

形状双折射金属表面等离子激元的特征长度

郭宇 张惠芳 高华 张泽铭

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要 针对 p 偏振, 研究形状双折射金属和常规介电材料界面的表面等离子激元(SPP)。基于形状双折射金属介电常数的双轴各向异性性和 SPP 的色散关系, 分别在 X 方向和 Y 方向讨论 SPP 波长、传播距离以及在两种介质中的穿透深度等特征长度的变化规律。另外, 分别讨论形状双折射金属的 3 个结构参数对 SPP 特征长度的影响, 发现 X 方向的结构周期变化只影响 Y 方向的 SPP 特征长度, Y 方向的结构周期变化只影响 X 方向的 SPP 特征长度, 纳米孔半径的变化同时影响 X 方向和 Y 方向的 SPP 特征长度。

关键词 材料; 表面等离子激元; 双轴各向异性; 特征长度

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP50.011601

Characteristic Lengths of Surface Plasmon Polaritons of Form Birefringence Metal

Guo Yu Zhang Huifang Gao Hua Zhang Zeming

(Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract For the p polarizations, the surface plasmon polaritons (SPPs) of form birefringence metal and regular materials are investigated. According to the biaxial anisotropy of the permittivity of the form birefringence metal and the dispersion relations of SPP, the characteristic lengths of SPP, including SPP wavelength, propagation distance of SPP and penetration depths of SPP in two media, are discussed in X direction and Y direction. In addition, the effects of three periodic structure parameters of form birefringence metal on the characteristic lengths of SPP are discussed. It is shown that the structure period in Y direction only controls the characteristic lengths of SPP in X direction, the structure period in X direction only affects the characteristic lengths of SPP in Y direction, and the radius of nanoholes adjusts the characteristic lengths of SPP in both X direction and Y direction.

Key words materials; surface plasmon polariton; biaxial anisotropy; characteristic length

OCIS codes 160.3918; 240.5420; 240.6680

1 引言

超材料是指人工制备的一些具有天然材料所不具备的超常物理性质的材料^[1]。实现超材料的方法有光子晶体材料^[2], 劈裂环阵列和三维金属线结构^[1]以及手征性材料^[3]等。形状双折射金属^[4]是一种 21 世纪初提出的新型超材料, 已经引起了相关学者的关注, 其介电常数具有双轴各项异性且每一个分量都为负值。形状双折射金属不仅仅限于二维尺度, 也可拓展到三维尺度。它有很多潜在的应用价值, 例如可以制成性能优良的光波导、光电子器件, 开发光学存储元件, 用于全息成像、材料检测、生物传感以及光器件微型化等^[5~8]。

众所周知, 表面等离子激元(SPP)能够在金属和常规介电材料的界面上, 通过光与电子相互作用, 使得电子电荷集体激发产生。SPP 沿着材料界面传播, 其电磁场在离开界面时, 振幅随距离增加呈指数衰减状态^[9]。SPP 在亚波长光学、光学器件、光学存储、SPP 光子芯片等领域有潜在的应用价值^[10,11], 研究各种不

收稿日期: 2012-08-10; 收到修改稿日期: 2012-09-20; 网络出版日期: 2012-11-21

作者简介: 郭宇(1987—), 男, 硕士研究生, 主要从事形状双折射金属的表面极化激元和左手材料等方面的研究。

E-mail: hugo203717@126.com

导师简介: 张惠芳(1967—), 女, 博士, 副教授, 主要从事表面等离子激元、人工超材料以及固体中电磁感应光透明等方面的研究。E-mail: hfzhang1967@staff.shu.edu.cn(通信联系人)

同界面激发的 SPP 的性质非常重要,未来 SPP 的发展将向多维化、实用化方向发展。

本文主要研究形状双折射金属和常规介电材料界面的 SPP。首先,基于形状双折射金属介电常数的双轴各向异性和 SPP 的色散关系,在 400~1600 nm 波段内,分别在 X 方向和 Y 方向讨论 SPP 波长、传播距离以及在两种介质中的穿透深度等特征长度的变化规律。其次,分别探讨形状双折射金属 X 方向的结构周期、Y 方向的结构周期以及纳米孔半径对 SPP 特征长度的影响,发现 X 方向的结构周期参数只影响 Y 方向的 SPP 特征长度,Y 方向的结构周期参数只影响 X 方向的 SPP 特征长度,而纳米孔半径同时影响 X 方向和 Y 方向的 SPP 特征长度。SPP 的这些特性有望在上述波段为 SPP 器件的设计以及新型人工材料的应用等方面提供一定的理论依据。

2 SPP 色散关系

考虑电磁波沿着 Z 轴正方向入射到形状双折射金属和常规介电材料的交界面上($z=0$),其中 $z<0$ 的区域为常规介电材料(介质 1), $z>0$ 的区域为形状双折射金属(介质 2)。对于常规介电材料,其介电常数和磁导率为 ϵ_1 和 μ_1 。对于形状双折射金属,采用纳米孔阵列金属膜^[4],其介电常数^[12~15]和磁导率为 ϵ_2 和 μ_2 ,其中 ϵ_2 表示为矩阵形式^[12]:

$$\boldsymbol{\epsilon}_2 = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix},$$

其 3 个分量 ϵ_x , ϵ_y 和 ϵ_z 可以表示为^[12]

$$\epsilon_x = \epsilon_m \left(1 - \frac{\pi r^2}{2d_y r}\right) + \epsilon_0 \frac{\pi r^2}{2d_y r}, \quad (1)$$

$$\epsilon_y = \epsilon_m \left(1 - \frac{\pi r^2}{2d_x r}\right) + \epsilon_0 \frac{\pi r^2}{2d_x r}, \quad (2)$$

$$\epsilon_z = \epsilon_m \left(1 - \frac{\pi r^2}{d_x d_y}\right) + \epsilon_0 \frac{\pi r^2}{d_x d_y}, \quad (3)$$

式中 ϵ_m 为金属 Au 的介电常数, ϵ_0 为纳米孔阵列中空气的介电常数, $r=35$ nm 为纳米孔的半径^[4], $d_x=140$ nm 和 $d_y=93$ nm 分别是形状双折射金属沿着 X 轴和 Y 轴的结构周期^[4]。

对于 ϵ_m 采用的表达式^[16]为

$$\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}. \quad (4)$$

根据相关文献^[17],等离子频率 $\omega_p=13.8 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$,磁阻尼系数 $\Gamma=107.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 。

假定介质 1 为空气,同时介质 2 的磁导率 $\mu_2=1.0$,那么在界面两侧只有介电常数产生了正负跃变,磁导率没有产生正负跃变,所以这样的界面只存在 p 偏振,不存在 s 偏振。

对于 p 偏振,首先考虑 X 方向的电磁场。

在 $z<0$ 的区域有

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{cA}{\omega\epsilon_0} (k_{1z}\mathbf{e}_x + k_{\text{spp}x}\mathbf{e}_z) \exp(ik_{\text{spp}x}x - ik_{1z}z - i\omega t), \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_1 = A \exp(ik_{\text{spp}x}x - ik_{1z}z - i\omega t) \mathbf{e}_y. \quad (6)$$

在 $z>0$ 的区域有

$$\mathbf{E}_2 = \frac{A}{\omega} \left(\frac{k_{2z}}{\epsilon_x} \mathbf{e}_x - \frac{k_{\text{spp}x}}{\epsilon_z} \mathbf{e}_z \right) \exp(ik_{\text{spp}x}x + ik_{2z}z - i\omega t), \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_2 = A \exp(ik_{\text{spp}x}x + ik_{2z}z - i\omega t) \mathbf{e}_y. \quad (8)$$

(5)~(8)式中 A 为常数, \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y 和 \mathbf{e}_z 分别为 X, Y 和 Z 方向的单位矢量。

由边界条件可得 X 方向 p 偏振的色散关系为

$$k_{2z}^x \epsilon_0 + k_{1z}^x \epsilon_x = 0. \quad (9)$$

对于 Y 方向,采用同样的计算方法,得到 Y 方向 p 偏振的色散关系为

$$k_{2z}^y \epsilon_0 + k_{1z}^y \epsilon_y = 0. \quad (10)$$

根据 $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}$, 可得

$$\begin{cases} \frac{\epsilon_{x,y}}{\epsilon_z} (k_{\text{spp}}^{x,y})^2 + (k_{2z}^{x,y})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{x,y} \mu_2 \\ (k_{\text{spp}}^{x,y})^2 + (k_{1z}^{x,y})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_1 \mu_1 \end{cases}. \quad (11)$$

3 SPP 的特征长度

在形状双折射金属 SPP 色散关系的基础上, 针对 p 偏振讨论其特征长度, 它们是 SPP 芯片、光学器件等设计的重要参数。特征长度包括 SPP 波长 λ_{spp} 、SPP 传播距离 δ_{spp} 和 SPP 在空气和形状双折射金属中的穿透深度 δ_{p1} 和 δ_{p2} 。由于形状双折射金属的介电常数具有双轴各向异性, 所以分 X 方向和 Y 方向两种情况来讨论特征长度。

3.1 SPP 波长

根据(9)~(11)式, 可以得到沿着 X 方向和 Y 方向的 SPP 波矢^[4]:

$$\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_z (\mu_1 \epsilon_{x,y} - \mu_2 \epsilon_0)}{\epsilon_{x,y} \epsilon_z - \epsilon_0^2}}. \quad (12)$$

SPP 的波长 $\lambda_{\text{spp}}^{x,y}$ 主要取决于 SPP 波矢的实部 $(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})'$, 根据 $\lambda_{\text{spp}}^{x,y}$ 与 $(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})'$ 的关系 $\lambda_{\text{spp}}^{x,y} = \frac{2\pi}{(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})'}$, 求数值解, 结果如图 1 所示。

图 1 中, 实线和虚线分别表示在 X 方向和 Y 方向 SPP 波长 $\lambda_{\text{spp}}^{x,y}$ 与真空中入射波波长 λ_0 的比值随波长的变化。在 400~1600 nm 范围内, SPP 的波长总是小于真空中入射波波长, 由此可见 SPP 是被束缚在界面附近的。此外, 在整个研究区域, 随着入射波波长的增大, SPP 的波长也连续增大, 最后会趋于饱和, X 方向和 Y 方向的 SPP 波长有相同的饱和趋势, 会趋于同一个值, 但在上述波段内, 总体上 X 方向的 SPP 波长小于 Y 方向的 SPP 波长。

3.2 SPP 的传播距离

SPP 的传播距离 $\delta_{\text{spp}}^{x,y}$ 主要取决于 SPP 波矢的虚部 $(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})''$, 根据 $\delta_{\text{spp}}^{x,y}$ 与 $(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})''$ 的关系 $\delta_{\text{spp}}^{x,y} = \frac{1}{2(\mathbf{k}_{\text{spp}}^{x,y})''}$, 求数值解, 结果如图 2 所示。

在图 2 中, 实线和虚线分别表示在 X 方向和 Y 方向 SPP 传播距离 $\delta_{\text{spp}}^{x,y}$ 随入射波波长的变化。X 方向和 Y 方向的 SPP 传播距离随着入射波波长的变化趋势是相同的, 入射波波长连续增大, SPP 传播距离也会连续增大, 增幅越来越大, 在长波区 SPP 传播距离的变化比在短波区明显。在短波区, X 方向和 Y 方向的 SPP 传播距离比较接近, 但在整个研究区域内, 总体上 X 方向 SPP 的传播距离总是小于 Y 方向的传播距离。

3.3 SPP 的穿透深度

利用(9)~(11)式可以得到 X 方向和 Y 方向的 SPP 在介质 1 和介质 2 中的穿透深度 $\delta_{\text{p1}}^{x,y}$ 和 $\delta_{\text{p2}}^{x,y}$ 。

3.3.1 SPP 在空气中的穿透深度

SPP 在空气中的穿透深度为

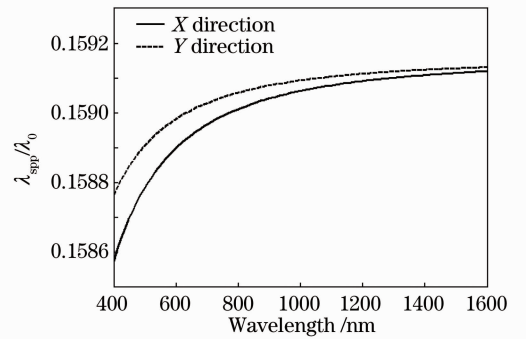


图 1 X 方向和 Y 方向的 SPP 波长

Fig. 1 Wavelength of SPP in X and Y directions

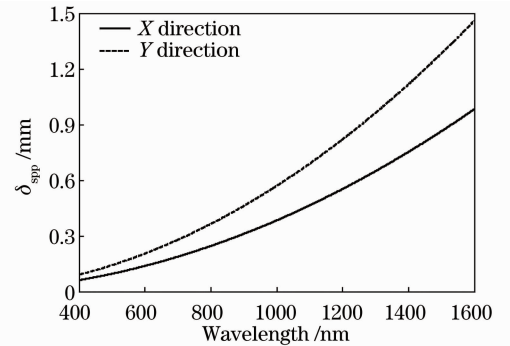


图 2 X 方向和 Y 方向的 SPP 传播距离

Fig. 2 Propagation distance of SPP in X and Y directions

$$\delta_{p1}^{x,y} = \frac{1}{|k_{1z}^{x,y}|} = \frac{1}{k_0} \sqrt{\left| \frac{\epsilon_{x,y}\epsilon_z - \epsilon_0^2}{\epsilon_0^2(\mu_2\epsilon_z - \mu_1\epsilon_0)} \right|}, \quad (13)$$

式中 $k_0 = \omega/c$ 是真空中光波波数。

在图 3 中,实线和虚线分别表示在 X 方向和 Y 方向 SPP 在空气中的穿透深度 $\delta_{p1}^{x,y}$ 随着入射波波长的变化。X 方向和 Y 方向的 SPP 在空气中的穿透深度随着入射波波长的变化趋势是相同的,入射波长连续增大,SPP 在空气中的穿透深度也会连续增大,增幅越来越大,在长波段 SPP 在空气中的穿透深度的变化比在短波段明显。在短波段,X 方向和 Y 方向的 SPP 在空气中的穿透深度比较接近,但在整个研究区域内,总体上 X 方向 SPP 在空气中的穿透深度总是小于 Y 方向的穿透深度。

3.3.2 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度

SPP 在形状双折射金属中的穿透深度为

$$\delta_{p2}^{x,y} = \frac{1}{|k_{2z}^{x,y}|} = \frac{1}{k_0} \sqrt{\left| \frac{\epsilon_{x,y}\epsilon_z - \epsilon_0^2}{\epsilon_{x,y}^2(\mu_2\epsilon_z - \mu_1\epsilon_0)} \right|}. \quad (14)$$

在图 4 中,实线和虚线分别表示在 X 方向和 Y 方向 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度 $\delta_{p2}^{x,y}$ 随着入射波波长的变化。X 方向和 Y 方向的 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度随着入射波波长的变化趋势是相同的,入射波长连续增大,SPP 在形状双折射金属中的穿透深度也会连续增大,增幅比较平坦。在整个研究波段 400~1600 nm 范围内,X 方向和 Y 方向上 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度的差距基本不变。总体上 X 方向 SPP 在空气中的穿透深度总是大于 Y 方向的穿透深度。

当入射波长 $\lambda_0 = 600$ nm 时,SPP 在空气中的穿透深度约为 2 nm,在形状双折射金属中的穿透深度只有 5 nm 左右,相对于在普通金属 Au 与空气界面上激发的 SPP 在二者中的穿透深度小了 1 个数量级^[18]。由此可见,形状双折射金属对于 SPP 的约束力比普通金属强。这为新型人工材料制造、光电集成研发和 SPP 相关器件设计等提供了一定的理论依据。

4 形状双折射金属的结构周期参数对 SPP 特征长度的影响

在入射波长确定的情况下,对于特征长度的影响,主要取决于形状双折射金属沿 X 方向和 Y 方向的结构周期参数 d_x 和 d_y 以及纳米孔的半径 r 。根据相关文献[4],在入射波长为 600 nm 的情况下,分别讨论 d_x 、 d_y 和 r 这 3 者的变化对于特征长度的影响。

4.1 X 方向的结构周期参数 d_x 对 SPP 特征长度的影响

图 5(a)~(d)分别表示在 X 方向和 Y 方向,当 $d_y = 93$ nm 且 $r = 35$ nm 时,SPP 的波长、传播距离、在两种介质中的穿透深度随着 X 方向结构周期参数 d_x 的变化情况。

在 X 方向上, d_x 在 80~500 nm 范围内连续增大,SPP 的波长、传播距离、在空气中的穿透深度和在金属中的穿透深度基本没有任何变化。然而,在 Y 方向上,随着 d_x 在 80~500 nm 范围内连续增大,SPP 的波长、传播距离以及在空气中的穿透深度都相应连续增大,但 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度却连续减小,从 6.25 nm 减小至 3.75 nm;同时,随着 d_x 的增大,SPP 特征长度都有饱和趋势。可见,改变形状双折射金属在 X 方向的结构周期,只影响 Y 方向的特征长度,同时随着 d_x 的增大,特征长度有饱和趋势。

4.2 Y 方向的结构周期参数 d_y 对 SPP 特征长度的影响

图 6(a)~(d)分别表示在 X 方向和 Y 方向,当 $d_x = 140$ nm 且 $r = 35$ nm 时,SPP 的波长、传播距离、在

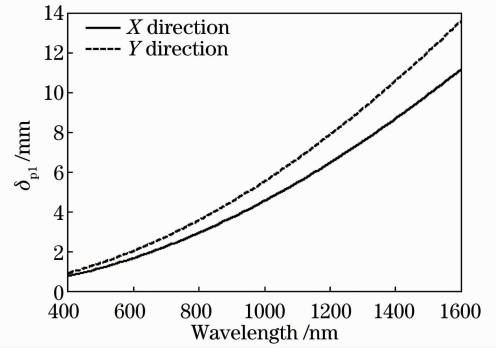


图 3 X 方向和 Y 方向的 SPP 在空气中的穿透深度

Fig. 3 Penetration depth of SPP in air in X and Y directions

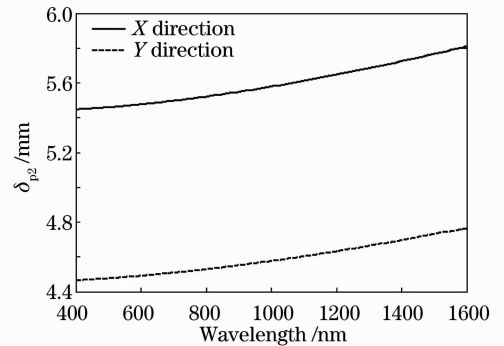
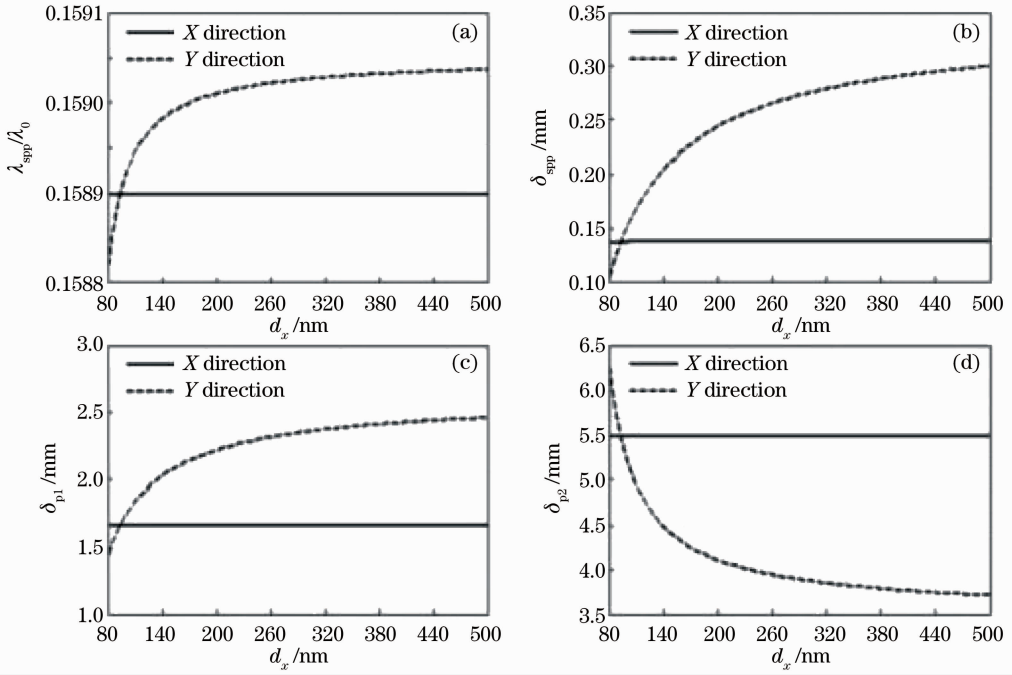


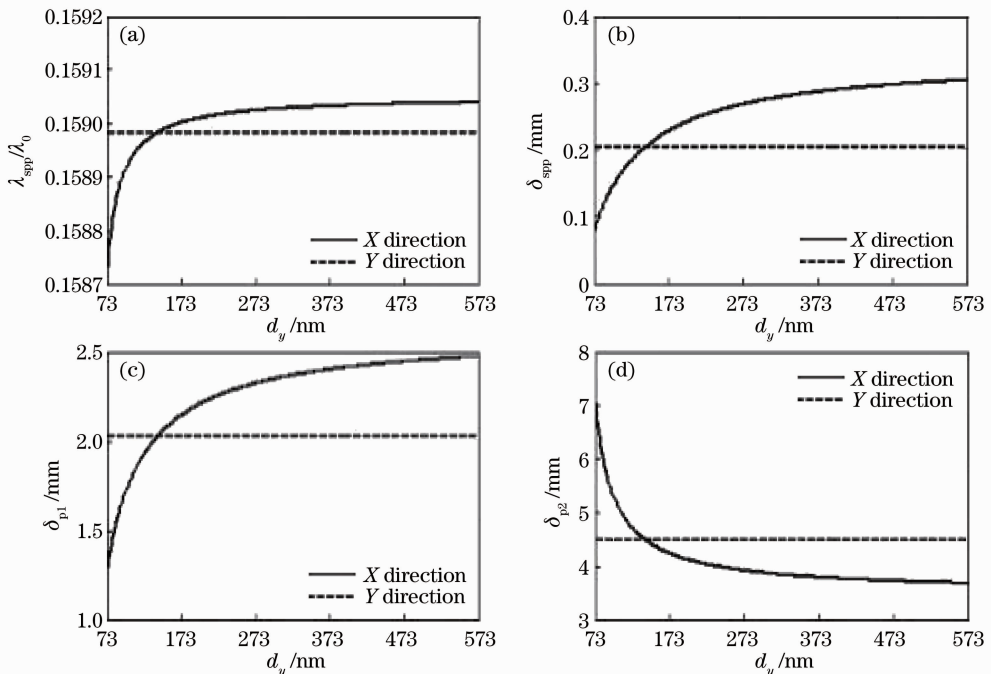
图 4 X 方向和 Y 方向的 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度

Fig. 4 Penetration depth of SPP in form birefringence metal in X and Y directions

图 5 d_x 的变化对特征长度的影响Fig. 5 Change of the characteristic length with the change of d_x

两种介质中的穿透深度随着 Y 方向结构周期参数 d_y 的变化情况。

在 Y 方向上, d_y 在 73~573 nm 范围内连续增大时, SPP 的波长、传播距离、在空气中的穿透深度和在金属中的穿透深度基本没有任何变化。然而, 在 X 方向上, 随着 d_y 在 73~573 nm 范围内连续增大, SPP 的波长、传播距离以及在空气中的穿透深度都相应连续增大, 但 SPP 在形状双折射金属中的穿透深度却连续减小, 从 6.8 nm 减小至 4.8 nm; 同时, 随着 d_y 的增大, SPP 特征长度都有饱和趋势。可见, 改变形状双折射金属在 Y 方向的结构周期, 只影响 X 方向的特征长度, 同时随着 d_y 的增大, 特征长度有饱和趋势。

图 6 d_y 的变化对特征长度的影响Fig. 6 Change of the characteristic length with the change of d_y

4.3 纳米孔半径 r 对 SPP 特征长度的影响

图 7(a)~(d) 分别表示在 X 方向和 Y 方向, 当 $d_x = 140$ nm 且 $d_y = 93$ nm 时, SPP 的波长、传播距离、在两种介质中的穿透深度随着纳米孔半径 r 的变化情况。

在 X 方向和 Y 方向, 当 r 在 25~45 nm 范围内连续增大时, SPP 的波长、传播距离、在空气中的穿透深度连续减小, 总体上 X 方向上的这 3 个特征长度比 Y 方向的小, 但这 3 者在 X 方向上的变化量比 Y 方向上的变化量略大。同时, SPP 在形状双折射金属中的穿透深度却随着 r 的连续增大而连续增大, 而且 X 方向上的穿透深度比在 Y 方向的大, 但在 X 方向上的变化量比在 Y 方向上的变化量略大。由此可见, 改变形状双折射金属的纳米孔半径 r , 可以同时影响 X 方向和 Y 方向的特征长度。

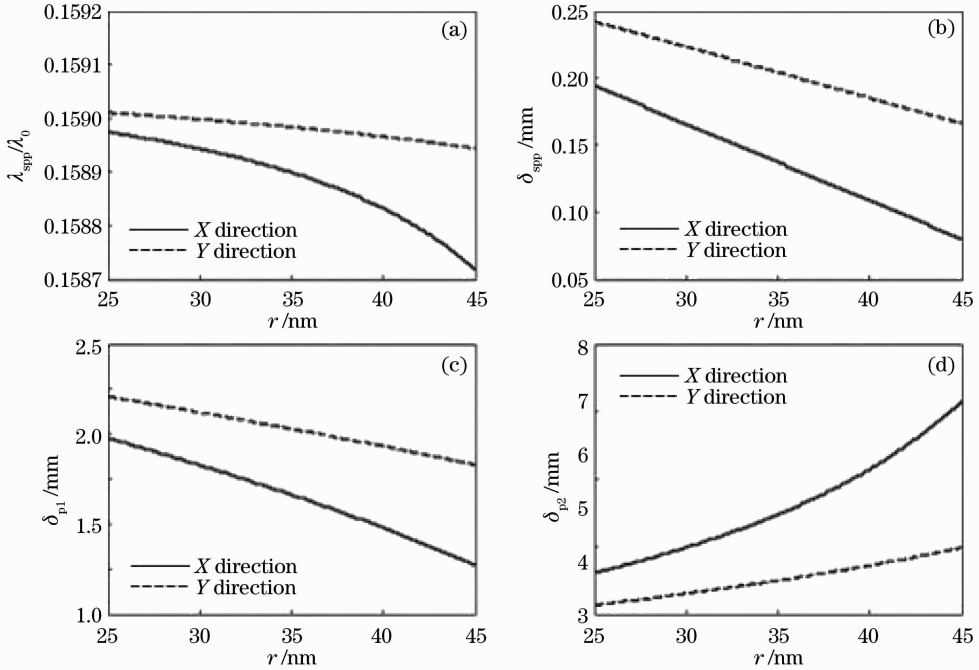


图 7 r 的变化对特征长度的影响

Fig. 7 Change of the characteristic length with the change of r

5 结 论

从 p 偏振着手, 研究形状双折射金属和常规介电材料界面的 SPP。在 400~1600 nm 范围内, 基于形状双折射金属介电常数的双轴各向异性和 SPP 的色散关系, 分别研究了 X 方向和 Y 方向上 SPP 特征长度的变化规律以及形状双折射金属的 3 个结构周期参数的改变对于 SPP 特征长度的影响。结果发现, 在 X 方向和 Y 方向上的 SPP 特征长度不同, 但二者的特征长度变化趋势相同, 随着入射波长的连续增大, SPP 的波长、传播距离、在两种介质中的穿透深度都会连续增大。同时发现形状双折射金属的 3 个结构参数的变化会影响 SPP 的特征长度。 d_x 的变化只会影响 Y 方向的特征长度, d_y 的变化只会影响 X 方向的特征长度, 而 r 的变化可以同时影响 X 方向和 Y 方向的特征长度。在 d_x, d_y 较大时, 会出现相应的特征长度的饱和。这为相关波段的形状双折射金属的设计和光波导、光学存储及 SPP 相关器件的设计提供一定的理论依据。

参 考 文 献

- 1 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 2 A. Berrier, M. Mulot, M. Swillot *et al.*. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimension photonic crystal [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(7): 073901
- 3 J. Kastel, M. Fleischhauer, S. F. Yelin *et al.*. Tunable negative refraction without absorption via electromagnetically induced chirality[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(7): 073602

- 4 Liang Feng, Zhaowei Liu, Vitaliy Lomakin *et al.*. Form birefringence metal and its plasmonic anisotropy[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **96**(4): 041112
- 5 Uriel Levy, Maxim Abashin, Kazuhiro Ikeda *et al.*. Inhomogenous dielectric metamaterials with space-variant polarizability [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(24): 243901
- 6 Fang Xu, Rong-Chung Tyan, Pang-Chen Sun *et al.*. Form-birefringent computer-generated holograms[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(18): 1513~1515
- 7 L. Peng, Lixin Ran, N. A. Mortensen. Achieving anisotropy in metamaterials made of dielectric cylindrical rods[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **96**(24): 241108
- 8 Yongyuan Jiang, Chunfeng Hou, Xiudong Sun *et al.*. The coexistence of TE-TM surface waves in uniaxially anisotropic left-handed materials[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **276**(1): 196~199
- 9 A. Otto. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection[J]. *Z. Phys.*, 1968, **216**(4): 398~410
- 10 Li Jijun, Wu Yaode, Song Mingyu. Basic characters of surface plasmon polaritons[J]. *J. Yangtze University (Natural Science Edition) Science & Engineering*, 2007, **4**(4): 46~49
李继军, 吴耀德, 宋明玉. 表面等离子体激元基本特征研究[J]. 长江大学学报(自然科学版)理工卷, 2007, **4**(4): 46~49
- 11 Gu Benyuan. The emerging surface plasmon optics[J]. *Physics Teaching*, 2008, **30**(2): 2~6
顾本源. 新兴的表面等离子体光子学[J]. 物理教学, 2008, **30**(2): 2~6
- 12 Liang Feng. Chip-Scale Plasmonic Resonant Nanostructures; Manipulation of Light from Nano to Micro Scale[D]. San Diego: University of California, San Diego, 2010. 18~19
- 13 J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart *et al.*. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(25): 4773~4776
- 14 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Low frequency plasmons in thin-wire structures [J]. *J. Phys. Condens. Matter*, 1998, **10**(22): 4785~4809
- 15 D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 16 Zhang Huifang, Zhao Yujing, Ren Haihong *et al.*. Surface plasmon polaritons of magnetically tunable metamaterials[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0416004
张惠芳, 赵玉静, 任海红 等. 磁性可调人工超常材料的表面等离子体激元[J]. 光学学报, 2011, **31**(4): 0416004
- 17 Atsushi Ishikawa, Takuo Tanaka, Satoshi Kawata. Negative magnetic permeability in the visible light region[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(23): 237401
- 18 Heinz Raether. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surface and on Gratings[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1987. 6~7