FDTD 数值仿真结果如图 4 所示，图 4(a₁)~(a₅) 分别为入射 LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP 太赫兹波时得到的表面电场分布，与图 3(a₁)~(a₅) 仿真结果

相似,均呈现出一个位于中心处的 SPP 涡旋分布,对应的相位分布如图 4(b₁)~(b₅)所示,中心位置处呈现出涡旋相位分布,其拓扑荷数为-1,即顺时针围绕中心奇点一周得到的相位覆盖为 2π ,与理论设计相符合。因此在任意偏振态太赫兹波照射下,该超表面结构都可以产生拓扑荷数为-1的近场 SPP 涡旋,验证了拓扑荷数为-1的偏振无关双层矩孔阵列螺旋线结构的可行性。

4. 结论

本文提出了一种将几何相位与动力学相位相结合的新方法,设计了由双层矩孔凹槽螺旋线阵列构成的金薄膜超表面结构,这种全新设计可以打破传统近场表面等离子体涡旋与入射光自旋手性之间的锁定性,得到了拓扑荷数可控的、偏振无关的近场表面等离子体涡旋,实现了任意入射偏振态下,对近场表面等离子体涡旋拓扑荷数的自由调控。本文基于数值仿真软件(FDTD)对所设计的结构进行了验证,结果显示在任意偏振态(LCP、LECP、LP、RECP 和 RCP)太赫兹波入射下,可以得到不受入射偏振态影响的近场表面等离子体涡旋。相比于单独使用几何相位和动力学相位的传统方法,本文的方法在原理上实现了突破,成功解除了近场 SPP 涡旋与入射自旋态的绑定机制,所设计的偏振无关表面等离子体涡旋发生器件,结构简单有效,开辟了一条新的用于近场轨道角动量研究的道路,并有望应用于光通讯、信息处理与编码、芯片集成多功能器件等领域。

参考文献

- [1] Yu, N., Genevet, P., Kats, M.A., Aieta, F., Tetienne, J.-P., Capasso, F. and Gaburro, Z. (2011) Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction. *Science*, **334**, 333-337. <https://doi.org/10.1126/science.1210713>
- [2] Huang, L., Chen, X., Muhlenbernd, H., Li, G., Bai, B., Tan, Q., *et al.* (2012) Dispersionless Phase Discontinuities for Controlling Light Propagation. *Nano Letters*, **12**, 5750-5755. <https://doi.org/10.1021/nl303031j>
- [3] Chen, X., Huang, L., Muhlenbernd, H., Li, G., Bai, B., Tan, Q., *et al.* (2012) Dual-Polarity Plasmonic Metalens for Visible Light. *Nature Communications*, **3**, Article No. 1198. <https://doi.org/10.1038/ncomms2207>
- [4] Khorasaninejad, M., Chen, W., Devlin, R., Oh, J., Zhu, A.Y. and Capasso, F. (2016) Metalenses at Visible Wavelengths: Diffraction-Limited Focusing and Subwavelength Resolution Imaging. *Science*, **352**, 1190-1194. <https://doi.org/10.1126/science.aaf6644>
- [5] Lin, R., Sun, V., Wang, S., Chen, M., Chung, T., Chen, Y., *et al.* (2019) Achromatic Metalens Array for Full-Colour Light-Field Imaging. *Nature Nanotechnology*, **14**, 227-231. <https://doi.org/10.1515/ntrev-2019-0021>
- [6] Zang, X.F., Ding, H.Z., Intaravanne, Y., Chen, L., Peng, Y., Xie, J.Y., *et al.* (2019) A Multi-Foci Metalens with Polarization-Rotated Focal Points. *Laser & Photonics Reviews*, **13**, Article ID: 1900182. <https://doi.org/10.1002/lpor.201900182>
- [7] Zang, X.F., Xu, W.W., Gu, M., Yao, B.S., Chen, L., Peng, Y., *et al.* (2020) A Multi-Foci Metalens with Polarization-Rotated Focal Points. *Advanced Optical Materials*, **8**, Article ID: 1901342. <https://doi.org/10.1002/adom.201901342>
- [8] Zhang, Z.R., Yang, Q.L., Gong, M.H., Chen, M. and Long, Z.W. (2020) Metasurface Lens with Angular Modulation for Extended Depth of Focus Imaging. *Optics Letters*, **45**, 611-614. <https://doi.org/10.1364/OL.382812>
- [9] Ling, X.H., Zhou, X.X., Yi, X.N., Shu, W.X., Liu, Y.C., Chen, S.Z., *et al.* (2015) Giant Photonic Spin Hall Effect in Momentum Space in a Structured Metamaterial with Spatially Varying Birefringence. *Light: Science & Applications*, **4**, e290. <https://doi.org/10.1038/lsa.2015.63>
- [10] Zheng, G., Muhlenbernd, H., Kenney, M., Li, G., Zentgraf, T. and Zhang, S. (2015) Metasurface Holograms Reaching 80% Efficiency. *Nature Nanotechnology*, **10**, 308-312. <https://doi.org/10.1038/nnano.2015.2>
- [11] Wen, D., Yue, D.F., Li, G., Zheng, G., Chan, K., Chen, S., *et al.* (2015) Helicity Multiplexed Broadband Metasurface Holograms. *Nature Communications*, **6**, Article No. 8241. <https://doi.org/10.1038/ncomms9241>
- [12] Jin, L., Dong, Z., Mei, S., Yu, Y., Wei, Z., Pan, Z., *et al.* (2018) Noninterleaved Metasurface for (26-1) Spin- and Wavelength-Encoded Holograms. *Nano Letters*, **18**, 8016-8024. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b04246>
- [13] Hu, G., Hong, X., Wang, K., Wu, J., Xu, H.-X., Zhao, W., *et al.* (2019) Coherent Steering of Nonlinear Chiral Valley Photons with a Synthetic Au-WS₂ Metasurface. *Nature Photonics*, **13**, 467-472.

-
- <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0399-1>
- [14] Lee, S., Kim, S., Won, H. and Lee, B. (2015) Spin-Direction Control of High-Order Plasmonic Vortex with Double-Ring Distributed Nanoslits. *IEEE Photonics Technology Letters*, **27**, 705-708. <https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2390217>
- [15] Tan, Q., Guo, Q., Liu, H., Huang, X. and Zhang, S. (2017) Controlling the Plasmonic Orbital Angular Momentum by Combining the Geometric and Dynamic Phases. *Nanoscale*, **9**, 4944-4949. <https://doi.org/10.1039/C7NR00124J>
- [16] Lin, J., Mueller, J.P.B., Wang, Q., Yuan, G., Antoniou, N., Yuan, X. and Capasso, F. (2013) Polarization-Controlled Tunable Directional Coupling of Surface Plasmon Polaritons. *Science*, **340**, 331-334. <https://doi.org/10.1126/science.1233746>
- [17] Zang, X., Dong, F., Yue, F., Zhang, C., Xu, L., Song, Z., *et al.* (2018) Polarization Encoded Color Image Embedded in a Dielectric Metasurface. *Advanced Materials*, **30**, Article ID: 1707499. <https://doi.org/10.1002/adma.201707499>
- [18] Lang, Y., Xu, Q., Chen, X., Han, J., Jiang, X., Xu, Y., *et al.* (2022) On-Chip Plasmonic Vortex Interferometers. *Laser & Photonics Reviews*, **16**, Article ID: 2200242. <https://doi.org/10.1002/lpor.202200242>
- [19] Liu, F., Wang, D., Zhu, H., Zhang, X., Liu, T., Sun, S., *et al.* (2023) High-Efficiency Metasurface-Based Surface-Plasmon Lenses. *Laser & Photonics Reviews*, **2023**, Article ID: 2201001. <https://doi.org/10.1002/lpor.202201001>
- [20] Chen, W., Abeysinghe, D.C., Nelson, R.L. and Zhan, Q. (2010) Experimental Confirmation of Miniature Spiral Plasmonic Lens as a Circular Polarization Analyzer. *Nano Letters*, **10**, 2075-2079. <https://doi.org/10.1021/nl100340w>
- [21] Heeres, R. and Zwiller, V. (2014) Subwavelength Focusing of Light with Orbital Angular Momentum. *Nano Letters*, **14**, 4598-4601. <https://doi.org/10.1021/nl501647t>
- [22] Chen, C., Ku, C., Tai, Y., Wei, P., Lin, H. and Huang, C. (2015) Creating Optical Near-Field Orbital Angular Momentum in a Gold Metasurface. *Nano Letters*, **15**, 2746-2750. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00601>
- [23] Ren, H., Li, X.P., Zhang, Q.M. and Gu, M. (2016) On-Chip Noninterference Angular Momentum Multiplexing of Broadband Light. *Science*, **352**, 805-809. <https://doi.org/10.1126/science.aaf1112>
- [24] Zang, X.F., Zhu, Y.M., Mao, C.X., Xu, W.W., Ding, H.Z., Xie, J.Y., *et al.* (2019) Manipulating Terahertz Plasmonic Vortex Based on Geometric and Dynamic Phase. *Advanced Optical Materials*, **7**, Article ID: 1801328. <https://doi.org/10.1002/adom.201801328>
- [25] An, X.-Q., Song, H.-S., Zeng, X.-Y., Gu, M.-N., Jiang, Z.-S., He, C.-W., *et al.* (2022) Arbitrary Superposition of Plasmonic Orbital Angular Momentum States with Nanostructures. *Optics Letters*, **47**, 2032-2035. <https://doi.org/10.1364/OL.451162>