

基于全息打印的艾里光束加速轨迹大幅调控方法

吴琼^{1,2}, 任志君^{1,2*}, 金洪震^{1,2}

¹浙江师范大学浙江省光信息检测与显示技术研究重点实验室, 浙江 金华 321004;

²浙江师范大学信息光学研究所, 浙江 金华 321004

摘要 根据衍射理论及艾里函数的定义,在考虑产生艾里光束立方相位掩模板的中心偏离傅里叶变换透镜光轴的情况下,理论推导了艾里光束的强度峰值轨迹表达式,并研究了光束初始发射角对艾里光束加速轨迹的影响。研究发现在横向加速度一定的情况下,初始发射角越大,光束传输轨迹的变化越大。利用全息缩微输出系统制备较大尺寸的相位掩模板,产生了加速艾里光束,较大幅度地改变了艾里光束的初始发射角,并达到了大幅度调控艾里光束传输轨迹的目的。

关键词 傅里叶光学;艾里光束;轨迹控制;初始发射角;傅里叶变换

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0805002

Controlling of Acceleration Trajectory of Airy Beams in Large Range Based on Holographic Printing

Wu Qiong^{1,2}, Ren Zhijun^{1,2}, Jin Hongzhen^{1,2}

¹Key Laboratory of Optical Information Detecting and Display Technology, Zhejiang Normal University, Jinhua, Zhejiang 321004, China;

²Institute of Information Optics, Zhejiang Normal University, Jinhua, Zhejiang 321004, China

Abstract Based on the diffraction theory and the definition of Airy function, a trajectory expression of the intensity peak of Airy beam is deduced theoretically when the central position of cubic phase mask deviates from optical axis of Fourier transform lens, and the influence of the initial launch angle on the acceleration trajectory of Airy beam is discussed. We find that when the lateral acceleration is a constant. The larger the initial launch angle is, the larger the initial launch angle changing is. In order to increase the initial launch angle, we manufacture cubic phase mask with big size using computer-generated hologram microfilming printing system. Accelerating Airy beams are generated with the phase mask, and the propagation trajectory of Airy beam can be controlled within a large range when the dislocation between the center of phase mask and optical axis of Fourier transform lens is changed.

Key words Fourier optics; Airy beams; trajectory controlling; initial launch angle; Fourier transform

OCIS codes 070.7345; 140.3300; 070.3185

1 引言

艾里光束是一种新型无衍射光束^[1-2],在传播过程中能够实现横向加速。艾里光束这一独特的光学性质具有重要的研究价值^[3-5]。艾里光束能绕过障碍物并沿着弯曲路径运输粒子,在直射聚焦光束无法操控的区域对粒子进行微观操控^[6]。在光与物质相互作用的研究领域,艾里光束被用于研究曲线成丝^[7]、粒子的曲线加速^[8]和曲线表面等离子体波的形成^[9]。

沿弯曲轨迹传输的加速特性是艾里光束最重要的光学性质。不同的研究实验对艾里光束沿曲线轨迹传输的需求不同,因此需要采取各种方法来控制艾里光束的传输轨迹。Zhang等^[10]利用金属薄膜耦合光栅产

收稿日期: 2017-03-03; **收到修改稿日期:** 2017-04-11

基金项目: 国家自然科学基金(11674288)

作者简介: 吴琼(1981—),女,硕士,工程师,主要从事光束的传输与变换方面的研究。E-mail: wuqiong@zjnu.cn

* **通信联系人.** E-mail: renzhijun@zjnu.cn

生艾里光束等离子激元,实现了对光束运动轨迹的控制;Ye等^[11]通过改变光诱导晶体折射率梯度来改变艾里光束的加速方向;Liu等^[12]利用楔形的金属-电介质-金属结构产生线性光势,以对艾里光束等离子激元进行轨迹操控。Efremidis^[13]研究了不同的折射率梯度中艾里光束的传输特性;Dolev等^[14]发现通过非线性光子晶体可产生艾里光束,并且可通过改变同一非线性光子晶体的温度来改变二次谐波和差频产生的相位匹配条件,从而改变输出光束的加速方向;Hu等^[15-16]采用傅里叶变换透镜、高斯光束和相位调制元件之间中心偏离的办法,给艾里光束引入初始发射角,实现对艾里光束传输轨迹的控制。

基于产生艾里光束的立方相位傅里叶变换的定义,得出了艾里光束初始发射角的表达式,确定了影响艾里光束传输轨迹的因素。通过研究发现,改变光束发射角是控制加速轨迹的一个可行有效的方法。为增大调控范围,需要大尺度的相位掩模板,而传统的相位调制元件——空间光调制器(SLM)有限的尺寸限制了发射角的调控范围。本文利用实验室自制的全息缩微输出(全息打印)系统制备较大尺寸的相位掩模板,采用相位板中心偏离傅里叶变换透镜光轴的办法,较大幅度地改变了艾里光束的初始发射角,实现了艾里光束传输轨迹的大幅度调控。该研究为较大范围调控艾里光束传输轨迹提供了理论基础和新的实验方法。

2 基本原理

为产生艾里加速光束,经典的方法主要是将平行光入射到立方相位掩模板,并经傅里叶变换透镜的变换后得到调制光束^[15]。以透镜的光轴为 z 轴,立方相位掩模板的傅里叶变换过程可表示为^[17-18]

$$U(x, y, z) = \frac{k \exp[ik(z + 2f)]}{2\pi i f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(\xi, \eta) \times \exp\left[-\frac{ikz}{2f^2}(\xi^2 + \eta^2) + i\frac{k}{f}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (1)$$

其中

$$u(\xi, \eta) = \exp[ik\phi(\xi, \eta)], \quad (2)$$

$$\phi(\xi, \eta) = \beta(\xi^3/3 + \eta^3/3), \quad (3)$$

式中 (ξ, η) 为相位掩模板的截面坐标, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, z 为以傅里叶变换透镜后焦点为起点的纵向传输坐标, β 为控制常数, f 为傅里叶变换透镜的焦距。(2)式为平行光入射到相位掩模板后的光束振幅分布,(3)式为产生艾里光束的相位分布。经典产生艾里光束的方法均要求相位掩模板中心与光轴重合,即相位掩模板中心位于 $(0, 0)$ 处^[2-3]。

如果相位掩模板中心偏离傅里叶变换透镜光轴,即相位掩模板中心位于 (ξ_0, η_0) ,则(3)式可表示为

$$\phi(\xi, \eta) = \beta[(\xi - \xi_0)^3/3 + (\eta - \eta_0)^3/3]. \quad (4)$$

将(4)式代入(1)、(2)式后再进行积分可得

$$U(x, y, z) = \frac{2\pi i k^{1/3}}{\beta^{2/3} f} \exp\left\{i\left[k(z + 2f) + \frac{k^2(x + y)z}{2\beta f^3} - \frac{k^3 z^3}{6\beta^2 f^6}\right]\right\} \exp\left\{i\left[k(z + 2f) + \frac{k^2(x + y)z}{2\beta f^3} - \frac{k^3 z^3}{6\beta^2 f^6}\right]\right\} \times \\ \exp\left[i\left(\frac{1}{3}k\beta\xi_0^3 + \frac{k\xi_0^2 z}{f} - \frac{k\xi_0 x}{2f^2} - \frac{k\xi_0 z^2}{2\beta f^4}\right)\right] \exp\left[i\left(\frac{1}{3}k\beta\eta_0^3 + \frac{k\eta_0^2 z}{f} - \frac{k\eta_0 y}{2f^2} - \frac{k\eta_0 z^2}{2\beta f^4}\right)\right] \times \\ \text{Ai}\left(\frac{k^{2/3}}{\beta^{1/3} f}x - \frac{k^{2/3}}{4\beta^{4/3} f^4}z^2 + \frac{k^{2/3}\xi_0}{\beta^{1/3} f^2}z\right) \cdot \text{Ai}\left(\frac{k^{2/3}}{\beta^{1/3} f}y - \frac{k^{2/3}}{4\beta^{4/3} f^4}z^2 + \frac{k^{2/3}\eta_0}{\beta^{1/3} f^2}z\right), \quad (5)$$

式中 $\text{Ai}()$ 为艾里函数。根据艾里函数的定义,可知 $|\text{Ai}(-1.018)|$ 为艾里函数的最大值,由(5)式可以求得艾里光束的峰值轨迹为

$$x = -1.018 \frac{\beta^{1/3} f}{k^{2/3}} - \frac{\xi_0}{f} z + \frac{1}{4\beta f^3} z^2. \quad (6)$$

用 x_A, θ_A 和 a_A 分别表示艾里光束主峰传输轨迹的初始位置、初始发射角和加速度, $x_A = -1.018\beta^{1/3} f/k^{2/3}, \theta_A = -\xi_0/f, a_A = 1/(4\beta f^3)$,得到艾里光束的峰值轨迹为抛物线轨迹,该轨迹方程与重力作用下弹丸的轨迹方程在形式上完全相同。参照经典力学的概念,把这种光束定义为加速光束。对于给定的光束(波长 λ 为常数), f 决定了光束轨迹的初始位置、初始发射角和加速度。图1(a)给出了产生艾里光束的相位掩模板、傅里叶变换透镜以及艾里光束接收面的截面示意图,图1(b)为入射光束中心与相位掩模板中心的位错示意图。当 $\xi_0 = 0, \eta_0 = 0$ 时,加速轨迹的初始发射角为 0° ,此时的加速轨迹即为经典艾里光束的

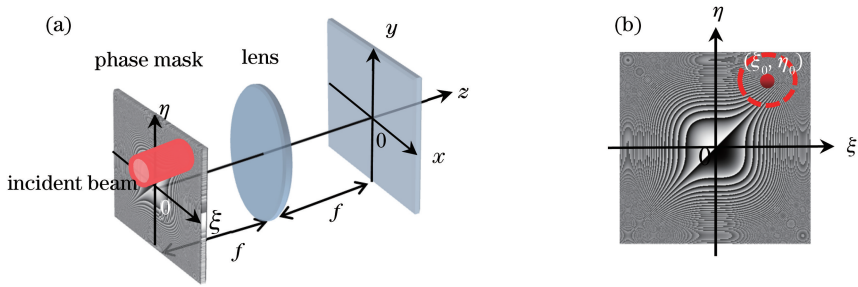


图 1 (a) 产生艾里光束的截面示意图; (b) 入射光束与相位掩模板中心位错示意图

Fig. 1 (a) Cross section of Airy beam generation; (b) diagram of displacement between incident beam and center of phase mask 传输轨迹^[2-3]。

(6)式表明, θ_A 和 a_A 均影响传输轨迹。目前,关于加速度 a_A 对传输轨迹的影响方面的研究较多^[10-13]。这里着重讨论初始发射角 θ_A 对艾里光束加速轨迹的影响。图 2(a)、(c)分别为初始发射角为正、负时的传输截面图,从图 2 中可以看出,初始发射角决定加速光束的传输轨迹,在加速度一定的情况下,初始发射角越大,传输轨迹的变化越大。根据(6)式, f 和横、纵向位错 ξ_0 和 η_0 决定初始发射角 θ_A 。通过减小 f 和增加 ξ_0 和 η_0 ,均可增加 θ_A ,但 f 不能无限制减小,特别是对于给定的光学系统。在傅里叶变换透镜确定(即 f 确定)的情况下, a_A 为常数,此时通过改变 ξ_0 (η_0) 便可改变艾里光束的加速轨迹。

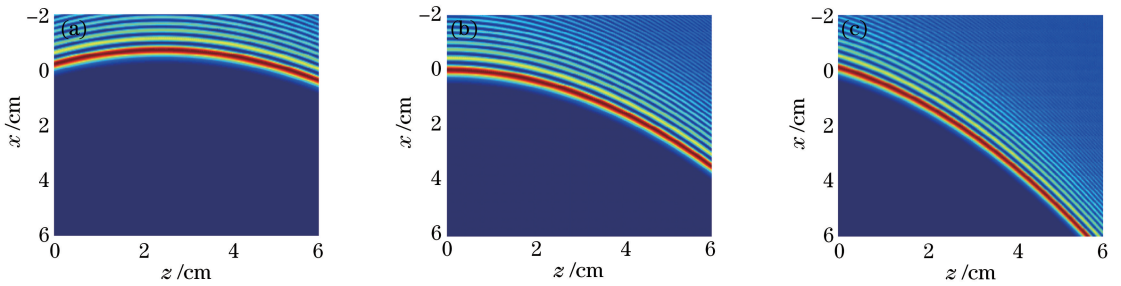


图 2 不同初始发射角对应的艾里光束传输轨迹。(a) $\theta_A=0.05$ rad; (b) $\theta_A=0$ rad; (c) $\theta_A=-0.05$ rad

Fig. 2 Propagation trajectory of Airy beams with different initial launch angles.

(a) $\theta_A=0.05$ rad; (b) $\theta_A=0$ rad; (c) $\theta_A=-0.05$ rad

通过对传输轨迹方程[(6)式]求导,发现当初始发射角为正值时,传输轨迹有一个拐点,对应的传输距离 $z_0 = 2\beta f^2 \xi_0$, 顶点值 $x_0 = -\beta f \xi_0^2$ 。在拐点 (x_0, z_0) 处,光束绕过障碍物的能力最强。只有引入初始发射角的艾里光束才存在传输拐点。不难看出,对确定的光学系统,通过改变 ξ_0 (η_0) 可以改变拐点位置。

理论上, ξ_0 (η_0) 可以取任意值,但由于 SLM 的尺寸有限, ξ_0 (η_0) 的取值范围也很有限。以较为常用的 SLM(型号 PLUTO-VIS-016, Holoeye 公司, 德国)为例, SLM 的像素数为 1920×1080 , 像素尺寸为 $8 \mu\text{m}$, SLM 的调制范围为 $15.36 \text{ mm} \times 8.64 \text{ mm}$ 。调制的相图大小需根据 SLM 尺寸来设计,这意味着相图的尺寸受到 SLM 尺寸的限制。显然,使用 SLM 不能引入大范围的调控位错,因此控制初始发射角的范围有限。比如,当 $f=400 \text{ mm}$ 初始发射角的最大调控范围仅为 0.019 rad 。为突破这一瓶颈,采用自行研制的全息缩微输出系统加工得到大尺寸立方相位掩模板,从而为大幅度控制加速艾里光束的初始发射角提供了一种新的方案。

3 实验结果

常规产生加速艾里光束的相位调制元件——SLM 可以加载任意相位图形分布。SLM 在相位调制方面具有灵活、易于控制、分辨率较高、相位可精确调节等优点,因此被广泛应用于整形光束^[19-20]。但 SLM 有限的尺寸限制了其对加速艾里光束初始发射角的调节。为制作更大尺寸的相位掩模板,利用实验室自制的全息缩微输出系统^[21-22],制备了大尺寸的立方相位掩模板,并将其用来产生艾里光束。图 3 为产生和调控艾里

光束的实验装置示意图,图中光束中心始终保持与光轴重合,相位掩模板安装在数控步进平台上,通过数控步进平台调节相位掩模板位置,相位掩模板沿 ξ 或 η 方向移动即可实现其中心与傅里叶变换透镜光轴的偏离,通过引入位错实现了对艾里光束加速轨迹的调控。

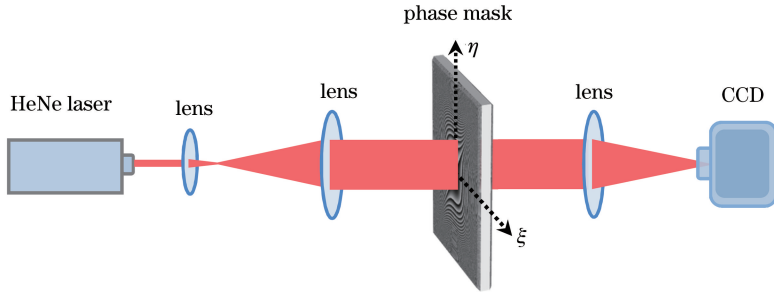


图 3 产生和调控艾里光束的实验装置示意图

Fig. 3 Diagram of experimental setup for generating and controlling Airy beam

实验室自制的全息缩微输出系统主要由高分辨率的透射式 SLM(像素数为 1024×768)、缩微镜头和数控平台组成。全息缩微输出系统的工作原理是:将全息图根据 SLM 的像素数分割成若干幅,通过计算机控制 SLM 逐帧显示,再把 SLM 上的全息图用光学系统缩微按顺序成像到感光材料上。记录图像的介质安装在数控步进平台上,随着全息图逐个输入,步进平台在平面上移动,整幅全息图可以拼接而成。通过这种拼接方法可以得到高分辨率、大尺寸的全息图。系统输出的全息图像素尺寸为 $0.57 \mu\text{m}$ 。与液晶空间光调制器加载的相位图相比,该系统制作的相位图分辨率可达 170 lp/mm ,最大尺寸可达 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$,衍射效率也更高。

根据全息缩微输出系统的参数,将产生艾里光束的相位图像素数设计为 105263×105263 ,制作了 $60 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ 的相位掩模板。实验中,为改变艾里光束的加速轨迹,在垂直于光轴的方向利用微位移平台上下、左右(即图 3 中 ξ 、 η 方向)移动相位掩模板,即通过调节相位掩模板的位置来控制入射光束中心和相位掩模板中心的位错,引入初始发射角,进而达到改变并控制加速艾里光束的目的。本实验使用 $f=400 \text{ mm}$ 的傅里叶变换透镜,扩束后入射光束的半峰全宽为 5 mm 。利用安装在导轨上的 CCD 测量傅里叶变换后得到的艾里光束。艾里光束的横向位移由艾里光束光强最大点(主锤)的位置确定,测量精度取决于 CCD 的像素单元尺寸,实验中使用的 CCD 像素大小为 $5.2 \mu\text{m} \times 5.2 \mu\text{m}$ 。

通过测量艾里光束加速主锤位置得到的实验结果,拟合了横向位错 ξ_0 。分别取 $-2, -1, 0, 1, 2 \text{ cm}$, 即对应初始发射角 θ_A 分别为 $0.05, 0.025, 0, -0.025, -0.05 \text{ rad}$ 时的光束传输轨迹。根据实验测量的不同横向位错的结果拟合得到艾里光束的传输轨迹,如图 4 所示,图中黑点为每隔 5 mm 测量的艾里光束峰值位置,黑色实线为拟合曲线。实验拟合曲线与(6)式的理论结果吻合较好,加速光束传输轨迹的拐点也与理论预期一致。对于 θ_A 分别为 $0.05, 0, -0.05 \text{ rad}$ 三种情况,实验测量结果拟合的光束轨迹[图 4 中的(a)、(c)、(e)]与图 2(a)~(c)所示的数值模拟结果也一致。

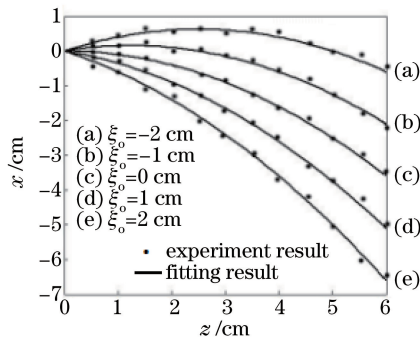


图 4 实验测量的不同横向位错的艾里光束加速轨迹图

Fig. 4 Experiment results of Airy beam acceleration trajectory under different horizontal dislocation

4 结 论

在考虑入射光束和相位掩模板中心位错的情况下,理论推导了艾里光束加速轨迹的解析表达式。根据表达式探讨了决定加速艾里光束初始发射角的因素,并给出了光束传输拐点的表达式。利用实验室自制全息缩微输出系统加工大尺度相位掩模板,以产生艾里光束。实验结果表明,相对于经典的利用 SLM 产生艾里光束的方法,利用全息缩微输出系统制作大尺度相位掩模板的方法可以更大范围改变艾里光束的初始发射角,并且可达到较大幅度控制艾里光束加速轨迹的目的。

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] Pasiskevicius V. Nonlinear optics: Engineering Airy beams[J]. Nature Photonics, 2009, 3(7): 374-375.
- [4] Dai H T, Liu Y J, Luo D, *et al.* Propagation dynamics of an optical vortex imposed on an Airy beam[J]. Optics Letters, 2010, 35(23): 4075-4077.
- [5] Chen Zhigang, Xu Jingjun, Hu Yi, *et al.* Control and novel applications of self-accelerating beams[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026009.
陈志刚, 许京军, 胡毅, 等. 自加速光的调控及其新奇应用[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026009.
- [6] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets[J]. Nature Photonics, 2008, 2(11): 675-678.
- [7] 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.
- [8] Li J X, Zang W P, Tian J G. Vacuum laser-driven acceleration by Airy beams[J]. Optics Express, 2010, 18(7): 7300-7306.
- [9] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, *et al.* Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams[J]. Science, 2009, 324(5924): 229-232.
- [10] Zhang P, Wang S, Liu Y, *et al.* Plasmonic Airy beams with dynamically controlled trajectories[J]. Optics Letters, 2011, 36(16): 3191-3193.
- [11] Ye Z, Liu S, Lou C, *et al.* Acceleration control of Airy beams with optically induced refractive-index gradient[J]. Optics Letters, 2011, 36(16): 3230-3232.
- [12] 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.
- [13] Efremidis N K. Airy trajectory engineering in dynamic linear index potentials[J]. Optics Letters, 2011, 36(15): 3006-3008.
- [14] Dolev I, Ellenbogen T, Arie A. Switching the acceleration direction of Airy beams by a nonlinear optical process[J]. Optics Letters, 2010, 35(10): 1581-1583.
- [15] Hu Y, Zhang P, Lou C, *et al.* Optimal control of the ballistic motion of Airy beams[J]. Optics Letters, 2010, 35(13): 2260-2262.
- [16] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Ballistic dynamics of Airy beams[J]. Optics Letters, 2008, 33(3): 207-209.
- [17] Gong L, Liu W W, Ren Y X, *et al.* Self-bending symmetric cusp beams[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(23): 231110.
- [18] Ren Z J, Li X D, Jin H Z, *et al.* Relation between Airy beams and triple-cusp beams[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(8): 084202.
- [19] Dai Maochun, Fan Daihe, Wang Yao, *et al.* Generation of high quality helical beams based on spatial light modulator[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(9): 0905004.
戴茂春, 樊代和, 王尧, 等. 基于空间光调制器的高质量螺旋光束制备[J]. 中国激光, 2016, 43(9): 0905004.
- [20] Rao Shenglong, Wu Peichao, Zhang Chenchu, *et al.* Energy-controllable femtosecond laser fabrication based on spatial light modulator[J]. Chinese J Lasers, 2017, 44(1): 0102011.
饶生龙, 吴培超, 张晨初, 等. 基于空间光调制器的能量可控飞秒激光加工研究[J]. 中国激光, 2017, 44(1):

0102011.

- [21] Jin Hongzhen, Li Yong, Wang Hui, *et al.* The design of auto-microcopy system for digital holograms[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2006, 27(3): 233-236.
金洪震, 李 勇, 王 辉, 等. 数字全息图微缩输出系统设计[J]. 仪器仪表学报, 2006, 27(3): 233-236.
- [22] Shi Y L, Wang H, Li Y, *et al.* Practical method for color computer-generated rainbow holograms of real-existing objects[J]. Applied Optics, 2009, 48(21): 4219-4226.