

基于人工表面等离子激元探针实现太赫兹波的 紧聚焦和场增强*

王晓雷¹⁾ 赵洁惠¹⁾ 李森²⁾ 姜光科¹⁾ 胡晓雪¹⁾
张楠¹⁾ 翟宏琛¹⁾ 刘伟伟^{1)†}

1) (南开大学电子信息与光学工程学院, 现代光学研究所, 天津 300350)

2) (南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏省光电技术重点实验室, 南京 210023)

(2019年10月9日收到; 2019年12月10日收到修改稿)

为提高太赫兹近场显微成像技术的分辨率, 设计了一款在 Teflon 探针的尖锥形表面镀上厚度渐变、具有相同占空比的超薄金属银制条带的探针, 用于实现探针尖端处人工表面等离子激元的激发和太赫兹波的亚波长聚焦. 研究表明, 对于频率为 0.1 THz 的入射波, 厚度渐变镀银条带探针产生的紧聚焦光场的尺寸可稳定在 20 μm 左右 ($\lambda/150$), 探针尖端处最大电场强度为入射电场强度的 849 倍. 研究还发现, 周期性金属条带的数目和入射电场的偏振方向可对探针尖端处产生的紧聚焦光斑的尺寸和电场强度等进行灵活有效的调控.

关键词: 太赫兹, 人工表面等离子激元, 超分辨, 光场调控

PACS: 42.15.-i, 52.40.Db, 42.72.-g, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.69.20191531

1 引言

太赫兹波指频率范围为 0.1—10 THz (30 μm —3 mm) 的电磁波. 由于其具有瞬态性、超宽谱、低光子能量等独特的性质, 所以太赫兹近场显微成像技术在生物医疗、安检和无损检测等方面有着重要的应用前景^[1,2]. 然而目前其分辨率由于衍射极限的存在只能达到波长量级, 这对于实现微米量级的物质表征和生物样品探测存在困难. 因此, 突破光学衍射极限的限制使空间分辨率达到微米量级成为了太赫兹高分辨成像的发展趋势. 而在太赫兹近场显微成像中, 借助于探针可将聚焦场的尺寸压缩到亚波长量级, 其形状、材料、结构等参数的选择将对探针尖端处电磁波的聚焦与增强产生重要的

影响^[3,4]. 常规探针尖端附近的尺寸远小于波长, 会导致模式截止, 造成针尖处的能量聚焦效率很低. 近年来, 基于金属条带和超薄光栅结构^[5–14]的人工表面等离子激元 (spoof surface plasmons, SSP)^[15–17] 因其可实现对光束的亚波长操控而得到研究人员关注, 表面等离子激元理论在太赫兹波段的研究成果为太赫兹超分辨率探针的实现提供了新的思路.

2011年, Marx等^[18]在理论和实验上证实了沿着锥形双传输线传播的中红外表面波可以实现中红外纳米聚焦, 并且逐渐变细的锥形金属线导致表面波携带的电磁能量可以很好地被压缩. 2012年, Schnell等^[19]通过研究 Teflon 柱透镜后平行板波导 (parallel plate waveguide, PPWG) 末端太赫兹波的反射, 证明这是由于传播的横向电磁模式和自由空间背景之间的阻抗不匹配造成的. 对

* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB0504400)、国家自然科学基金 (批准号: 61875093) 和天津市自然科学基金 (批准号: 19JCYBJC16500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuweiwei@nankai.edu.cn

于具有均匀间隔板的 PPWG, 输出面处的反射系数随着两个板间距离的减小而增加. 2017 年, 汤恒河等^[20] 搭建了一套工作于 0.117 THz 的透射式高分辨三维近场扫描成像实验系统, 利用该系统对不同的样品进行了初步成像实验, 获得了 5 mm 左右的成像分辨率. 为了将此成像系统的分辨率提升至微米量级, 他们设计了一款新型探针^[21], 通过在锥形普通 Teflon 探针表面镀上一圈角向周期分布的超薄金属条带, 可实现 SSP 的激发; 在 0.1 THz 时该探针的聚焦分辨率可以达到 0.037λ , 即 0.11 mm. 2018 年, 黄铁军等^[22] 在研究中发现, 上述探针能够很好地压缩聚焦点的半高全宽, 具有明显的场增强效应, 并且在 10 GHz 至 0.25 THz 范围内能保持良好的聚焦性能. 实验表明, 当入射波频率为 14 GHz 和 0.1 THz 时, 相应的横向分辨率分别为 0.16λ 和 0.25λ . 科研人员已经证明, 在太赫兹波段, SSP 可以通过使用锥形金属条带结构来产生, 其聚焦辐射的方法是基于狭缝波导, 并且电磁能量将被束缚在两个金属表面之间.

为提高太赫兹成像的分辨率, 在黄铁军等^[20-22] 研究工作的基础上, 本研究组设计了一种可在太赫兹波段实现紧聚焦的厚度渐变镀银条带探针. 研究表明, 通过在锥形 Teflon 探针表面镀上一圈厚度渐变的周期超薄金属银制条带, 可实现 SSP 的激发和尖端处电场强度的增强. 周期性金属条带的数目可以在一定程度上影响探针尖端处产生的电场强度和紧聚焦光场的半高全宽 (full width at half maximum, FWHM). 同时, 还可通过改变入射电场的偏振方向, 对探针尖端处产生的 SSP 紧聚焦光场的各个分量进行灵活地调控.

2 厚度渐变镀银条带探针结构设计

厚度渐变镀银条带探针结构如图 1 所示, 探针由一个 Teflon 圆柱、一个锥形 Teflon 圆台和沿

角向周期性地镀在圆台表面上的厚度渐变的超薄银金属条带组成. Teflon 材料的介电常数为 2.1, 折射率为 4.41, 银制金属条带的电导率为 6.3012×10^7 S/m. 探针的总长度为 $h = h_1 + h_2 = 7$ mm, 其中锥形镀银部分的长度为 $h_1 = 1.5$ mm, 上底面半径为 $R_1 = 2 \mu\text{m}$, 下底面半径为 $R_2 = 1.51$ mm. 圆柱部分的长度为 $h_2 = 5.5$ mm, 其上、下底面的半径相等, 均为 $R_2 = 1.51$ mm. 超薄银金属条带附在探针的锥形形表面, 总长度为 $h_1 = 1.5$ mm, 锥形形结构有利于近场探测、传感以及成像. 为减小由于银制金属条和 Teflon 锥形部分之间的传播模式不匹配所导致的辐射损失, 需要在锥形部分表面涂覆具有相同占空比 ($\tau = 0.5$) 的银制金属条. 金属条带的厚度呈渐变变形, 其上底面厚度为 $R_3 - R_1 = 5 \mu\text{m} - 2 \mu\text{m} = 3 \mu\text{m}$, 下底面的厚度为 $R_4 - R_2 = 1.51 \text{ mm} - 1.5 \text{ mm} = 10 \mu\text{m}$. θ 为单个镀银条带和未镀银条带组成的单元在整个锥形部分沿 φ 方向的角度. 可采用激光切割和真空镀膜等技术对镀银条带进行加工, 并将其转移至锥形 Teflon 圆台表面.

3 探针结构仿真

使用商用软件 CST Microwave Studio 的频域求解器对探针进行可视化操作并模拟其光场聚焦特性, 所选用的入射太赫兹波频率为 0.1 THz. 为符合频域求解器的工作要求, 求解时采用四面体网格. 入射平面波沿 $-z$ 方向入射, 偏振方向为线偏振或者圆偏振, 从输入端口耦合到探针中, 通过周期性分布的金属条带能将锥形探针内的传输模式有效地转化为 SSP. 在探针尖端后面设置场监测器, 以监测不同位置处的电场强度分布.

3.1 三种探针的结构仿真对比

首先分别对 Teflon 探针、锥形尖端全镀银探

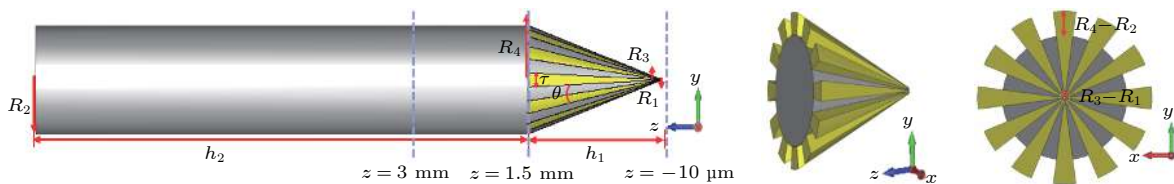


图 1 厚度渐变镀银条带探针及不同平面处尖端结构放大示意图

Fig. 1. Thickness gradient silver plated strip probe schematic and the magnified schematic diagram of the structure at the tip in the different planes.

针、厚度渐变镀银条带探针进行研究, 这三种探针的结构和电场传输特性如图 2 所示. 当 $\theta = 0^\circ$, 即探针外表面不镀任何金属材料时, 探针只由 Teflon 材料构成, 称之为 Teflon 探针 (图 2(a)). 由于 Teflon 电介质对太赫兹波的反射很小, 大部分的太赫兹波都被 Teflon 探针吸收, 故不会引起尖端处的场增强, $y-z$ 平面 Teflon 探针产生的光场分布如图 2(b) 所示. 当 $\theta = 360^\circ$, 即探针尖端外表面全部镀满金属银材料时, 探针由 Teflon 材料和银材料构成, 称为锥形尖端全镀银探针 (图 2(c)). 由于金属的介电常数在太赫兹波段趋近于无穷大, 所以金属可以近似于完美电导体 (perfect electric conductor, PEC). 当电磁波遇到 PEC 时会被反射, 反射波与入射波干涉形成驻波, 即平滑的金属表面不能够对太赫兹波产生束缚作用. 因此探针内部可以产生场增强, 但探针尖端处无法产生场增强 (图 2(d)). 当 $0^\circ < \theta < 360^\circ$ 时, 银制金属条带沿角向周期性地镀在探针尖端外表面, 并且银制金属条的厚度朝着尖端方向逐渐减小, 因此将其称为厚度渐变镀银条带探针 (图 2(e)). 以 $\theta = 30^\circ$ 为例, 由于探针尖锥部分外表面的周期性金属结构的存在, 所以可以产生较强的反射波, 它与入射波干涉形成驻波, 使得探针内部产生场增强. 金属结构的尺寸远小于波长, 故它们可以等效为等离子体材料. 在太赫兹波段, 金属与介质交界面上能够形成类似表面等离激元的电磁波, 即 SSP. 它们沿着厚度渐变的锥形金属条带传播, 有效地将电磁场能量束缚于探针表面, 而能量在尖端处汇聚产生场增强 (图 2(f)).

由图 2 可以看出, 三种探针中只有厚度渐变镀

银条带探针可以在尖端处产生明显的场增强. 为清晰地表征图 2(f) 中探针尖端处的场增强效果, 对其尖端处的局部光场进行放大 (图 3(a)). 在 $y-z$ 平面沿探针中心线 $y = 0$ (黑色虚线) 得到归一化电场强度分布曲线, 它表征在探针内传输电场的相对强弱 (图 3(b)). 归一化电场强度分布曲线在尖端左侧附近快速上升, 在探针尖端后的 $10 \mu\text{m}$ 处达到峰值, 之后又急速下降, 即厚度渐变镀银条带探针在尖端后 $10 \mu\text{m}$ 处能量高度汇聚, 并产生了明显的场增强. 探针针尖尺寸为微米量级, 在金属和空气界面交界处附近容易产生电荷的积累, 进而在针尖尖端产生较强的电场增强, 同时还具有金属的局域等离子体共振特性, 激发光源的辐射会使得金属内部的自由电子产生振荡效应. 当自由电子的振荡频率恰好和入射波的激发频率相一致时, 会对入射波产生共振吸收和散射, 进而在针尖附近形成 2—3 个数量级的局域化电场.

为了表征三种探针不同横截面处的光场, 针对图 1 中的三个不同位置 $z = 3 \text{ mm}$ (探针的 Teflon 圆柱切面), $z = 1.5 \text{ mm}$ (Teflon 圆柱与锥形圆台的接触面) 和 $z = -10 \mu\text{m}$ (探针尖端后最大场增强面) 处 $x-y$ 平面的电场强度分布进行了研究, 如图 4 所示, 以入射波沿 x 方向偏振为例, 给出了三种探针在三个不同截面的位置处 $x-y$ 平面的电场分布. 当 $z = 3 \text{ mm}$ 时, 三种探针的光强整体均关于 y 轴对称分布, 光场集中分布于探针沿 x 轴的两侧. 当 $z = 1.5 \text{ mm}$ 时, Teflon 探针的光场仍关于 y 轴对称分布, 未发生太大改变. 全镀银探针的光场呈现内部较强且沿 y 轴两侧较弱的分布, 而厚度渐变镀

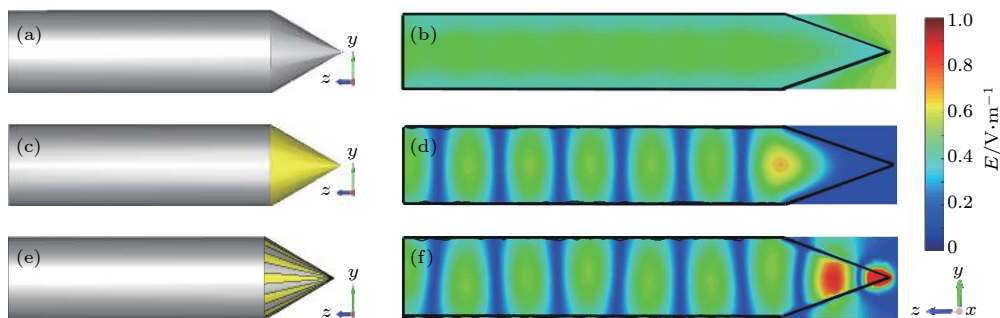


图 2 三种探针的结构和 $y-z$ 平面光场分布 (a) Teflon 探针结构; (b) $y-z$ 平面 Teflon 探针的光场分布; (c) 尖端全镀银探针结构; (d) $y-z$ 平面尖端全镀银探针的光场分布; (e) 厚度渐变镀银条带探针结构; (f) $y-z$ 平面厚度渐变镀银条带探针的光场分布

Fig. 2. Structure of the three probes and light field distribution in the $y-z$ plane: (a) A Teflon probe structure; (b) light field distribution of a Teflon probe in the $y-z$ plane; (c) a fully silver-plated probe structure; (d) light field distribution at the tip of a fully silver-plated probe in the $y-z$ plane; (e) a thickness-graded silver-plated strip probe structure; (f) light field distribution of a thickness-graded silver-plated strip probe in the $y-z$ plane.

银条带探针的光场则集中分布于圆形边缘区域, 分别呈现 12 对关于圆心对称的“红色强场”与“蓝色暗场”分布. 称处于同一直径上的两个相互对称的场为“一对场”. “一对强场”可看作是由两个相互对应的厚度渐变的银制条带组成的类平行平板模式, “一对弱场”可看作是两个相互对应的相邻银制条带之间的狭缝组成的间隙模式. 类平行平板波导内侧的太赫兹辐射的反射其实是由传播的横向电磁

模式和波导空间之间的阻抗不匹配造成的. 对于具有均匀间隔的平行平板波导来说, 内侧输出面处的阻抗失配 (反射系数) 随着板间距离的减小而增加, 导致紧聚焦现象. 而厚度渐变的类平行平板, 使得电场能量的传播更加集中. 因此通过尖端形结构的设计, 在一定程度上使得紧聚焦光斑的尺寸进一步减小. 同理, 间隙模式也是如此, 绝大部分的电场能量将被横向限制在探针内部. 12 对“红色强场”

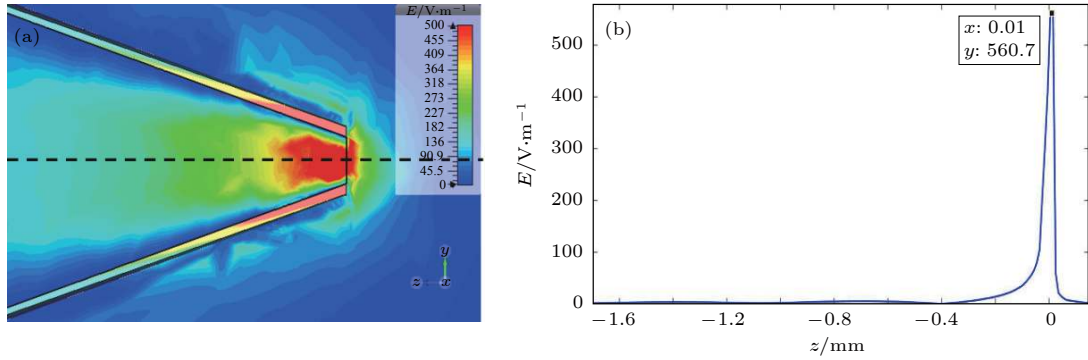


图 3 $y-z$ 平面沿探针中心线 ($y = 0$) 的尖端电场强度分布及归一化电场强度分布曲线 (a) 厚度渐变镀银条带探针尖端光场分布; (b) 归一化电场强度分布

Fig. 3. Peak electric field intensity distribution and normalized electric field intensity distribution curve along the probe centerline ($y = 0$) in the $y-z$ plane: (a) The light field distribution at the tip of a thickness-graded silver-plated strip probe; (b) the normalized electric field intensity distribution curve.

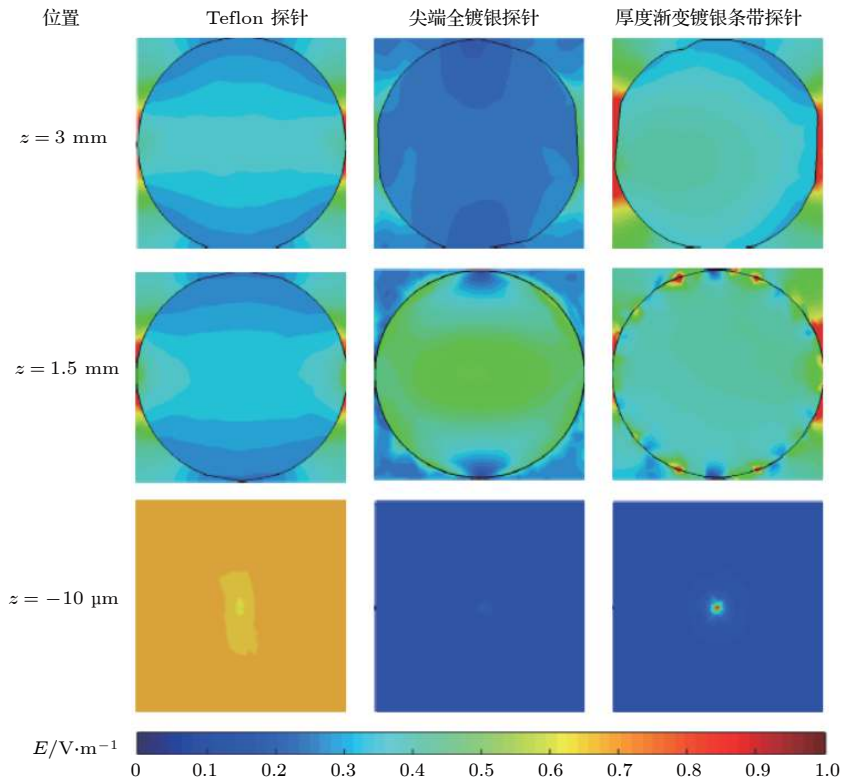


图 4 $x-y$ 平面三种探针电场强度分布

Fig. 4. Distribution of electric field intensity of three kinds of probes in $x-y$ plane.

与“蓝色暗场”可以认为是 12 个“一对强场”的类平行平板模式与 12 个“一对弱场”的间隙模式的叠加。周期性的厚度渐变镀银条带探针内的传输模式有效地转化为 SSP, 使能量高效地局附在探针表面, 在尖端处产生了很大的能量增强。当 $z = -10 \mu\text{m}$ 时, 厚度渐变的镀银条带探针的尖端处出现了明显的紧聚焦光斑。通过与其他两种探针的比较, 发现厚度渐变镀银条带探针能够产生紧聚焦光斑和场增强效果。

3.2 偏振对紧聚焦电场强度分布的影响

为研究偏振对紧聚焦电场的影响, 分别采用偏振方向为沿 y 轴线偏振、沿 x 轴线偏振、左旋圆偏

振和右旋圆偏振的入射太赫兹波进行模拟。入射波的偏振方向不同时厚度渐变镀银条带探针尖端处产生的 x - y 平面的电场强度分布如图 5 所示。当入射波沿 y 轴线偏振时, E_x 分量的光场呈现关于 x 轴对称的长条状焦斑分布, E_y 分量的光场呈现“四叶草”状分布, E_z 分量的光场图案为关于 x 轴对称的“8”字形分布, E_{total} 的光场呈现中心为亮斑, 左右两侧为暗斑状的分布, 这种情况与 Dorn 等 [23–26] 采用 Richards-Wolf 矢量衍射理论模拟线偏振光聚焦场的电场分布的情形大致符合。当入射太赫兹波沿 x 轴方向偏振时, E_x 分量、 E_y 分量、 E_z 分量和 E_{total} 总场与入射波沿 y 轴偏振所产生的紧聚焦光场相比, 发生了 90° 的旋转, 且

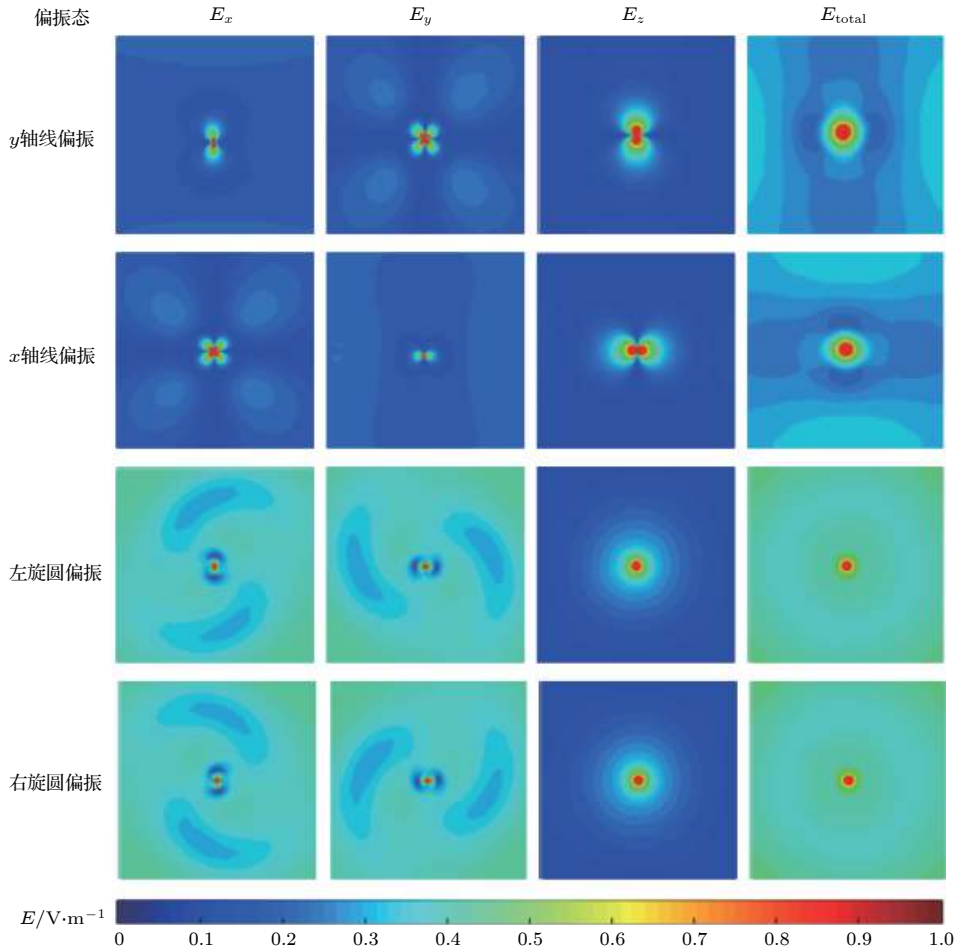


图 5 不同偏振的太赫兹波在厚度渐变镀银条带探针尖端处产生的 x - y 平面的电场强度分布。第一行到第四行分别为入射波沿 y 轴偏振、 x 轴偏振、左旋圆偏振、右旋圆偏振的紧聚焦电场强度分布; 第一列到第四列分别为紧聚焦电场的 E_x 分量、 E_y 分量、 E_z 分量和 E_{total} 总场。

Fig. 5. The electric field strength at the tip of the thickness-graded silver-plated strip probe is distributed in the x - y plane when the polarization directions of the incident terahertz waves are different. The first row to the fourth row are the tightly focused electric field intensity distributions of the incident wave along the y -axis polarization, the x -axis polarization, the left-hand circular polarization, and the right-hand circular polarization. The first to fourth columns are the E_x component, E_y component, E_z component, and E_{total} of the tightly focused electric field, respectively.

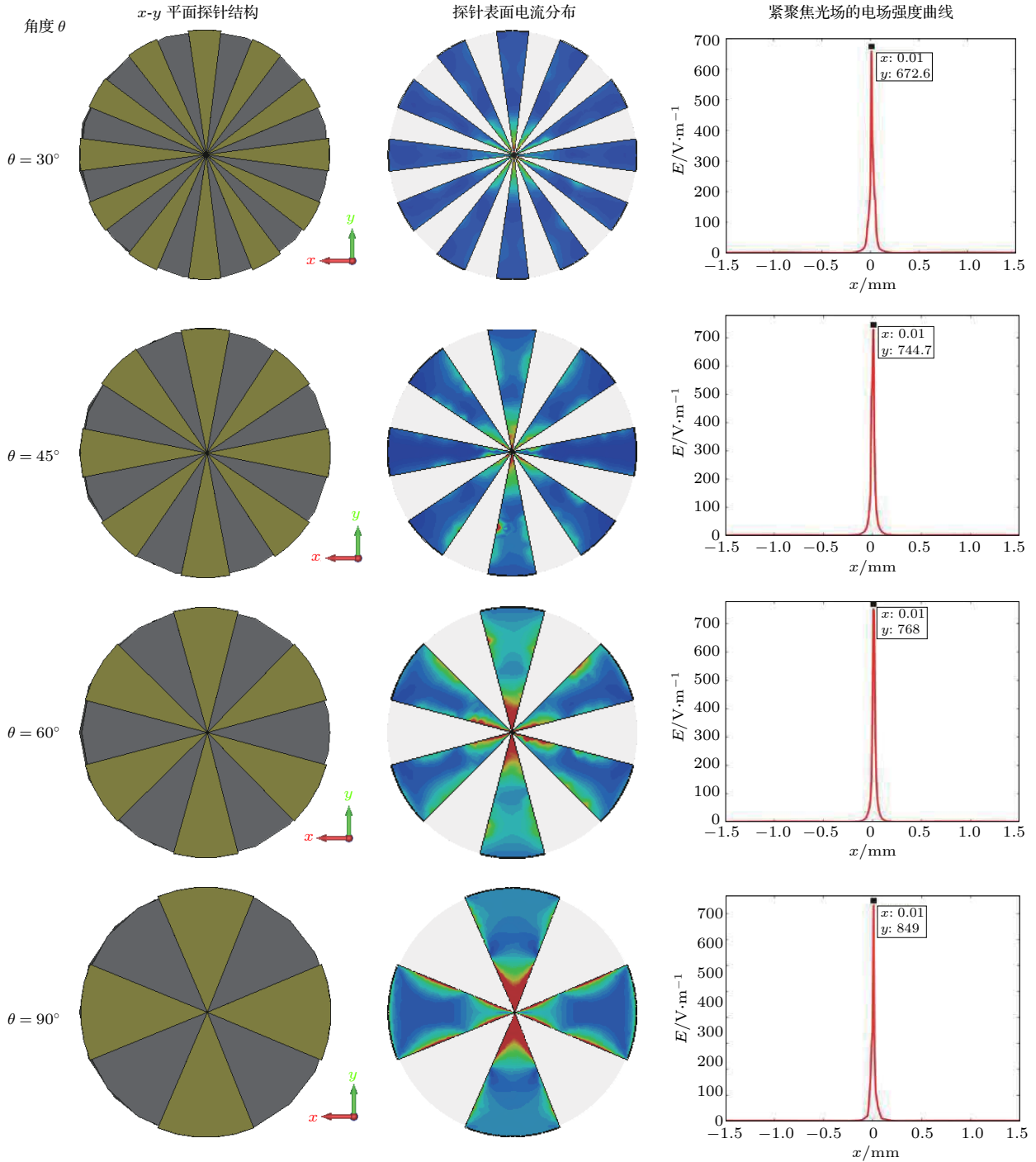


图 6 不同 θ 值对应的厚度渐变镀银条带探针结构的表面电流和紧聚焦光场的电场强度曲线 第一行到第四行分别为 $\theta = 30^\circ$, 45° , 60° 和 90° 的情况; 第一列到第三列分别为 x - y 平面的探针结构、表面电流分布、紧聚焦光场归一化电场强度

Fig. 6. Surface current and tightly focused electric field intensity curves of the thickness-graded silver-plated strip probe structure corresponding to different θ values. The first to fourth rows are the cases of $\theta = 30^\circ$, 45° , 60° and 90° , respectively. The first to third columns are the probe structure, the surface current distribution, and the normalized electric field intensity of tightly focused light field in the x - y plane, respectively.

表 1 不同 θ 值所对应的 E_{\max}/E_0 和 FWHM

Table 1. E_{\max}/E_0 and FWHM corresponding to different θ values.

θ	30°	45°	60°	90°
E_{\max}/E_0	672.6	744.7	768	849
FWHM	$\lambda/150$ (20 μm)	$\lambda/125$ (24 μm)	$\lambda/115$ (26 μm)	$\lambda/100$ (30 μm)

E_x 分量和 E_y 分量相互交换. 当入射太赫兹波为左旋圆偏振光时, E_x 分量和 E_y 分量光场分布均呈现两叶片的“风车”状分布, 两图案之间相差 90° 的旋转. E_z 分量在 E_{total} 总场中占比很大, 二者分布较为相似, 均呈现近似高斯型分布. 当入射太赫兹波为右旋圆偏振光时, 电场各分量与入射波沿左圆旋偏振所产生的紧聚焦光场呈现手性对称分布. 由此可以看出, 偏振方向的改变使得紧聚焦光场各个分量的分布发生了明显的改变.

3.3 θ 对 FWHM 和 E_{max}/E_0 的影响

为探究 θ 的改变对厚度渐变的镀银探针尖端处紧聚焦光斑的尺寸 FWHM 以及电场强度增强因子 E_{max}/E_0 产生的影响, 本研究组模拟并计算了当 $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时在焦平面处沿 x 方向的电场强度曲线. θ 取值不同时的厚度渐变镀银条带探针产生的表面电流和紧聚焦光场的电场强度曲线如图 6 所示, 其中厚度渐变镀银条带探针的条带个数为 $n = 360^\circ/\theta$. 随着 θ 值的增大, 探针尖端锥形表面的金属条带数量逐渐减小, 条带表面电流的强度和分布面积也逐渐增大, 探针焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 也逐渐增加. 如表 1 所示, 当 $\theta = 30^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 12$, 焦点处电场强度的最大值为入射电场的 672.6 倍, FWHM 为 $20 \mu\text{m}$, 即 $\lambda/150$; 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 8$, 焦点处电场强度的最大值为入射电场的 744.7 倍, FWHM 为 $24 \mu\text{m}$, $\lambda/125$; 当 $\theta = 60^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 6$, 焦点处电场强度的最大值为入射电场的 768 倍, FWHM 为 $26 \mu\text{m}$, 即 $\lambda/115$; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 4$, 焦点处电场强度的最大值为入射电场的 849 倍, FWHM 为 $30 \mu\text{m}$, 即 $\lambda/100$. 在上述的计算结果中, 随着 θ 值的减小, 焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 减小, FWHM 也随之减小. 由于探针尖端尺寸为微米量级, 在金属和空气界面交界处附近容易产生电荷的积累, 进而在针尖尖端产生较强的电场增强, 同时它还具有金属的局域等离子体共振特性, 激发光源的辐射会使得金属内部的自由电子产生振荡效应; 当自由电子的振荡频率恰好和入射波的激发频率相一致时, 会对入射波产生共振吸收和散射, 进而在针尖附近形成 2—3 个数量级的局域电场. 在 12 个“一对强场”的类平行平板模式中, 两个面对面的金属条的面积逐渐减小; 在 12 个“一对弱场”的间隙模式中,

相邻条带之间的狭缝面积也逐渐减小. 自由空间和波导之间的阻抗失配随着板间距减小而增加, 导致紧聚焦现象, 焦点处光斑面积减小, 电场强度也减小. 当 $\theta = 30^\circ$ 时, 焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 和光斑尺寸 FWHM 最小; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 和光斑尺寸 FWHM 最大; 当 θ 增大时, 焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 不断增大; 当 θ 减小时, 光斑尺寸 FWHM 不断减小. 需要注意的是, 可以通过设计不同的探针结构来实现超分辨显微成像, 但是由于需要同时兼顾加工尺寸和提高分辨率两个方面, 就本文而言, $\theta = 30^\circ$ 的探针是一种最优方案.

4 总 结

设计了一款厚度渐变的镀银条带探针, 可以实现探针尖端处人工表面等离子体共振的激发和太赫兹波的亚波长超分辨. 周期性金属条带的数目可以在一定程度上影响探针尖端处产生的电场强度和紧聚焦光场的 FWHM. 当 $\theta = 30^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 12$, 焦点处光斑尺寸 FWHM 最小为 $20 \mu\text{m}$, 即 $\lambda/150$; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 镀银条带个数为 $n = 4$, 焦点处电场强度增强因子 E_{max}/E_0 最大为 849. 同时, 入射电场的偏振方向的改变也对探针尖端处的 SSP 紧聚焦光场的各个分量产生较大的影响, 使得光场调控更加灵活有效.

参考文献

- [1] Tormo A D, Khalenkov D, Saurav K, Skirtach A G, Thomas N L 2017 *Opt. Lett.* **42** 4410
- [2] Degl'Innocenti R, Wallis R, Wei B B, Xiao L, Kindness S J, Mitrofanov O, Weimer P B, Hofmann S, Beere H E, Ritchie D A 2017 *ACS Photonics* **4** 2150
- [3] Liu J B, Mendis R, Mittleman D M, Sakoda N 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 031104
- [4] Moon K, Park H, Kim J, Do Y, Lee S, Lee G, Kang H, Han H 2015 *Nano Lett.* **15** 549
- [5] Maier S A, Andrews S R, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 176805
- [6] Tang H H, Liu P K 2015 *Opt. Lett.* **40** 5822
- [7] Shen X P, Cui T J, Martín-Cano Diego, García-Vidal F J 2013 *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **110** 1
- [8] Pendry J B, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2004 *Science* **305** 5685
- [9] Fernández-Domínguez A I, Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Andrews S R, Maier S A 2008 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **14** 6
- [10] Brock E M G, Hendry E, Hibbins A P 2011 *Appl. Phys. Lett.*

99 051108

- [11] Zhao W S, Eldaiki O M, Yang R X, Lu Z L 2010 *Opt. Express* **18** 20
- [12] Liu L L, Li Z, Gu C Q, Ning P P, Xu B Z, Niu Z Y, Zhao Y J 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 013501
- [13] Li Z, Liu L L, Xu B Z, Ning P P, Chen C, Xu J, Chen X L, Gu C Q, Ning Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 21199
- [14] Li Z, Xu B Z, Liu L L, Xu J, Chen C, Gu C Q, Zhou Y J 2016 *Sci. Rep.* **6** 27158
- [15] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 6950
- [16] Li Z, Xu J, Chen C, Sun Y H, Xu B Z, Liu L L, Gu C Q 2016 *Appl. Opt.* **55** 36
- [17] Xu J, Li Z, Liu L L, Chen C, Xu B Z, Ning P P, Gu C Q 2016 *Opt. Commun.* **372** 155
- [18] Mbonye M, Mendis R, Mittleman D M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 111120
- [19] Schnell M, Alonso-González P, Arzubiaga L, Casanova F, Hueso L E, Chuvilin A, Hillenbrand R 2011 *Nat. Photon.* **5** 283
- [20] Huang T J, Tang H H, Tan Y H, Liu P K 2017 *Proceedings of the National Conference on Microwave Millimeter Wave* (Vol. I) Hangzhou, China, May 8, 2017 p268 (in Chinese) [黄铁军, 汤恒河, 谭云华, 刘濮鲲 2017全国微波毫米波会议论文集(上册) 中国杭州, 2017年5月8日 第268页]
- [21] Tang H H, Huang T J, Liu P K 2018 *Proceedings of the National Conference on Microwave Millimeter Wave* (Vol. II) Chengdu, China, May 6, 2018 p77 (in Chinese) [汤恒河, 黄铁军, 刘濮鲲 2018 全国微波毫米波会议论文集(下册) 中国成都, 2018年5月6日 第77页]
- [22] Huang T J, Tang H H, Yin L Z, Liu J Y, Tan Y H, Liu P K 2018 *Opt. Lett.* **43** 15
- [23] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [24] Wang T T, Kuang C F, Hao X, Liu X 2013 *Optik* **124** 21
- [25] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 2
- [26] Quabis S, Dorn R, Eberler M, Glöckl O, Leuchs G 2000 *Opt. Commun.* **179** 1

Tight focus and field enhancement of terahertz waves using a probe based on spoof surface plasmons*

Wang Xiao-Lei¹⁾ Zhao Jie-Hui¹⁾ Li Miao²⁾ Jiang Guang-Ke¹⁾
Hu Xiao-Xue¹⁾ Zhang Nan¹⁾ Zhai Hong-Chen¹⁾ Liu Wei-Wei^{1)†}

1) (*Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

2) (*Key Laboratory of Optoelectronic Technology of Jiangsu Province, School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

(Received 9 October 2019; revised manuscript received 10 December 2019)

Abstract

In order to improve the resolution of terahertz near-field microscopic imaging technology, an ultra-thin thickness-graded silver-plated strip probe with the same duty cycle is designed to realize the excitation of spoof surface plasmons. By comparing with two other probes with different structures, it can be found that the thickness-graded silver-plated strip probe can produce a strong electric field enhancement effect. Thereafter, the influence of the polarization direction of the incident electric field and the number of periodic metal stripes on the electric field which are generated at the tip of the probe is investigated. It is found that this case is highly consistent with the electric field distribution in Richards-Wolf vector diffraction theory when the incident light is linearly polarized. The electric field intensity generated at the tip of the thickness-graded silver-plated strip probe can be flexibly and effectively manipulated by changing the polarization direction of the incident electric field. When the number of thickness-graded silver-plated strips is 12, the minimum size of the focal spot is 20 μm , which is $\lambda/150$. When the number of thickness-graded silver-plated strips is 4, the electric field intensity enhancement factor at the focal spot is 849. The electric field intensity enhancement factor at the focal spot increases continuously as the number of periodic metal stripes increases, and the size of focal spot decreases continuously as the number of periodic metal stripes decreases. This result shows that the tight focusing and electric field enhancement of terahertz waves can be achieved by using an ultra-thin thickness-graded silver-plated strip probe. The research results in this paper have important guiding significance for manipulating the electric field in the terahertz band.

Keywords: terahertz, spoof surface plasmons, super-resolution, optical field manipulation

PACS: 42.15.-i, 52.40.Db, 42.72.-g, 52.38.-r

DOI: 10.7498/aps.69.20191531

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2018YFB0504400), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61875093), and the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 19JCYBJC16500).

† Corresponding author. E-mail: liuweiwei@nankai.edu.cn