

空间弯曲光束的折射特性

徐永征¹, 李 辉^{1,2}, 王 莉¹, 张中月¹

¹陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710062;

²德宏职业学院, 云南 德宏 678400

摘要 空间弯曲光束在光学捕获和光纤传感等领域具有重要的应用价值, 在这些应用中, 空间的介质环境起着重要作用。根据空间弯曲光束的激发原理提出了一种理论方法, 应用折射定律反演空间弯曲光束的每一条几何射线, 以描述空间弯曲光束在空气-介质界面的折射现象, 同时以空间弯曲光束为例进行了有限元法模拟。所阐明的空间弯曲光束在空气-介质界面的折射机制为解释任意通过相位反演激发的空间弯曲光束的折射机制提供了一定的参考。

关键词 物理光学; 表面等离极化激元; 空间弯曲光束; 有限元法

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0626004

Refraction Characteristics of Spatial Bending Beams

Xu Yongzheng¹, Li Hui^{1,2}, Wang Li¹, Zhang Zhongyue¹

¹School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710062, China;

²Dehong Vocational College, Dehong, Yunnan 678400, China

Abstract Spatial bending beams have important applications in optical trapping, fiber sensing, and so on. In these applications, spatial media environment plays an important role. A theoretical method is proposed based on the principle of spatial bending beam excitation. Snell's law is introduced to invert every geometrical ray of spatial bending beam and describe the refraction of spatial bending beam at air-dielectric interface. Besides, the spatial bending beam is as an example for carrying out simulation based on the finite element method. The refraction mechanism of spatial bending beam at air-dielectric interface may serve as a reference for elucidating the refraction mechanism of arbitrary spatial bending beam motivated by phase inversion.

Key words physical optics; surface plasmon polaritons; spatial bending beams; finite element method

OCIS codes 260.3910; 240.6680; 050.5082

1 引 言

艾里无衍射波包最初是在量子力学领域下作为一维薛定谔方程的一个奇异解提出的^[1]。2007年, Siviloglou等^[2-3]通过实验实现了艾里光束。艾里光束具有无衍射特性、自愈特性和自弯曲传输特性, 广泛应用于物理学的各个领域^[4]以及光学领域中的空间光场调控^[5]、非色散时序脉冲^[6]、旋转波^[7]、等离子体^[8]、电子束^[9]、非线性光束调控^[10]和艾里激光束^[11-12]。

表面等离极化激元(SPPs)是金属表面区域的一种自由电子和光子相互作用形成的电磁波。SPPs局域在金属界面, 远离金属表面后呈指数衰减^[13-16], 因此金属-介质界面作为亚波长领域中一种有效的平面系

收稿日期: 2016-10-14; **收到修改稿日期:** 2017-01-07

基金项目: 国家自然科学基金(61575117)、中央高校基本科研业务费专项资助创新团队项目(GK201601008)、中央高校基本科研业务费专项资助自由探索类(博士生)项目(GK201604003)

作者简介: 徐永征(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事微纳光学与光子学以及表面等离激元等方面的研究。

E-mail: deletexyz@126.com

导师简介: 张中月(1975—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事微纳光学与光子学以及表面等离激元等方面的研究。

E-mail: zy Zhang@snnu.edu.cn(通信联系人)

统^[17-18],可以用于产生二维表面等离极化激元艾里束。近年来,研究者通过在金属表面制备微纳阵列结构,实现了表面等离极化激元艾里束^[19-22]、空间类艾里等离极化激元束^[23]、任意弯曲表面等离极化激元束^[24-25]以及空间任意弯曲光束等^[26-27]。此外,研究人员通过构造梯度有效折射率空间,实现了表面等离极化激元艾里束的二次调控^[28-29]。在弯曲光束的应用以及二次调控中,空间的介质环境起着重要的作用^[28-31],因此研究弯曲光束在介质中的传播特性是非常有必要的。为了阐明弯曲光束在介质中的传播机制,研究人员通过对波方程进行数学推导,展示了艾里束在线性界面以及线性-非线性界面的折射特性和反射特性^[30-31]。然而,已有的研究局限于可以给出具体波方程的艾里束,而对于任意弯曲光束在线性界面以及线性-非线性界面的折射特性,仍然需要进一步研究。

针对以上问题,以空间弯曲光束为例,研究了弯曲光束在空气-介质界面处的折射现象。根据激发空间弯曲光束的相位反演原理,提出了一种理论方法来描述空间弯曲光束在空气介质界面的折射现象,同时通过一系列有限元法模拟验证了所提出的理论方法。本文研究结果适用于任意通过相位反演原理激发的弯曲光束,为通过介质二次调控弯曲光束以及弯曲光束的应用提供了一定的参考。

2 结构与方法

利用相位反演原理激发弯曲光束的结构有多种^[23-27]。选取一种在金属上构造空气凹槽阵列和单缝的结构^[27],该结构中的单缝用来激发 SPPs,激发的 SPPs 沿着金属表面传播,遇到凹槽阵列后散射到空间,形成空间弯曲光束^[23,26],单缝的透射光对光场分布的影响可以忽略。图 1(a)为空间弯曲光束激发器结构截面示意图。将该结构置于真空中,基底为厚度为 800 nm、折射率 n 为 1.45 的二氧化硅(SiO_2)材料,上层是厚度为 200 nm 的金(Au)材料,缝宽为 130 nm, Au 表面刻有单缝隙与空气凹槽阵列,Au 的介电常数 $\epsilon = -36.401 + 3.267i$ 。入射光为 x 偏振的线偏光,波长为 980 nm。

空间弯曲光束曲线函数 $x = f(y)$ 可以视为焦散线^[32-33],焦散线是由多条与 $x = f(y)$ 相切的几何射线构成的^[34],弯曲光束曲线与 $y = 0$ 平面的对应关系如图 1(b)所示。应用勒让德变换反演空间弯曲光束曲线对应的相位,可使曲线与凹槽阵列所在的平面(即 $y = 0$ 平面)建立起对应关系,图中切线表示对应关系的几何射线。为了得到相应空间光束曲线函数 $x = f(y)$, $y = 0$ 平面上的相位 $\varphi_i(x) = \varphi(x, y = 0)$ 应满足^[32]

$$\frac{d\varphi_i(x)}{dx} = k \frac{df(y)}{dy \sqrt{1 + \left[\frac{df(y)}{dy}\right]^2}} \quad (1)$$

任意级凹槽阵列相位函数满足 $\varphi(x, y = 0)$,据此可确定不同级凹槽阵列的位置。

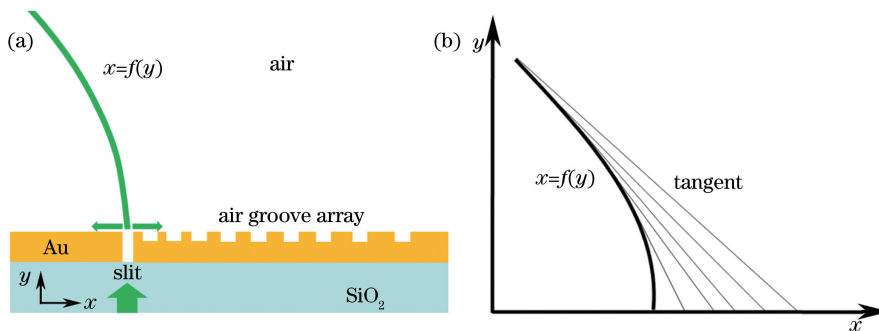


图 1 (a)空间弯曲光束激发器结构截面示意图;(b)弯曲光束曲线与 $y = 0$ 平面的对应关系

Fig. 1 (a) Cross section structural diagram of spatial bending beam laser;
(b) relationship between bending beam and $y = 0$ plane

激发的空间弯曲光束在空气中传播一定距离后进入不同于空气的介质空间,空间弯曲光束会在空气-介质界面发生折射,因此需要研究弯曲光束在介质中的折射特性。在传统几何光学中,折射定律用来描述直线光束的折射现象。在弯曲光束的折射现象中,表示 $y = 0$ 平面与空间弯曲曲线对应关系的几何射线在空气-介质界面处会发生折射,导致弯曲光束曲线发生改变。每一条几何射线的折射满足折射定律,折射后的几何

射线指向折射后的空间弯曲光束曲线,从而形成折射光束。

3 理论分析和数值模拟

3.1 空气-介质界面平行于 $y=0$ 平面

图 2(a)为空间弯曲光束激发器产生的空间弯曲光束由空气进入介质截面的示意图。图 2(b)为空间弯曲光束在空气-介质中的传输示意图,空气-介质界面平行于 $y=0$ 平面,与平面 $y=0$ 的距离为 d 。空间弯曲光束的任意一条射线 1 会在空气-介质界面发生折射,折射后变为射线 2,射线 1 与射线 2 满足折射定律,如图 2(b)所示,射线 1(黑线)在空气-介质界面发生折射后变为射线 2(红色),A 点位于初始弯曲光束曲线 $x=f(y)$ (虚线)上,B 点为折射光束曲线 $x=F(y)$ (实线)上与 A 点对应的点。初始的弯曲光束曲线函数定义为 $x=f(y)$,折射后的空间光束曲线函数定义为 $x=F(y)$ 。

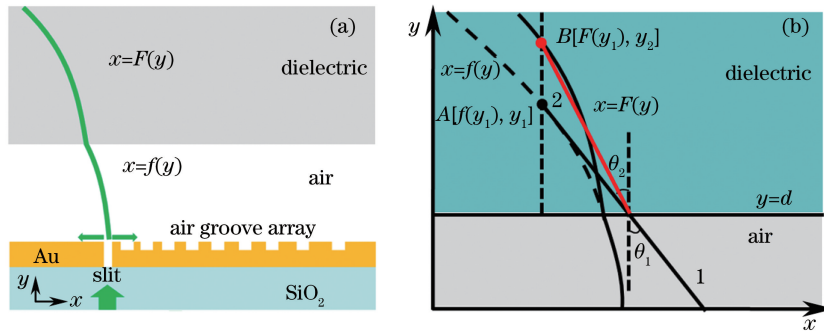


图 2 (a)空间弯曲光束由空气进入介质的截面示意图;(b)空间弯曲光束在空气-介质中的传输示意图

Fig. 2 (a) Schematic of cross section of spatial bending beam propagating from air into dielectric;

(b) transmission diagram of spatial bending beam propagating in air-dielectric

θ_1 与 θ_2 的关系可以表示为

$$\sin \theta_1 = n \sin \theta_2, \quad (2)$$

式中 n 为介质折射率, θ_1 与 θ_2 分别为射线 1、射线 2 与空气-介质界面法线的夹角。 θ_1 、 θ_2 以及射线的斜率之间的关系可以表示为

$$\tan \theta_1 = k_1, \quad \tan \theta_2 = k_2, \quad \tan \theta_1 = \frac{df(y_1)}{dy_1}, \quad (3)$$

式中 k_1 和 k_2 分别为射线 1 和射线 2 的斜率。根据(2)、(3)式,可以得到 k_1 与 k_2 的关系为

$$k_2 = \text{sgn}(k_1) / \sqrt{n^2 k_1^{-2} + n^2 - 1}, \quad (4)$$

式中 $\text{sgn}(\cdot)$ 为符号函数。对于弯曲光束曲线 $x=f(y)$ 上任意一点 $A[f(y_1), y_1]$,在折射光束曲线 $x=F(y)$ 上有对应的一点 $B[F(y_1), y_2]$ 。几何光学中,B 点发出一条光束,光束沿着射线 2 在介质中传播,在空气-介质界面处折射后沿着射线 1 在空气中传播到 $y=0$ 平面,等效于 A 点发出的光束沿着射线 1 在空气中传播到 $y=0$ 平面。因此,点 B 是射线 2 与 $x=F(y_2)$ 的交点,点 B 与点 A 相比有一个空气-介质界面法线方向上的平移。射线 1 满足

$$x - f(y_1) = k_1(y - y_1)。 \quad (5)$$

根据(4)式和 $y=d$,可以推导得到射线 2 满足

$$x = k_2(y - d) + f(y_1) - k_1(y_1 - d)。 \quad (6)$$

根据(6)式可得到 y_1 与 y_2 的关系为

$$y_1 = \frac{k_2}{k_1}(y_2 - d) + d。 \quad (7)$$

因此,可以根据上述解析推导出点 B 的位置。根据(7)式,可以得到折射曲线的解析表达式为

$$F(y) = f \left\{ \frac{y - d}{\frac{df(y)}{dy} \sqrt{n^2 \left[\frac{df(y)}{dy} \right]^{-2} + n^2 - 1}} + d \right\}。 \quad (8)$$

利用上述的空间弯曲光束激发器产生初始空间弯曲光束,代表该光束的曲线函数为 $x = -0.005y^2$, 对应的空气槽阵列分布通过相位匹配得到。图 3(a)为 $d=0$ 时 x - y 平面初始弯曲光束的光强分布图,图中黑色曲线为目标光束曲线函数 $x = -0.005y^2$ 。由图可知,初始弯曲光束曲线与有限元法模拟的结果基本一致。SPPs 在传播过程中不断损耗,导致远端光栅不能完全实现调控作用,因此弯曲光束的末端出现了误差。通过改变介质的折射率,空气-介质界面统一放在距离 $y=0$ 平面 $20 \mu\text{m}$ 处来验证以上提出的理论方法。图 3(b)、(c)分别为介质折射率 n 为 1.5 和 2 时, x - y 平面的光束强度分布图,图中的黑色曲线表示通过(8)式进行理论计算的结果。由图可知,理论计算的结果与有限元法模拟所得的结果一致。同时,不同介质同样位置的折射光束曲线会随着折射率的增大逐渐向空气-介质界面法线方向移动,这与理论计算所得结果一致。由理论分析可知,每条射线会在空气-介质界面发生折射,折射后的射线向界面法向方向的偏转随着折射率的增大而加剧。折射光束强度变弱是由于一部分光束被反射。空气中的驻波是由反射光与初始光束的干涉形成的。

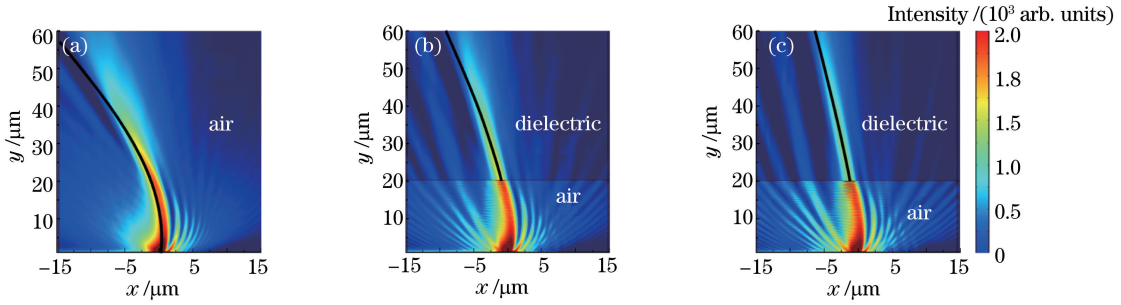


图 3 x - y 平面的光强分布图。(a) $d=0, n=0$; (b) $d=20 \mu\text{m}, n=1.5$; (c) $d=20 \mu\text{m}, n=2$

Fig. 3 Light intensity distributions on x - y plane. (a) $d=0, n=0$; (b) $d=20 \mu\text{m}, n=1.5$; (c) $d=20 \mu\text{m}, n=2$

保持介质的折射率 $n=1.5$ 不变,改变空气-介质界面距 $y=0$ 平面的距离,进一步验证所述的理论方法。图 4(a)~(c)分别表示距离 d 为 10, 20, 30 μm 时, x - y 平面的光强分布图,图中的黑色曲线表示利用(8)式进行理论计算的结果。由图可见,理论计算结果与有限元法模拟结果基本一致。同种介质不同位置的折射光束曲线轮廓是不同的,这与理论计算所得结果一致。根据上述理论,每条射线会在空气-介质界面发生折射。对于同样的介质,在不同平面发生折射的折射射线具有相同的斜率,但是折射射线会向空气-介质界面法向方向移动。

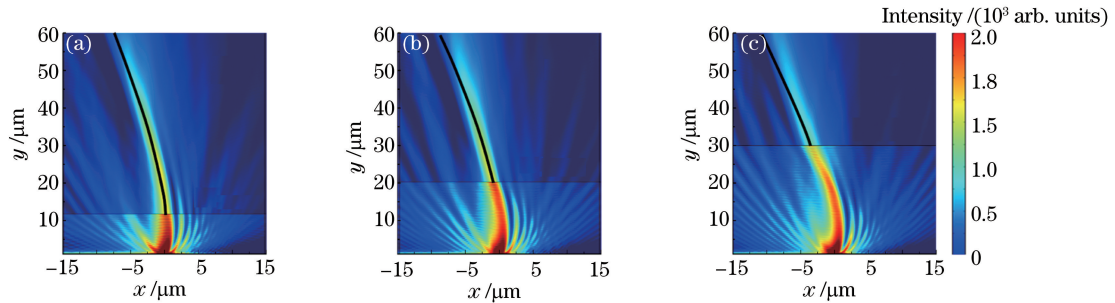


图 4 $n=1.5$ 时 x - y 平面的光强分布图。(a) $d=10 \mu\text{m}$; (b) $d=20 \mu\text{m}$; (c) $d=30 \mu\text{m}$

Fig. 4 Light intensity distributions on x - y plane when $n=1.5$. (a) $d=10 \mu\text{m}$; (b) $d=20 \mu\text{m}$; (c) $d=30 \mu\text{m}$

3.2 空气-介质界面倾斜与 $y=0$ 平面有一定夹角 θ 的情况

图 5 为射线在空气-介质界面发生折射前后的光路图,射线 1(黑线)在空气-介质界面发生折射后变为射线 2(红色),A 点位于初始弯曲光束曲线 $x=f(y)$ (虚线)上,B 点为折射光束曲线 $x=F(y)$ (实线)上与 A 点对应的点。由图 5 可见,空气-介质的倾斜界面可以表示为 $x=ky+b$,其中 b 为一个常数, k 为斜率。空气-介质界面的倾斜角为 θ 。射线 1 为初始入射射线,射线 2 为折射射线,射线 1 与射线 2 满足折射定律。此时, θ_1, θ_2 与 k_1, k_2 之间的关系可以表示为

$$\begin{cases} \tan(\theta_1 + \theta) = k_1 \\ \tan(\theta_2 + \theta) = k_2 \\ \tan(\theta_1 + \theta) = \frac{df(y)}{dy} \\ \cot \theta = k \end{cases} \quad (9)$$

根据(2)、(9)式,可以得到 k_1 与 k_2 的关系。对于弯曲光束曲线 $x=f(y)$ 上任意一点 A ,在折射光束曲线 $x=F(y)$ 上都有一点 B 与其对应。点 B 为射线 2 与过 A 点空气-介质界面的法线的交点。通过描点法连接弯曲光束曲线 $x=f(y)$ 上所有点的对应点,可得到折射光束曲线。

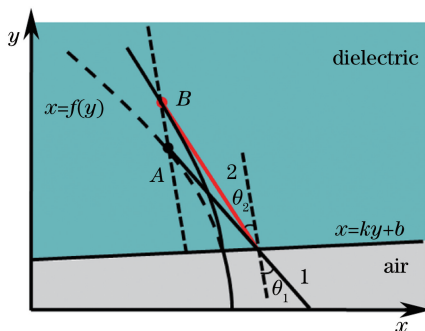


图 5 光束在空气-介质界面发生折射前后的光路示意图

Fig. 5 Schematic of light path before and after beam refracting on air-dielectric interface

改变空气-介质界面的倾斜角,保持介质的折射率 $n=1.5$,验证所述理论。图 6(a)、(b)分别为倾斜角 $\theta=0.125$ rad 和 $\theta=-0.125$ rad 时 x - y 平面的光强分布,图中的黑色曲线为理论计算的结果。由图可知,理论计算结果与有限元法模拟结果一致。

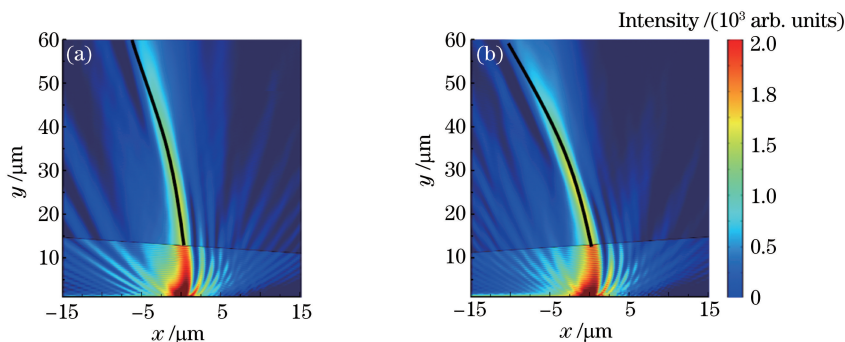


图 6 $n=1.5$ 时 x - y 平面的光强分布图。(a) $\theta=0.125$ rad;(b) $\theta=-0.125$ rad

Fig. 6 Light intensity distributions on x - y plane when $n=1.5$. (a) $\theta=0.125$; (b) $\theta=-0.125$

4 结 论

理论模拟并解释了空间弯曲光束在空气-介质界面的折射现象。空间弯曲光束会在空气-介质界面处发生折射,折射满足折射定律。对空气-介质界面位于不同位置、不同折射率介质和不同空气-介质界面倾斜角度的情况进行了有限元法模拟,验证了所述理论方法的正确性。主要考虑了弯曲光束主瓣的折射特性,此时弯曲光束旁瓣的折射特性也近似满足。由于旁瓣能量较弱,在应用中起的作用较小,因此未对其折射特性进行具体讨论。所述理论方法的优势是:该方法是根据弯曲光束的激发相位反演原理提出,因此可以推广到任意通过相位反演原理激发的弯曲光束,并且对于弯曲光束的应用具有一定的参考价值。但是,所述的理论方法存在一定的局限性,该方法只关注了折射后弯曲光束传播轨迹的变化规律,而未讨论光束的强度变化。

参 考 文 献

[1] Berry M V, Balazs N L. Nonspreading wave packets[J]. American Journal of Physics, 1979, 47(3): 264-267.

- [2] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [3] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(8): 979-981.
- [4] Vallée O, Soares M. Airy functions and applications to physics[M]. London: Imperial College Press, 2004.
- [5] Chong A, Renninger W H, Christodoulides D N, *et al.* Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 103-106.
- [6] Kim K Y, Hwang C Y, Lee B. Slow non-dispersing wavepackets[J]. *Optics Express*, 2011, 19(3): 2286-2293.
- [7] Schneider T, Serga A A, Chumak A V, *et al.* Nondiffractive subwavelength wave beams in a medium with externally controlled anisotropy[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(19): 197203.
- [8] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, *et al.* Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams[J]. *Science*, 2009, 324(5924): 229-232.
- [9] Voloch-Bloch N, Lereah Y, Lilach Y, *et al.* Generation of electron Airy beams[J]. *Nature*, 2013, 494(7437): 331-335.
- [10] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padowicz A, *et al.* Nonlinear generation and manipulation of Airy beams[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(7): 395-398.
- [11] Longhi S. Airy beams from a microchip laser[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(5): 716-718.
- [12] Porat G, Dolev I, Barlev O, *et al.* Airy beam laser[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(20): 4119-4121.
- [13] Maier S A. Plasmonics: Fundamentals and applications[M]. Berlin: Springer Science & Business Media, 2007.
- [14] Kaganovsky Y, Heyman E. Wave analysis of Airy beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18(8): 8440-8452.
- [15] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [16] Juan M L, Righini M, Quidant R. Plasmon nano-optical tweezers[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 349-356.
- [17] Choi H, Pile D F P, Nam S, *et al.* Compressing surface plasmons for nano-scale optical focusing[J]. *Optics Express*, 2009, 17(9): 7519-7524.
- [18] Sorger V J, Ye Z, Oulton R F, *et al.* Experimental demonstration of low-loss optical waveguiding at deep sub-wavelength scales[J]. *Nature Communications*, 2011, 2: 331.
- [19] Salandrino A, Christodoulides D N. Airy plasmon: A nondiffracting surface wave[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(12): 2082-2084.
- [20] Minovich A, Klein A E, Janunts N, *et al.* Generation and near-field imaging of Airy surface plasmons[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(11): 116802.
- [21] Zhang P, Wang S, Liu Y M, *et al.* Plasmonic Airy beams with dynamically controlled trajectories[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3191-3193.
- [22] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Plasmonic Airy beam generated by in-plane diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(12): 126804.
- [23] Guan C Y, Ding M, Shi J H, *et al.* Compact all-fiber plasmonic Airy-like beam generator[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(5): 1113-1116.
- [24] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Collimated plasmon beam: Nondiffracting versus linearly focused[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(4): 046807.
- [25] Epstein I, Arie A. Arbitrary bending plasmonic light waves[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(2): 023903.
- [26] Li H, Xu Y Z, Wang G, *et al.* Converting surface plasmon polaritons into spatial bending beams through graded dielectric rectangles over metal film[J]. *Optics Communications*, 2017, 383: 423-429.
- [27] Li Hui, Nie Junying, Xu Yongzheng, *et al.* Converting surface plasmon polaritons to spatial arbitrary bending beams by using graded groove arrays[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026020.
李 辉, 聂俊英, 徐永征, 等. 应用分级凹槽阵列转换表面等离子化激元为空间任意弯曲光束[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026020.
- [28] Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, *et al.* Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1164-1166.
- [29] Bleckmann F, Minovich A, Frohnhaus J, *et al.* Manipulation of Airy surface plasmon beams[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(9): 1443-1445.
- [30] Chremmos I D, Efremidis N K. Reflection and refraction of an Airy beam at a dielectric interface[J]. *Journal of the*

Optical Society of America A, 2012, 29(6): 861-868.

- [31] Chamorro-Posada P, Sánchez-Curto J, Aceves A B, *et al.* Widely varying giant Goos-Hänchen shifts from Airy beams at nonlinear interfaces[J]. Optics Letters, 2014, 39(6): 1378-1381.
- [32] Bellver-Cebreros C, Rodríguez-Danta M. Caustics and the Legendre transform [J]. Optics Communications, 1992, 92(4/6): 187-192.
- [33] Froehly L, Courvoisier F, Mathis A, *et al.* Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions[J]. Optics Express, 2011, 19(17): 16455-16465.
- [34] Greenfield E, Segev M, Walasik W, *et al.* Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories [J]. Physical Review Letters, 2011, 106(21): 213902.