

附加球面相位引致 Airy 光束在单轴晶体传输时的两次镜像演化

朱开成¹⁾²⁾ 梁瑞生¹⁾ 易亚军¹⁾ 刘伟慈¹⁾ 朱洁^{3)†}

1) (广州工商学院电子信息工程系, 广州 510850)

2) (中南大学物理与电子学院, 长沙 410083)

3) (贵州理工学院理学院, 贵阳 550003)

(2019年10月18日收到; 2020年2月3日收到修改稿)

利用单轴晶体光束传输理论, 求得了具有附加球面相位 Airy 光束在单轴晶体中的传输公式. 数值模拟计算结果表明, 线偏振附加球面相位 Airy 光束在晶体中传输时仍为线偏振, 但不是传输不变的. 粗略地讲, 具有附加球面相位的 Airy 光束在晶体中传输时, 近场是传输不变的; 而在由晶体寻常与非寻常折射率和球面半径共同确定的两个特定传输距离处, 传输光束转换成了取向不同的 Gaussian-Airy 光束, 且高斯依赖的束宽度敏感地与截断因子相关; 而当光束依次穿过此两位置时光斑花样先后相对于两横向轴平面做镜像演化, 且镜像演化顺序也与晶体寻常和非寻常折射率相对大小密切相关, 其总的效果是远场强度花样能恢复原样但花样取向产生了关于对过横平面二、四象限平分平面的镜像演化. 这些结果表明, 通过恰当选择晶体材料(即折射率)和附加球面相位的半径 R , 可以调控光束花样的形状、取向及表征各向异性材料的相关性质.

关键词: Airy 光束, 单轴各向异性晶体, 附加球面相位, 镜像演化, 寻常与非寻常折射指数

PACS: 41.85.-p, 42.25.Bs, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.69.20191592

1 引言

自 1987 年实验产生了贝塞尔光束的无衍射光后, 无衍射光在理论研究和实践应用中都得到了众多学者的广泛关注. 无衍射光是自由空间标量波动方程的一组特殊解, 对其研究成了一个经久不衰的研究主题. Airy 光束是另一类典型的完全无衍射(无形变)束类, 这类光束是 Berry 和 Balazs^[1] 在 1979 年以 Airy 函数作为初值条件获得的一维含时薛定谔方程的严格解, 并称之为 Airy 波包, 他们也证明该波包解是一维含时薛定谔方程的惟一非平凡无衍射解. 2007 年, Siviloglou 等^[2,3] 于实验中首次成功地实现了 Airy 光束, 并且证实了这类光

束能保持长距离无衍射传输且有横向加速的奇特现象.

因为 Airy 光束具有无衍射、自恢复或自愈性以及可控的自弯曲弹道轨迹传输等奇异特性, 因此吸引了人们极大的研究兴趣, 目前人们设计了多种方案, 有些在实验中也成功地实现了 Airy 光束^[4-9]. 许多基于 Airy 光束令人兴奋的应用被先后提出并得以实现, 典型的例子包括光子弹、弯曲等离子体通道产生、光路由、光互联及图像信号传输等^[10-13]. 特别地, 由于 Airy 光束在自由空间传输时表现出可以沿弯曲路径传输的奇异性质, 自然勾起了人们对 Airy 光束在各种介质中传输性质研究的兴趣. 目前, Airy 光束在自由空间、大气湍流及各种介质中的传输动力学行为都有广泛而深入的研究^[14-29].

† 通信作者. E-mail: jiezh_16@163.com

实际上, 激光束在各向异性介质中的传输一直是有意义的研究主题, 而单轴晶体是典型的各向异性介质, 而且在诸如光偏振器、振幅或相位调制器设计与制造中具有重要作用. 近些年, 涡旋 Airy 光束、Airy-Gaussian 光束等在单轴晶体中的传输性质演化已被广泛而深入地探讨^[30–37], 特别地, Deng 课题组^[38–40]详细讨论了具有相位一阶、二阶啁啾的 Airy-Gaussian 光束或涡旋 Airy 光束在单轴晶体中的传播, 揭示出了一些有趣的演变性质.

本文将讨论附加球面相位的 Airy 光束在单轴晶体中的传播, 基于求得的解析传输表达式, 运用数值方法分析附加球面相位的 Airy 光束通过单轴晶体传播时球面相因子的影响.

2 具有附加球面相位的 Airy 光束通过单轴晶体传播时的场振幅

设光束传输的方向与单轴晶体的光轴垂直. 不失一般性, 设 z 轴为光束传输方向, 于是单轴晶体介电常数张量 ϵ 可表示为^[38–40]

$$\epsilon = \begin{pmatrix} n_e^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 n_o 和 n_e 分别是寻常光波与非常光波的折射率.

设具有附加球面相位的 Airy 光束沿 z 轴传输 ($z > 0$), 是沿 x 方向偏振的线偏振光, 在 $z = 0$ 处的场分布形式为^[8,9]

$$\begin{pmatrix} E_x(x_0, y_0) \\ E_y(x_0, y_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} E_0 Ai\left(\frac{x_0}{w_x}\right) Ai\left(\frac{y_0}{w_y}\right) \times \exp\left[\frac{ax_0}{w_x} + \frac{by_0}{w_y} - \frac{ik(x_0^2 + y_0^2)}{2R}\right], \quad (2)$$

其中 w_x 和 w_y 分别是 x 和 y 方向特征主斑宽度的参数; a 和 b 是 x 和 y 方向截断参数; $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 是单色光波长; R 是附加球形波面半径. 为简化起见, 下面将取表征强度参数 $E_0 = 1$. 实际中最简单直接实现这种附加球面相位 Airy 光束的方法是用相应 Airy 光束通过一个无像差薄透镜, 这时 R 就是透镜焦距. $R > 0$ 或 $R < 0$ 分别对应于会聚或发散球面相位, 本文仅讨论 $R > 0$ 情形. 通过相位调制实现光束整形是非常有效和常用的手段之一^[41–44].

在傍轴近似下, 光场复振幅在正交穿过单轴晶体中传播时的演化可表示为^[38–40]

$$E_x(x, y, z) = \frac{ikn_o}{2\pi z} \exp(ikn_e z) \iint_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 E_x(x_0, y_0, 0) \times \exp\left\{\frac{ik\left[n_o^2(x-x_0)^2 + n_e^2(y-y_0)^2\right]}{2zn_e}\right\}, \quad (3)$$

$$E_y(x, y, z) = \frac{ikn_o}{2\pi z} \exp(ikn_o z) \iint_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 E_y(x_0, y_0, 0) \times \exp\left\{\frac{ikn_o\left[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2\right]}{2z}\right\}. \quad (4)$$

于是, 将 (2) 式代入 (3) 式并进行适当的变量变换后可得到:

$$E_y(x, y, z) = 0, \quad (5)$$

$$E_x(x, y, z) = -\frac{iN_w n_o}{\pi z_R} \exp\left[ikn_e z + \frac{iN_w(n_o^2 x_w^2 + n_e^2 y_w^2)}{n_e z_R}\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} dx'_0 dy'_0 Ai(\delta x'_0) Ai(y'_0) \times \exp\left[i\Omega_x x'^2_0 + i\Omega_y y'^2_0 + \left(a\delta - \frac{2iN_w n_o^2 x_w}{n_e z_R}\right)x'_0 + \left(b - \frac{2iN_w n_e y_w}{z_R}\right)y'_0\right] = P(x, y, z) U_x(x, z) U_y(y, z), \quad (6)$$

其中, $\Omega_x = N_w \left(\frac{n_o^2}{z_R n_e} - 1\right)$, $\Omega_y = N_w \left(\frac{n_e}{z_R} - 1\right)$, $\delta = \frac{w_y}{w_x}$, $N_w = \frac{\pi w_y^2}{\lambda R}$, $z_R = \frac{z}{R}$ 是以球面半径 R 为单位的纵向标度传输距离, $q_w = q/w_y$ ($q = x, y$) 是横向标度坐标, 而

$$U_x(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dx'_0 Ai(\delta x'_0) \exp\left[i\Omega_x x'^2_0 - i\left(\frac{2N_w n_o^2 x_w}{n_e z_R} + ia\delta\right)x'_0\right], \quad (7)$$

$$U_y(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dy'_0 Ai(y'_0) \exp\left[i\Omega_y y'^2_0 - i\left(\frac{2N_w n_e y_w}{z_R} - ib\right)y'_0\right], \quad (8)$$

$$P(x, y, z) = -\frac{iN_w n_o E_0}{\pi z_R} \times \exp \left[ikn_e z + \frac{iN_w (n_o^2 x_w^2 + n_e^2 y_w^2)}{n_e z_R} \right]. \quad (9)$$

显然这光束仍是 x 方向的线偏振光束, 而且场的复振幅对 x 和 y 的依赖关系是可分的.

根据 (7) 式, 因在横平面 $z_n = Rn_o^2/n_e$ 上 $\Omega_x = 0$, 利用 [45]

$$\int_{-\infty}^{\infty} Ai(x) e^{-iux} dx = \exp(iu^3/3), \quad (10)$$

得到

$$\begin{aligned} U_x(x, z_n) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx'_0 Ai(\delta x'_0) \exp[-i(2N_w x_w + ia\delta)x'_0] \\ &= \frac{1}{\delta} \exp \left[\frac{i}{3\delta^3} (2N_w x_w + ia\delta)^3 \right] \\ &\sim \frac{1}{\alpha} \exp \left(-\frac{4a\delta}{\alpha^3} N_w^2 x_w^2 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

即 $a \neq 0$ 时在此特定横平面上强度随 x 的分布具有高斯函数形式, 如 $a = 0$ 时在此特定横平面上强度是均匀的 (无限能量的). 而当 $z \neq Rn_o^2/n_e$ 时对应 $\Omega_x \neq 0$, 运用数学关系 [45]:

$$\begin{aligned} Ai(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{it^3}{3} + ixt \right) dt, \quad (12) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-iax^2 - i\beta x) dx \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{|a|}} \exp \left[\frac{i\pi}{4} \operatorname{sgn}(a) + \frac{i\beta^2}{4a} \right], \\ &\quad \text{for real } a \neq 0, \end{aligned} \quad (13)$$

将方程 (7) 完成对 x'_0 积分后得

$$\begin{aligned} U_x(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{|\Omega_x|}} \exp \left[-\frac{i}{4\Omega_x} \left(\frac{2\pi N_w n_o^2 x_w}{n_e z_f} + ia\delta \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{i\pi}{4} \operatorname{sgn}(\Omega_x) \right] \int_{-\infty}^{\infty} du \exp \left[\frac{i u^3}{3} - \frac{i\delta^2}{4\Omega_x} u^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{i\delta}{2\Omega_x} \left(\frac{2\pi N_w n_o^2 x_w}{n_e z_f} + ia\delta \right) u \right], \end{aligned} \quad (14)$$

再次应用 [45]

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \left(\frac{t^3}{3} + yt^2 + xt \right) \right] dt \\ &= 2\pi \exp \left[i \left(\frac{2y^2}{3} - x \right) y \right] Ai(x - y^2), \end{aligned} \quad (15)$$

最终有

$$\begin{aligned} U_x(x, z) &= I_0 \exp \left[-\frac{i}{4\Omega_x} \left(\frac{2N_w n_o^2 x_w}{n_e z_f} + ia\delta \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{i\delta^3}{8\Omega_x^2} \left(\frac{2N_w n_o^2 x_w}{n_e z_f} + ia\delta \right) \right] \\ &\quad \times Ai \left[\frac{\delta}{2\Omega_x} \left(\frac{2N_w n_o^2 x_w}{n_e z_f} + ia\delta \right) - \frac{\delta^4}{16\Omega_x^2} \right], \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $I_0 = \sqrt{\frac{\pi}{|\Omega_x|}} \exp \left[\frac{i\pi}{4} \operatorname{sgn}(\Omega_x) - \frac{i\delta^6}{96\Omega_x^3} \right]$. 除相位因子外, 它仍有有限能量 (截断) Airy 光束形式.

类似地, 在横平面 $z_f = n_e R$ 上有

$$\begin{aligned} U_y(x, z_f) &= \exp \left[\frac{i}{3} (2N_w y_w + ib)^3 \right] \\ &\sim \exp(-4bN_w^2 x_w^2), \end{aligned} \quad (17)$$

即 $b \neq 0$ 时在此特定平面上强度对 y 的依赖具有高斯分布形式. 而 $z \neq n_e R$ 时为

$$\begin{aligned} U_y(y, z) &= I_{0y} \exp \left[-\frac{i}{4\Omega_y} \left(\frac{2N_w n_e y_w}{z_f} + ib \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{i}{8\Omega_y^2} \left(\frac{2N_w n_e y_w}{z_f} + ib \right) \right] \\ &\quad \times Ai \left[\frac{1}{2\Omega_y} \left(\frac{2N_w n_e y_w}{z_f} + ib \right) - \frac{1}{16\Omega_y^2} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

而 $I_{0y} = \sqrt{\frac{\pi}{|\Omega_y|}} \exp \left[\frac{i\pi}{4} \operatorname{sgn}(\Omega_y) - \frac{i}{96\Omega_y^3} \right]$.

因此, 我们求得了具有附加球面相位的 Airy 光束沿光轴正交方向入射进单轴各向异性晶体中传输时场复振幅在不同横平面上的分布解析表达式, 据此可讨论不同横平面上光束的强度分布或相位分布演变性质.

3 数值模拟结果与分析

基于前节的解析结果, 可以对具有附加球面相位的 Airy 光束垂直于单轴晶体光轴的传输场强度分布 $I(x, y, z) = |E_x(x, y, z)|^2$ 演化进行数值计算, 计算中取 $a = b$ 和 $\delta = 1$ (即 $w_x = w_y$). 数值计算表明, 一般而言具有附加球面相位的 Airy 光束在正交穿过晶体光轴传输时不再是传输不变的.

图 1 给出了在金红石晶体中传输时的光场强度分布, 金红石晶体的寻常光和非寻常光折射率

分别为 $n_o = 2.616$, $n_e = 2.903$. 数值结果表明, 在 $z_n = Rn_o^2/n_e \approx 2.357R$ 以及 $z_f = n_e R = 2.903R$ 处 (注意这里 $z_n < z_f$), Airy 光束强度分布 $I(x, y, z) = |E_x(x, y, z)|^2$ 的傍斑只出现在一个方向上, 另一个方向的傍斑已经完全消失, 如图 1 中用 $z = z_n$ 和 $z = z_f$ 所标示者. 另外, 由方程 (11), (16)–(18) 式可知, 在此两位置光束复振幅对一个横向坐标的依赖具有 Gaussian 形式, 而对另一个横向坐标的依赖仍然为 Airy 函数形式, 即演变成了 Gaussian-Airy 束 [46]. 而且截断参数特征了 Gaussian 分布宽度, 截断参数愈大, 分布愈窄, 这由 (11) 式和 (17) 式可直接看出.

再者, 在穿过这两个位置时, 光斑花样有镜像演化 [26], 如在穿过 z_n 时, 其场强分布花样对 y 平面成镜像演化, 而在穿过 z_f 后, 对 x 平面产生镜像演化, 从而总的变化是相对于平分二、四象限的平面 ($x+y=0$ 的平面) 镜像演化. 进一步计算表明, 在远场其场强分布花样形式上恢复了原始花样, 但花样的取向不同, 如图 1 中 $z = 1.5z_f$ 处的强度花样是 $z = 0$ 处的花样相对于平分二、四象限的平分平面的镜像演化的结果. 实际上, 具有附加球面相位的 Airy 光束正交穿过单轴晶体传输时在 z_n 与 z_f 处镜像演化是可以理解的, 因为对于有限截断参数的 Airy 光束, 导致了单轴晶体中衍射表达式 (16) 式和 (18) 式的因子 Ω_x 和 Ω_y 出现符号变化.

图 2 给出了其他参数与图 1 相同而复合参数 $N_w = 1$ 的情况, 主要讨论了在 z_n 和 z_f 区间传输时光场强度分布不断调整的过程, 在临近 z_n 时“点”状旁斑被压缩融合, 到 z_n 处时成为条状分布, 穿

过 z_n 后条状条纹重新分裂生成点状旁斑, 图 2 中标识为 $z = 0.93z_n$, z_n 和 $1.07z_n$ 的强度分布清楚地展示了这些. 在 z_f 附近演化行为也是类似的 (取向除外). 此外, 计算表明在这种光束能量调整中也伴随了主斑中央位置的移动, 只要对比图 2 与图 1 中 $z = 0$ 处的光斑情况就可看出这点, 且主斑移位大小反比于 N_w . 再者, N_w 对具有附加球面相位 Airy 光束传输的影响似乎还表现在光斑的大小方面, 计算表明 $N_w = 1$ 时的演变情况与图 1 给出的 $N_w = 100$ 时的类似, 只是在同样传输距离处光斑的大小反比于 N_w .

实际上, 对不同的单轴晶体介质, 具有附加球面相位的 Airy 光束在其中传输的近场和远场表现了相似的行为, 只是依单轴晶体 n_o 与 n_e 的相互关系, 其对轴平面镜像演化的次序是不同的. 如对淡红银矿晶体其 $n_o = 2.979$, $n_e = 2.711$, 即 $n_o > n_e$, 因而有 $z_f < z_n$. 这时光束先穿过 z_f 后首先关于 x 轴镜像演化, 再在穿过 z_n 后出现对 y 轴的镜像演化, 当然最后总的效果仍是相对于过二、四象限平分平面的镜像演化, 如图 3 所示. 因此, 应用不同的单轴晶体这一光束展现了不同的演化性质, 这一特征有可能在确定晶体性质 (如折射率大小关系) 方面具有应用. 且就作者所知, 这一结果还未见有文献报道过.

最后应当指出, 这种 Airy 光束附加相因子的另一类似情况是名为“啁啾 (chirped)”的相因子, 由 Zhang 等 [26] 首先讨论了具有线性、平方啁啾 Airy 光束在平方势介质中的传输问题, 发现了周期反转 (inversion) 现象; 随后, 有研究者就一阶、

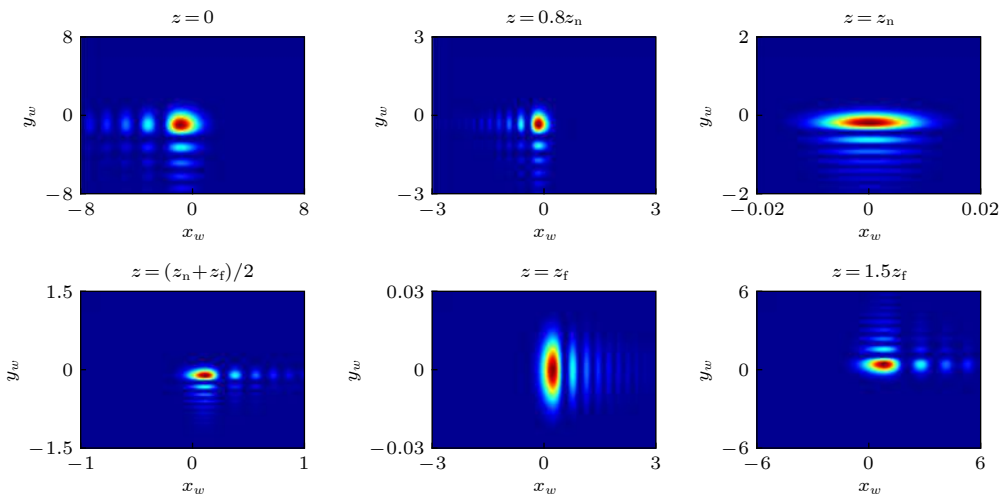


图 1 金红石晶体中不同传输距离处的光场强度分布, 其他参数分别为 $N_w = 100$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$

Fig. 1. Intensity distributions of the Airy beams in rutile crystal at several propagation distances with $N_w = 100$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$.

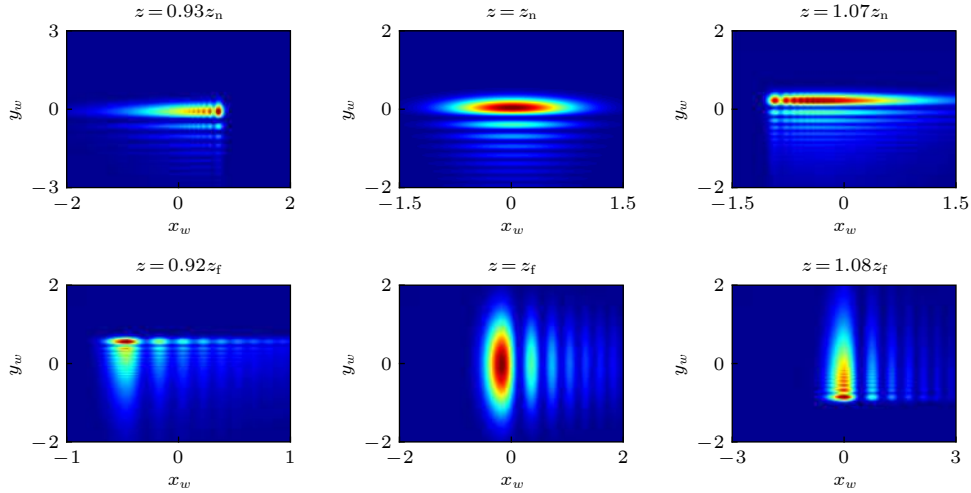


图 2 金红石晶体时不同传输距离处的光束强度分布, 其他参数分别为 $N_w = 1$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$
 Fig. 2. Intensity distributions of the Airy beams in rutile crystal at several propagation distances with $N_w = 1$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$.

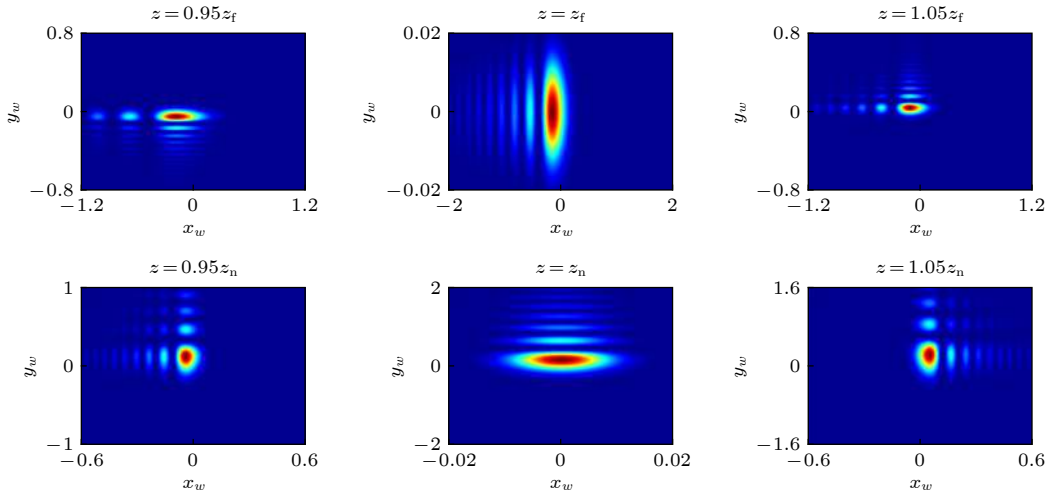


图 3 淡红银矿晶体时不同传输距离处的光束强度分布, 其他参数分别为 $N_w = 100$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$
 Fig. 3. Intensity distributions of the Airy beams in proustitite crystal at several propagation distances with $N_w = 100$, $a = b = 0.1$, $\delta = 1$.

二阶啁啾 Airy 光束在自由空间及介质中的传输问题 [47–52], 以及具有啁啾的光涡 Airy 光束和 Airy-Gaussian 光束在晶体中的传输问题 [38–40] 进行了探讨, 但没有讨论 Airy 光束的相关问题, 也没有关于本文中发现在两个位置依次发生的镜像演化现象的报道 [38–40]. 再者, 在束宽度 $w_y = 200 \mu\text{m}$, 光波长 $\lambda = 500 \text{ nm}$, $N_w = 100$, $R \approx 2.5 \text{ mm}$ 时, 为了观察到本文得到的结果, 要求晶体厚度约为 $3R \approx 8.0 \text{ mm}$, 这在实际中应是可实现的.

4 结论与讨论

本文基于光束在各向异性介质中的傍轴矢量传输理论, 导出了附加球面相位的 Airy 光束垂直

于各向异性单轴晶体光轴的传输公式, 并利用该表达式进行了数值模拟计算与分析, 研究了附加球面相位的有限能量 Airy 光束垂直于晶体光轴的传输特性. 研究表明, 线偏振附加球面相位的 Airy 光束在晶体中传输时仍为线偏振, 但不再是传输不变的. 粗略地讲, 具有附加球面相位的 Airy 光束在晶体中传输时, 近场是传输不变的, 远场时强度花样能恢复原样但花样取向产生了关于过二、四象限平分平面的镜像演化. 特别地, 在传输距离 $z_n = Rn_o^2/n_e$ 与 $z_f = n_e R$ 处, 光束转换成了 Gaussian-Airy 束, 且在穿过此两位置时光斑花样先后有相对于两横向轴平面的镜像演化, 且镜像演化顺序密切与晶体寻常和非寻常折射率相关. 在临

近 z_f 与 z_n 处及其间范围内, 光场光斑花样不断从 Airy 光束的“点”状旁斑调整到线状旁斑最后再调整到“点”状旁斑, 调整过程中还伴有主光斑的位移. 最后, 附加球面相位的半径调控了 z_f 与 z_n 附近范围的光斑大小及主斑位移大小. 这些结果表明 Airy 光束除了在自由空间传播时表现无衍射、自恢复或自愈性以及可控的自弯曲弹道轨迹传输等奇异特性外, 具有附加球面相位因子的 Airy 光束在各向异性介质中传播时会呈现光斑花样形状变化及取向镜像演变的新特性, 这些新特性丰富了对 Airy 光束在各向异性介质中传播的新认识, 并有可能在确定单轴晶体寻常与非寻常光折射率的相互关系及需要光斑花样或花样取向变化的场合找到应用^[53,54].

最后, 本文中讨论的结果可直接推广到更一般的非球面二次相因子情形. 如前所述, 光斑形状变化或取向镜像演变的发生位置 z_n 和 z_f 是由晶体折射率和二次相因子系数共同决定的, 球面二次相因子与非球面二次相因子的区别只是两系数相同或不同而已. 因此非球面二次相因子只会导致本文结果出现的位置不同而不会导致本文所得结果的消失, 从而给光束性质的调控提供了更多可能性.

参考文献

- [1] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [2] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2008 *Opt. Lett.* **33** 207
- [4] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [5] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, Christodoulides D N 2008 *Opt. Express* **16** 12880
- [6] Christodoulides D N 2008 *Nat. Photonics* **2** 652
- [7] Chong A, Renninger W H, Christodoulides D N, Wise F W 2010 *Nat. Photonics* **4** 103
- [8] Zhang Y Q, Zhong H, Belic M R, Zhang Y P 2017 *Appl. Sci.* **7** 341
- [9] Efremidis N, Chen Z G, Segev M, Christodoulides D N 2019 *Optica* **6** 686
- [10] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [11] Rose P, Diebel F, Boguslawski M, Denz C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 101101
- [12] Wiersma N, Marsal N, Sciamanna M, Wolfersberger D 2014 *Opt. Lett.* **39** 5997
- [13] Liang Y, Hu Y, Song D, Lou C, Zhang X, Chen Z, Xu J 2015 *Opt. Lett.* **40** 5686
- [14] Deng D M, Guo Q 2009 *New J. Phys.* **11** 103029
- [15] Deng D M, Du S L, Guo Q 2013 *Opt. Commun.* **289** 6
- [16] Chu X X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2701
- [17] Wen W, Chu X X 2014 *J. Mod. Opt.* **61** 379
- [18] Wen W, Chu X X, Ma H T 2015 *Opt. Commun.* **336** 326
- [19] Zhou G Q, Chen R P, Ru G Y 2014 *Laser Phys. Lett.* **11** 105001
- [20] Ruiz-Jimenez C, Nobrega K Z, Porras M A 2015 *Opt. Express* **23** 8918
- [21] Zhuang F, Du X Y, Ye Y Q, Zhao D M 2012 *Opt. Lett.* **37** 1871
- [22] Shen M, Li W, Lee R K 2016 *Opt. Express* **24** 8501
- [23] Chen R P, Chew K H, Zhao T Y, Li P G, Li C R 2014 *Laser Phys.* **24** 115402
- [24] Xiao F, Li B, Wang M, Zhu W, Zhang P, Liu S, Premaratne M, Zhao J 2014 *Opt. Express* **22** 22763
- [25] Zhou G Q, Chen R P, Chu X X 2012 *Appl. Phys. B* **109** 549
- [26] Zhang Y Q, Belic M R, Zhang L, Zhong W P, Zhu D, Wang R, Zhang R P 2015 *Opt. Express* **23** 10467
- [27] Besieris I M, Shaarawi A M, Ramboni-Rached M 2016 *Opt. Commun.* **369** 56
- [28] Li H H, Wang J G, Tang M M, Cao J X, Li X Z 2017 *Optik* **149** 144
- [29] Xie W K, Zhang P, Wang H, Chu X X 2018 *Opt. Commun.* **427** 288
- [30] Zhou G Q, Chen R P, Chu X X 2012 *Opt. Express* **20** 2196
- [31] Deng D M, Chen C D, Zhao X, Li H G 2013 *Appl. Phys. B* **110** 433
- [32] Zhou M L, Chen C D, Chen B, Peng X, Peng Y L, Deng D M 2015 *Chin. Phys. B* **24** 124102
- [33] Deng F, Deng D M 2016 *Opt. Commun.* **380** 280
- [34] Yu W, Zhao R, Deng F, Huang J, Chen C, Yang X, Zhao Y, Deng D M 2016 *Chin. Phys. B* **25** 044201
- [35] Li D D, Peng X, Peng Y L, Zhang L P, Deng D M 2017 *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 891
- [36] Zheng G L, Deng X Q, Xu S X, Wu Q Y 2017 *Appl. Opt.* **56** 2444
- [37] Zheng G L, Xu S X, Wu Q Y, Wang Q, Ouyang Z B 2017 *Opt. Express* **25** 14654
- [38] Zhang J B, Zhou K Z, Liang J H, Lai Z Y, Yang X L, Deng D M 2018 *Opt. Express* **26** 1290
- [39] Chen Y Z, Zhao G W, Ye F, Xu C J, Deng D M 2018 *Chin. Phys. B* **27** 104201
- [40] Wu X L, Xie J T, Deng D M 2019 *Appl. Phys. B* **125** 87
- [41] Tang H Q, Zhu K C 2013 *Opt. Laser Technol.* **54** 68
- [42] Zhu K C, Tang H Q, Zheng X J, Tang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 104210 (in Chinese) [朱开成, 唐慧琴, 郑小娟, 唐英 2014 物理学报 **63** 104210]
- [43] Zhu J, Zhu K C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204204 (in Chinese) [朱洁, 朱开成 2016 物理学报 **65** 204204]
- [44] Xiao Z Y, Xia H, Yu T, et al. 2018 *Opt. Rev.* **25** 323
- [45] Valloee O, Soares M 2004 *Airy Functions and Applications to Physics* (London: Imperial College Press) p10, 87
- [46] Grossman J G, Casperson L W, Stafsudd O M, Sutter Jr L V 1984 *Appl. Opt.* **23** 48
- [47] Zhang J, Pang Z, Feng L, Zhong T, Wang L, Deng D M 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 060501
- [48] Feng L, Zhang J, Pang Z, Wang L, Zhong T, Yang X, Deng D M 2017 *Opt. Commun.* **402** 60
- [49] Zhang L P, Deng F, Peng Y L 2017 *Laser Phys.* **27** 015404
- [50] Xie J T, Zhang J B, Ye J R, Liu H W, Liang Z Y, Long S J, Zhou K Z, Deng D M 2018 *Opt. Express* **26** 5845
- [51] Zhang J G, Tian Z W, Li Y F 2018 *Optik* **158** 64
- [52] Bai X Q, Wang Y H, Zhang J, Xiao Y 2019 *Appl. Phys. B* **125** 188
- [53] Zhu J, Tang H Q, Su Q, Zhu K C 2017 *Europhys. Lett.* **118** 14001
- [54] Zhu J, Tang H Q, Li X L, Liu X Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 164202 (in Chinese) [朱洁, 唐慧琴, 李晓利, 刘小钦 2017 物理学报 **66** 164202]

Dual mirror evolutions of Airy beams propagating through uniaxial crystals induced by added spherical phase

Zhu Kai-Cheng¹⁾²⁾ Liang Rui-Sheng¹⁾ Yi Ya-Jun¹⁾ Liu Wei-Ci¹⁾ Zhu Jie^{3)†}

1) (*Department of Electronics and Information Engineering, Guangzhou College of Technology and Business, Guangzhou 510850, China*)

2) (*School of Physics and Electronics, Central South University, Changsha 410083, China*)

3) (*College of Science, Guizhou Institute of Technology, Guiyang 550003, China*)

(Received 18 October 2019; revised manuscript received 3 February 2020)

Abstract

Airy beams have received considerable attention due to their unique features on propagation, including non-spreading, self-healing, self-accelerating, and parabolic trajectories. Here in this work we study the propagation of linearly polarized Airy beams with an added spherical phase in uniaxial crystal orthogonal to the optical axis. Based on the beam transmission theory in uniaxial crystals, the analytical expressions for the intensity distribution of the beams in different view planes are derived. Numerical calculations are performed and some novel propagation features are presented graphically. It is shown that the Airy beam with an added spherical phase remains linearly polarized but cannot keep other properties unchanged during propagation in uniaxial crystal. Such a beam maintains its intensity profile in the near-field, then with the propagation distance increasing, converts into the Gaussian-Airy beams with different orientations at two specified distances which are codetermined by the extraordinary and ordinary refractive index of the crystal (namely n_e and n_o) and the radius of the spherical phase, and most impressively, forms a mirror-like reflection profile in the far field, i.e., the intensity pattern in the far field returns to the initial Airy beam profile while its orientation on the transversal plane is reversed along the bisector line of the second and fourth quadrant. Note that the intensity pattern successively experiences two mirror transformations along the x and y coordinate axis when passing through these two critical positions, which can give rise to the mirror reflection effect for the whole Airy beam. Moreover, we further demonstrate that the sequences of these two mirror transformations are in close relation with the relative size between n_e and n_o . Therefore, the results obtained in this paper reveal new propagation features in anisotropic medium of Airy beams with added spherical phase and provide a novel route to controlling propagation properties like the pattern profile and orientation of the Airy beams through choosing appropriate anisotropic materials and the radius of the spherical phase factor. Considering that it is easy to obtain an Airy beam with an added spherical phase which can be realized with an Airy beam through an ideal lens, our investigation may lead to potential applications in many fields where the ability to change profile and orientation of the intensity pattern and the ability to determine the refractive index of anisotropic medium are both required.

Keywords: Airy beam, uniaxial anisotropic crystal, added spherical phase, mirror inversion, ordinary and extraordinary refractive index

PACS: 41.85.-p, 42.25.Bs, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.69.20191592

† Corresponding author. E-mail: jiezh_16@163.com