

激光与光电子学进展

艾里涡旋光束通过电磁感应透明介质的传输特性

许森东*

浙江科技学院理学院, 浙江 杭州 310023

摘要 为了研究艾里涡旋光束通过电磁感应透明(EIT)介质的传输特性,利用 ABCD 矩阵光学理论推导出了艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输解析表达式。利用该解析表达式研究了艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输特性。研究表明,在特殊的传输距离处,艾里光束的主峰被叠加在上面的涡旋彼此破坏;随着传输距离增加,被破坏的主峰逐渐恢复,涡旋又重新出现。此外,通过调控电磁感应透明介质的拉比频率就可以实现对艾里涡旋光束主峰位置和任意场点光强的控制。

关键词 艾里涡旋光束; 电磁感应透明介质; 矩阵光学; 拉比频率; 光强

中图分类号 O439

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0126002

Propagation Properties of Vortex Airy Beams Through Electromagnetically Induced Transparency Medium

Xu Sendong*

School of Science, Zhejiang University of Science and Technology, Hangzhou, Zhejiang 310023, China

Abstract In order to study the propagation characteristics of vortex Airy beams through electromagnetically induced transparency medium, the analytical expression is obtained for vortex Airy beams passing through the electromagnetically induced transparency medium based on the ABCD matrix optics theory. The propagation properties of vortex Airy beams passing through the electromagnetically induced transparency medium are obtained by using the formula. The results show that the center lobe is distorted due to the superimposition of the Airy beam and the vortex. The center lobe is reconstructed and the revival of the vortex after a long distance. In addition, it is feasible to controlling the intensity and the location of vortex Airy beams via manipulation Rabi frequency of the electromagnetically induced transparency medium.

Key words vortex Airy beams; electromagnetically induced transparency medium; matrix optics; Rabi frequency; light intensity

1 引言

1979年, Berry 和 Balazs^[1]在研究量子力学薛定谔方程时,找到了具有自加速艾里波包的函数解。

虽然艾里光束在传输过程中具有无衍射、自弯曲、自愈等奇异特性,但是由于当时不能在光波段实现艾里光束,因此该研究成果并未引起科研人员的重视和深入研究。直到2007年3月, Siviloglou等^[2-3]在

收稿日期: 2021-03-19; 修回日期: 2021-04-19; 录用日期: 2021-04-22

基金项目: 浙江省实验室工作研究项目(YB201839)

通信作者: *xusendong@163.com

实验上实现了有限能量的艾里光束。此后,关于艾里光束的研究成为了光学研究的热点之一。科研人员对艾里光束做了大量有价值的研究。诸如,关于艾里光束衍射及自加速性质的研究^[4]、可调谐广义艾里光束产生及传播特性^[5]、硬边环带光阑下圆形艾里光束的自聚焦特性调控^[6]、艾里光束在自由空间和梯度折射率^[7]、大气湍流^[8]、Kerr^[9]、电磁感应透明(EIT)^[10]等介质中的传输特性研究。

另一方面,涡旋光束具有特殊的螺旋相位结构和携带轨道角动量等奇异特性,使得其在光学微操控、信息传输、生物医学等领域具有广泛的应用前景^[11-12]。在各种背景光束中加载涡旋光束的传输特性也是目前备受关注的研究热点之一。在艾里光束加载涡旋光束即艾里涡旋光束近年来也引起了研究者的关注。诸如,艾里涡旋光束在梯度折射率介质中的动态传输与涡旋轨迹^[13]、艾里涡旋光束通过手性材料的传输特性^[14]、艾里涡旋光束在单轴晶体中的传输特性^[15]、轨道角动量(OAM)光束短距离自由空间传输特性的实验研究^[16]等。

在上述研究的基础上,本文研究了艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输特性。比起普通的介质, EIT 介质是极具特质的电磁介质。当新颖的艾里涡旋光束通过 EIT 介质时,光束的传输特性一定会出现一些有意义的现象。研究表明,通过 EIT 介质的相关参数就能实现对艾里涡旋光束传输特性的调控。

2 EIT 介质的折射率

EIT 介质在光场的作用下,原子被诱导到相干布居囚禁态。此时, EIT 介质对光的吸收等表现出一些奇特的效应。本文研究四能级系统 EIT 介质,其原子模型如图 1 所示,原子系统中有 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|2'\rangle$ 、 $|3\rangle$ 四个能级。其中:控制光激励 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 、 $|2'\rangle \rightarrow |3\rangle$ 能级之间的跃迁,探测光激励 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 能级之间的跃迁。 $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 和 $\Delta_{c'} = \omega_{32'} - \omega_{c'}$ 分别为两束控制光的频率失谐量, $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 则为探测光的频率失谐量。 ω_{32} 、 $\omega_{32'}$ 和 ω_{31} 为四个能级之间的跃迁频率, ω_c 、 $\omega_{c'}$ 为控制光的角频率, ω_p 为探测光的角频率。

图 1 展示了双控制光四能级原子系统的示意图。图中显示了四个能级： $|1\rangle$ （基态）、 $|2\rangle$ 、 $|2'\rangle$ 和 $|3\rangle$ （最高能级）。控制光 Ω_c 和 $\Omega_{c'}$ 分别驱动 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|2'\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的跃迁。探测光 Ω_p 驱动 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的跃迁。能级 $|2\rangle$ 和 $|2'\rangle$ 之间存在耦合，其耦合强度由 A_c 和 $A_{c'}$ 表示。

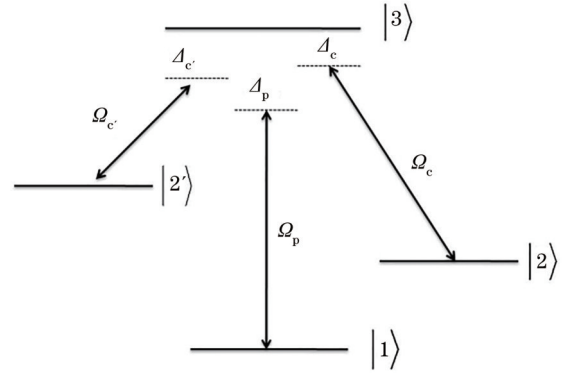


图 1 双控制光四能级原子系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the double-control four-level atomic system

EIT 介质的相对折射率可以表示为 $n = \sqrt{\epsilon}$, 介电系数 ϵ 为^[17-18]:

$$\epsilon = 1 + \frac{N\beta_e}{1 - N\beta_e/3}, \quad (1)$$

式中 N 为 EIT 介质原子数密度, β_e 为原子的电极化率, β_e 为:

$$\beta_e = \frac{i|D_{13}|^2}{\epsilon_0 \hbar D} \left[\frac{\gamma_2 + i(\Delta_p - \Delta_c)}{2} \right] \left[\frac{\gamma_{2'} + i(\Delta_p - \Delta_{c'})}{2} \right], \quad (2)$$

式中 D_{13} 是 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁电偶极矩矩阵元, D 定义为:

$$D = \left(\frac{\Gamma_3}{2} + i\Delta_p \right) \left[\frac{\gamma_2 + i(\Delta_p - \Delta_c)}{2} \right] \left[\frac{\gamma_{2'} + i(\Delta_p - \Delta_{c'})}{2} \right] + \frac{1}{4} \Omega_{c'}^* \Omega_c \left[\frac{\gamma_2 + i(\Delta_p - \Delta_c)}{2} \right] + \frac{1}{4} \Omega_c^* \Omega_{c'} \left[\frac{\gamma_{2'} + i(\Delta_p - \Delta_{c'})}{2} \right], \quad (3)$$

式中 Γ_3 为粒子数衰减速率, γ_2 、 $\gamma_{2'}$ 为相干失相速率, Ω_c 、 $\Omega_{c'}$ 为两个控制光的拉比频率。

3 艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输特性

二维有限能量的艾里涡旋光束,在初始平面 ($z=0$) 处艾里涡旋光束的电场分布可以表示为^[19-20]

$$E(x, y, 0) = f_{Ai} \left(\frac{x}{w_{x0}} \right) \exp \left(\frac{ax}{w_{x0}} \right) f_{Ai} \left(\frac{y}{w_{y0}} \right) \exp \left(\frac{ay}{w_{y0}} \right) \left[(x - x_d) + i(y - y_d) \right]^l, \quad (4)$$

式中 w_{x0} 和 w_{y0} 为横向尺度参数; a 为指数调制因子,一般设置为较小的正数; x_d 和 y_d 为涡旋的初始位置, l 为涡旋的拓扑荷数; $f_{Ai}(\cdot)$ 表示艾里函数,其定

义为

$$f_{Ai}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{iu^3}{3} - i xu\right) du. \quad (5)$$

当艾里涡旋光束通过 EIT 介质时,由广义惠更斯-菲涅尔原理可得艾里涡旋光束的传输方程:

$$E(x, y, z) = \frac{ik_0}{2\pi B} \iint E(x_0, y_0, 0) \exp\left\{-\frac{ik_0}{2B} [A(x_0^2 + y_0^2) - 2(xx_0 + yy_0) + D(x^2 + y^2)]\right\} dx_0 dy_0, \quad (6)$$

式中 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为入射光在真空中的波数; A 、 B 、 D 分别为 ABCD 光学系统的传输矩阵元,当艾里涡旋光束通过 EIT 介质时,传输系统的 ABCD 矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

选取涡旋的拓扑荷数 $l=1$,把(4)式代入(6)式经积分整理可得:

$$E(x, y, z) = \frac{B}{k_0 A^2} \exp[Q(x, y, z)] (P_1 + P_2 + P_3), \quad (8)$$

式中,

$$Q(x, y, z) = \frac{a}{A} \left(\frac{x - 2x_c}{w_{x0}} + \frac{y - 2y_c}{w_{y0}} \right) + \left(\frac{-ik_0 D}{2B} + \frac{ik_0}{2AB} \right) (x^2 + y^2) + i \left[\frac{B^3}{12A^3 k_0^3} \left(\frac{1}{w_{x0}^6} + \frac{1}{w_{y0}^6} \right) - \frac{a^2 B}{2A k_0} \left(\frac{1}{w_{x0}^2} + \frac{1}{w_{y0}^2} \right) - \frac{B}{2A^2 k_0} \left(\frac{x}{w_{x0}^3} + \frac{y}{w_{y0}^3} \right) \right], \quad (9)$$

$$P_1 = \frac{k_0}{B} f_{Ai} \left(\frac{x - x_c}{A w_{x0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{x0}^2} \right) f_{Ai} \left(\frac{y - y_c}{A w_{y0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{y0}^2} \right) [x - Ax_d - 2x_c + i(y - Ay_d - 2y_c)], \quad (10)$$

$$P_2 = \frac{-i}{w_{x0}} \left[f_{Ai} \left(\frac{x - x_c}{A w_{x0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{x0}^2} \right) + a f_{Ai} \left(\frac{x - x_c}{A w_{x0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{x0}^2} \right) \right] f_{Ai} \left(\frac{y - y_c}{A w_{y0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{y0}^2} \right), \quad (11)$$

$$P_3 = \frac{1}{w_{y0}} \left[f_{Ai} \left(\frac{y - y_c}{A w_{y0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{y0}^2} \right) + a f_{Ai} \left(\frac{y - y_c}{A w_{y0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{y0}^2} \right) \right] f_{Ai} \left(\frac{x - x_c}{A w_{x0}} - \frac{iaB}{A k_0 w_{x0}^2} \right), \quad (12)$$

式中 P_2 和 P_3 为普通的艾里光束, P_1 为涡旋叠加在艾里光束上的结果,从(10)式可以看出涡旋的位置为 $(Ax_d + 2x_c, Ay_d + 2y_c)$ 。(11)式中, f_{Ai} 表示艾里函数的导数; $x_c = \frac{B^2}{4A k_0^2 w_{x0}^3}$ 、 $y_c = \frac{B^2}{4A k_0^2 w_{y0}^3}$ 分别为艾里光束主峰中心在 x 和 y 方向的位置。显然,艾里光束的主峰是自加速偏转的,自偏转程度与光束的波长和横向尺度有关。此外,涡旋的位置也是自偏转的,并且涡旋的自加速比艾里光束的主峰加速快。当艾里光束的主峰位置与涡旋的位置相等时,涡旋将完全重叠在艾里光束的主峰上,这时有:

$$x_c = Ax_d + 2x_c, \quad y_c = Ay_d + 2y_c. \quad (13)$$

根据(7)式和(13)式可得,当艾里光束与涡旋完全重叠时的传输距离 z 为:

$$z_0 = 2nk_0 w_{x0} \sqrt{-w_{x0} x_d}. \quad (14)$$

由艾里光束主峰中心位置 x_c 、 y_c 和(7)式可知,

艾里光束主峰随传输距离 z 发生偏转,自加速的快慢可以通过 EIT 介质的折射率调控;涡旋的位置也可以通过折射率调控。从(1)~(3)式可以看出, EIT 介质的折射率可以通过改变 EIT 介质的原子数密度、控制光的拉比频率等相关参数控制。通过以上分析可知,可以通过调节 EIT 介质的原子数密度、控制光的拉比频率等相关参数控制艾里涡旋光束的自加速和涡旋位置等传输特性。

4 艾里涡旋光束通过 EIT 介质的数值分析

通过计算,得到艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输特性。EIT 介质的参数选取: $N = 0.75 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\Delta_p = 2.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_c = 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_e = 1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 10^5 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_e = 2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_3 = 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $D_{13} = 1.2 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$, $\Omega_e = 0.5\Omega_c$ 。光源参

数设定为： $a = 0.05$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w_{x_0} = 0.15 \text{ mm}$, $w_{y_0} = 0.15 \text{ mm}$, $x_d = y_d = -0.3 \text{ mm}$ 。其他参数选取： $\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ Js}$, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ 。

当 $\Omega_c = 0.9 \times 10^8 \text{ Hz}$ 时, 根据(1)、(14)式可得, 涡旋与艾里主峰重叠时, 传输距离为 $z_0 = 513.94 \text{ mm}$ 。图 2 为艾里涡旋光束在传输距离为 z_0 , $1.8z_0$, $2.6z_0$, $3.4z_0$ 时光强和对应的相位分布图。从图 2(a)~(d) 可以看出艾里涡旋光束的主峰在传输过程中沿 x 和 y 轴对角线加速偏转。在任意传输距离上, 主峰的位置都在 x 和 y 轴对角线上; 这是因为不管传输距离为多少, 主峰的位置 x_c 和 y_c 都始终相等。从图 2(a) 可以看出当传输距离为 z_0 时, 艾里光

束的主峰被加载在上面的涡旋光束破坏, 艾里光束的主峰呈面包圈状分布。图 2(c)~(d) 显示随着传输距离的增加, 破坏的艾里光束主峰又逐渐恢复; 这是因为艾里光束的主峰和涡旋的轨迹虽然都沿抛物线加速偏转, 但涡旋的加速比艾里光束的主峰快。随着传输距离的增加, 涡旋的位置与艾里光束的主峰分离。图 2(e)~(h) 为(a)~(d) 对应的相位分布, 可以发现在传输距离为 z_0 处, 涡旋被破坏; 随着传输距离增加相位出现类似刀叉形状分布, 这是涡旋相位的奇异性, 说明涡旋重新出现。从图 2(e)~(h) 可以看出涡旋的位置也随传输距离的增加而加速偏转。

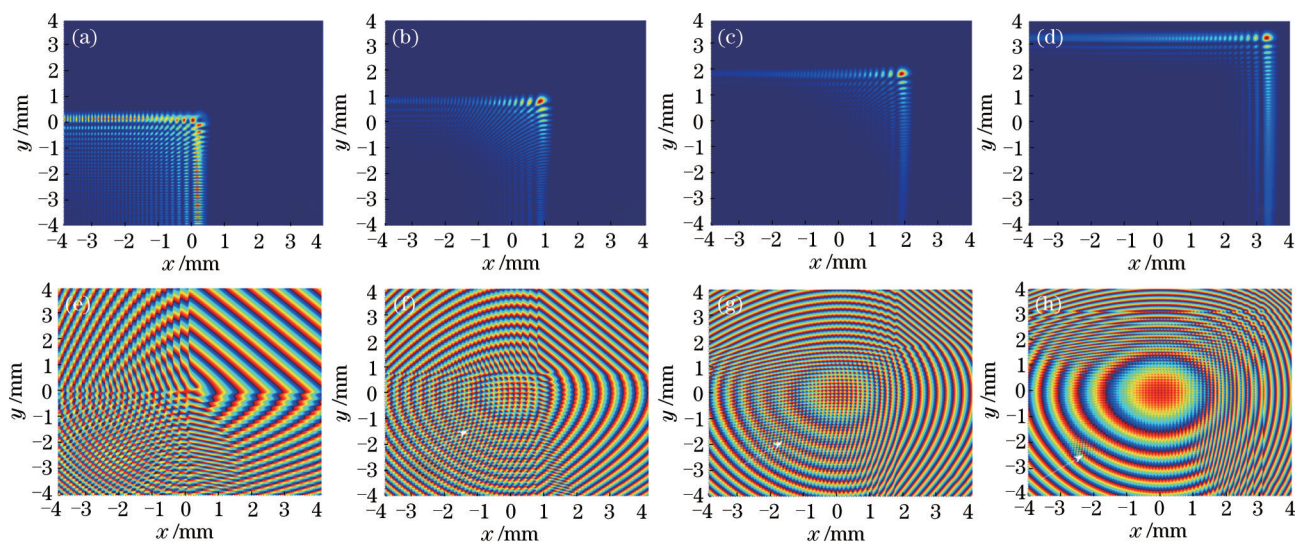


图 2 艾里涡旋光束通过不同传输距离的强度和相位分布图

图 3 为当传输距离 $z = 1500 \text{ mm}$, 拉比频率 (a) $\Omega_c = 0.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(b) $\Omega_c = 1.0 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(c) $\Omega_c =$

$1.4 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(d) $\Omega_c = 1.8 \times 10^8 \text{ Hz}$ 时光强分布图。从图中可以看出在相同的传输距离下只需改变拉比频率就可以调控艾里涡旋光束的光强分布。

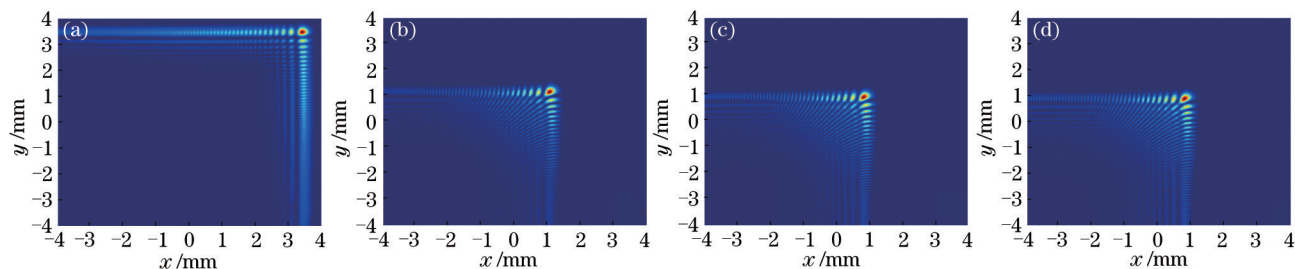


图 3 艾里涡旋光束通过电磁感应透明介质的光强分布图, 工作频率分别为: (a) $\Omega_c = 0.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(b) $\Omega_c = 1.0 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(c) $\Omega_c = 1.4 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(d) $\Omega_c = 1.8 \times 10^8 \text{ Hz}$

Fig. 3 Propagation dynamics of vortex Airy beams passing through the electromagnetically induced transparency medium, for different Rabi frequencies: (a) $\Omega_c = 0.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(b) $\Omega_c = 1.0 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(c) $\Omega_c = 1.4 \times 10^8 \text{ Hz}$ 、(d) $\Omega_c = 1.8 \times 10^8 \text{ Hz}$

图 4 为传输距离 $z = 850 \text{ mm}$ 、 $x = 0.7486 \text{ mm}$ 、 $y = 0.7486 \text{ mm}$ 处光强随拉比频率 Ω_c 变化图。选取拉比频率 Ω_c 从 $0.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ 到 $1.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ ，计算结果显示光强随拉比频率呈震荡变化，而且当 $\Omega_c = 0.822 \times 10^8 \text{ Hz}$ 时光强有一个最大值。

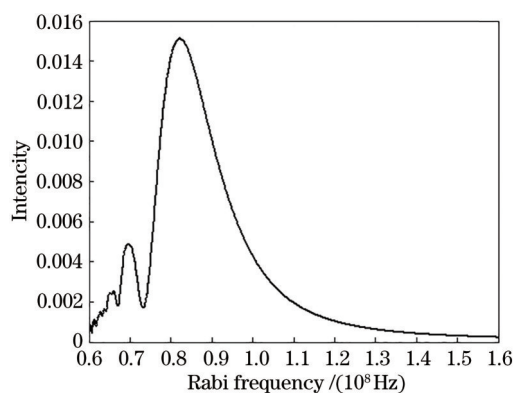


图 4 传输距离 $z = 850 \text{ mm}$ 、 $x = 0.7486 \text{ mm}$ 、 $y = 0.7486 \text{ mm}$ 处光强随拉比频率 Ω_c 变化图

Fig. 4 Intensity of the vortex Airy beams on the position ($z = 850 \text{ mm}$ 、 $x = 0.7486 \text{ mm}$ 、 $y = 0.7486 \text{ mm}$) modulated by the Rabi frequency

5 结 论

研究了艾里涡旋光束通过 EIT 介质的传输特性，研究结果表明：当涡旋的位置跟艾里光束主峰位置重合时，涡旋会破坏艾里光束的主峰；随着传输距离增加，涡旋的位置与艾里光束的主峰都沿着抛物线自加速，但涡旋的位置加速比艾里光束的主峰加速快，涡旋与艾里光束的主峰逐渐分离，被破坏的艾里光束主峰又逐渐恢复。此外，通过改变拉比频率，不仅可以实现对艾里涡旋光束主峰位置的控制，而且可以实现对任意场点光强的控制；这样就可以通过外围参数的调控实现对艾里涡旋光场强度和位置的准确控制。

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, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 979-981.
 [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
 [4] Yue Y Y, Xiao H, Wang Z X, et al. Research on

diffraction and self-acceleration of Airy beam[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(4): 044205.

乐阳阳,肖寒,王子潇,等.关于 Airy 光束衍射及自加速性质的研究[J].物理学报,2013,62(4):044205.

[5] Qian Y X, Mao H X. Generation and propagation characteristics of generalized Airy beams with tunable trajectories[J]. Acta Photonica Sinica, 2018, 47(2): 0226001.

钱义先,毛红行.可调谐广义艾里光束产生及传播特性[J].光子学报,2018,47(2):0226001.

[6] Wang L Y, Huang K K, Zhang X, et al. Manipulation of abruptly autofocusing property of circular Airy beam carrying hard-edge annular aperture[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(23): 232601.

王灵一,黄凯凯,章显,等.硬边环带光阑下圆形艾里光束的自聚焦特性调控[J].激光与光电子学进展,2020,57(23):232601.

[7] Wu Y L, Nie J S, Shao L. Complete solutions of finite Airy beams in free space and graded index media with Fourier analysis[J]. Optik, 2017, 138: 377-389.

[8] Ke X Z, Wang S. Evolution of the intensity of partially coherent Airy beam in atmospheric turbulence[J]. Acta Photonica Sinica, 2017, 46(7): 0701001.

柯熙政,王松.部分相干 Airy 光束在大气湍流中的光强演化[J].光子学报,2017,46(7):0701001.

[9] Zheng H P. Propagation properties of Airy beams in Kerr medium[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(1): 65-68.

郑红平. Airy 光束在 Kerr 介质中的传输负折射率特性[J].强激光与粒子束,2012,24(1):65-68.

[10] Xu S D, Xu B J. Propagation of Airy beams in electromagnetically induced transparency atomic vapor of Λ -type three-level system[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2013, 30(5): 554-558.

许森东,徐弼军. Airy 光束在 Λ 型三能级 EIT 介质中的传输特性研究[J].量子电子学报,2013,30(5):554-558.

[11] Ma W Q, Lu H M, Wang J P, et al. Vortex beam generation based on spatial light modulator and deep learning[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(11): 1107001.
 马文琪,路慧敏,王建萍,等.基于空间光调制器和深度学习的涡旋光束产生[J].光学学报,2021,41(11):1107001.

[12] Qin Y L, Huang Y, Tu P, et al. Fabrication of perfect vortex beam microplate using direct laser writing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0702003.

- 秦燕亮, 黄轶, 涂谱, 等. 激光直写制备完美涡旋光束微波带片[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0702003.
- [13] Cheng K, Xia J S, Zhong X Q. Propagation dynamics and vortex trajectory of an Airy vortex beam in gradient-index media[J]. Acta Photonica Sinica, 2014, 43(9): 0905002.
程科, 夏基深, 钟先琼. 艾里涡旋光束在梯度折射率介质中的动态传输与涡旋轨迹[J]. 光子学报, 2014, 43(9): 0905002.
- [14] Liu X Y, Zhao D M. Propagation of a vortex Airy beam in chiral medium[J]. Optics Communications, 2014, 321: 6-10.
- [15] Deng D M, Chen C D, Zhao X, et al. Propagation of an Airy vortex beam in uniaxial crystals[J]. Applied Physics B, 2013, 110(3): 433-436.
- [16] Xi R, Zhu B. Experimental study on short-distance free-space transmission characteristics of OAM beam [J]. Opto-Electronic Engineering, 2019, 46(6): 16-25.
席瑞, 朱冰. OAM 光束短距离自由空间传输特性的实验研究[J]. 光电工程, 2019, 46(6): 16-25.
- [17] Zhuang F, Shen J Q, Du X Y, et al. Propagation and modulation of Airy beams through a four-level electromagnetic induced transparency atomic vapor [J]. Optics Letters, 2012, 37(15): 3054.
- [18] Xu S D, Xu B J, Lu X H. Propagation of Gaussian Schell-model beam in electromagnetically induced transparency atomic vapor[J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(12): 3223-3227.
许森东, 徐弼军, 陆璇辉. 高斯谢尔模型光束在 EIT 原子气体中的传输特性研究[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(12): 3223-3227.
- [19] Hua S, Liu Y W, Zhang H J, et al. Propagation of an Airy-Gaussian-Vortex beam in a chiral medium[J]. Optics Communications, 2017, 388: 29-37.
- [20] Chen B, Chen C D, Peng X, et al. Propagation of Airy Gaussian vortex beams through slabs of right-handed materials and left-handed materials[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2014, 32(1): 173-178.