

阵列涡旋光束在不稳定分层海洋中的远距离传输

王明军, 张妍*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 阵列光束在大功率激光合成、远距离通信、高质量输出等方面发挥着重要作用。本文利用相位屏法模拟海洋湍流,研究了径向阵列涡旋光束与矩形阵列涡旋光束在具有外尺度的不稳定分层海洋中的传输特性,并将其与单涡旋光束的传输特性进行了对比,分析了三种涡旋光束在海洋湍流中的光强与相位分布。结果表明:两种阵列涡旋光束传输一段距离后不再保持初始的阵列分布,子光束之间会相互影响,产生了干涉条纹。在相同的条件下,单涡旋光束的漂移比两种阵列涡旋光束大,束宽比两种阵列涡旋光束小,而且径向阵列涡旋光束的漂移比矩形阵列涡旋光束大,束宽比矩形阵列涡旋光束小。在较远距离处,单涡旋光束的闪烁指数比两种阵列涡旋光束大,而且矩形阵列涡旋光束的闪烁指数比径向阵列涡旋光束大;在较强湍流和远距离处,三种涡旋光束的束宽逐渐减小。

关键词 光通信; 阵列涡旋光束; 闪烁指数; 湍流相位屏; 海洋湍流; 光束漂移

中图分类号 TN929.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231060

1 引言

随着人类在水下活动的迅速发展以及对高传输速率和大带宽水下数据通信链路需求的不断增加^[1-2],水下光通信(UWOC)越来越受到关注。然而,在水下,传统的激光通信信道容量有限,难以满足日益增长的通信速率需求。轨道角动量(OAM)可以作为一个全新的自由度,每个光子都携带着轨道角动量,可以极大地提高通信的信道容量^[3-4]。另外,阵列光束是由排列方式不同的多个单光束组成的,它不仅可以提高发射功率^[5-6],还能抑制湍流对光束传输的影响^[7]。因此,研究人员已经开发和研究了线形、矩形和径向分布的激光阵列^[8-10]。

目前,研究人员关注的主要是阵列光束在大气中的传输问题。2004年,马东堂等^[11]对径向多光束在湍流大气中的传输特性进行了理论分析,结果显示:多光束传输可以有效地减弱大气湍流对通信系统性能的影响。2010年,Gu等^[12]研究了艾里阵列光束在大气中的闪烁特性,结果发现阵列光束的闪烁远小于单光束。2011年,Pan等^[13]研究了部分相干矩形阵列光束在大气湍流中的闪烁特性和误码率,结果表明:在一定的传输距离内,阵列光束的闪烁小于单光束。同年,Yuan等^[14]研究了单高斯光束和高斯阵列在大气湍流中的闪

烁特性,结果表明:在较近距离处,高斯阵列的闪烁大于单高斯光束;在较远距离处,结果恰好相反。2016年,葛筱璐等^[15]研究了涡旋光束在大气湍流中的光束扩展,并将其与高斯光束进行了对比,结果表明:涡旋光束的光束扩展小于高斯光束。同年,卢芳等^[16]研究了阵列光束与高斯光束在大气湍流中的传输,结果表明:阵列光束的闪烁小于高斯光束。2017年,Yousefi等^[17]研究了锁相部分相干平顶阵列激光在海洋湍流中的闪烁和误码率分析,结果表明:随着子光束数量增加,闪烁逐渐减少。2018年,牛超君等^[18]研究了Nikishov海洋湍流对高斯阵列光束传输特性的影响,结果表明:在同等传输条件下,阵列高斯光束的漂移比单高斯光束小;当传输距离较大时,单光束的半径略大于阵列光束。同年,Wen等^[19]研究了湍流大气中部分相干艾里光束和部分相干艾里光束阵列的光束漂移特性,结果表明:与部分相干艾里光束的漂移相比,部分相干艾里光束阵列的光束漂移显著减小。2019年,Liu等^[20]研究了大气湍流中双涡旋光束的闪烁特性,结果显示:双涡旋光束的闪烁小于高斯光束。2020年,Luo等^[21]研究了矩形涡旋光束阵列在大气湍流中的传播与演化,结果表明:阵列涡旋光束的光束扩展小于单涡旋光束。2021年,Willner等^[22]使用多个OAM波束同时传输来增加通信系统的容量。2022年,南久

收稿日期: 2023-07-27; 修回日期: 2023-09-11; 录用日期: 2023-09-20; 网络首发日期: 2023-10-24

基金项目: 国家自然科学基金重大研究计划培育项目(92052106)、国家自然科学基金(61771385, 62101313)、陕西省杰出青年科学基金(2020JC-42)、固体激光技术重点实验室开放基金(6142404190301)、西安市高校人才服务企业工程项目(GXYD14.26)、陕西省高等学校创新团队项目、西安市重点产业链关键核心技术攻关项目(103-433023062)、咸阳市重点研发计划(L2023-ZDYF-QY-CX-025)、河南省可见光通信重点实验室基金(HKLVLC2023-B05)

通信作者: *1321277606@qq.com

航^[23]通过实验生成了径向阵列涡旋光束,并对其进行了编码,极大地提高了通信效率和通信速率。

综上,阵列涡旋光束在海洋湍流中的漂移特性和光束扩展未被深入探索,而且之前的研究都是基于外尺度无限大时的 Nikishov 谱开展的。最近, Li 等^[24]对 Nikishov 谱进行了修正,引入了外尺度参数 κ_0 , 并且考虑了海洋分层,以便使海洋功率谱更接近真实环境。

针对以上不足,笔者利用相位屏^[25-28]模拟海洋湍流,研究了单涡旋光束、径向阵列涡旋光束及矩形阵列

涡旋光束在考虑外尺度的不稳定分层海洋中传输时,距离对其光强与相位的影响以及三种涡旋光束的光束漂移、光束扩展和光强闪烁特性。研究结果可以为水下光通信技术的发展奠定一定的子理论基础。

2 基本原理

2.1 阵列涡旋光束模型的建立

单涡旋光束、径向阵列涡旋光束、矩形阵列涡旋光束的分布如图 1 所示。

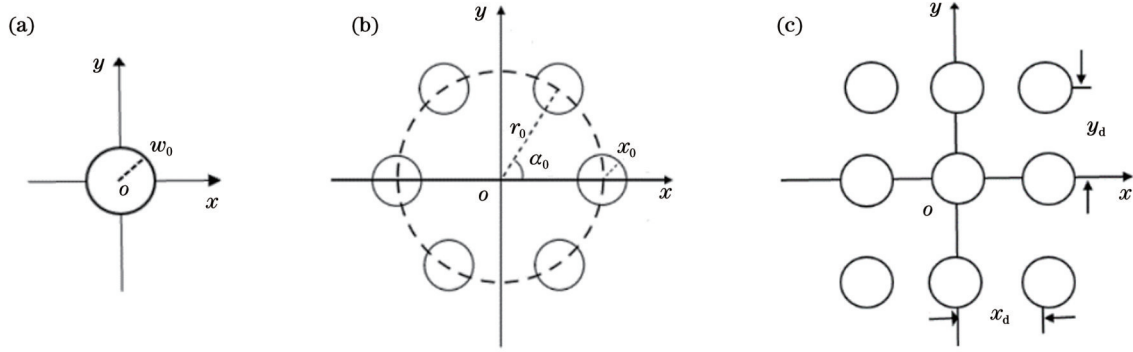


图 1 不同涡旋光束分布示意图。(a)单涡旋光束;(b)径向阵列涡旋光束;(c)矩形阵列涡旋光束

Fig. 1 Schematics of different vortex beams. (a) Single vortex beam; (b) radial array vortex beams; (c) rectangular array vortex beams

准直单高斯涡旋光束在发射平面处的场强^[29]满足

$$U_{01}(s, z) = [s_x + i s_y \operatorname{sgn}(l)]^{|l|} \cdot \exp\left(-\frac{s_x^2 + s_y^2}{\omega_0^2}\right), \quad (1)$$

式中: $s = (s_x, s_y)$ 是源平面处的坐标; l 是拓扑荷数;

$\operatorname{sgn}(\bullet)$ 是符号函数; ω_0 是光束的束腰半径。

在发射平面上,不同个数的单高斯涡旋光束以不同的排列方式相干合成阵列涡旋光束,径向阵列涡旋光束在发射平面上的场强^[29]满足

$$U_{02} = \sum_{n=1}^M [(s_x - r_0 \cos \varphi_n) + i \operatorname{sgn}(l)(s_y - r_0 \sin \varphi_n)]^{|l|} \exp\left[-\frac{(s_x - r_0 \cos \varphi_n)^2 + (s_y - r_0 \sin \varphi_n)^2}{\omega_0^2}\right], \quad (2)$$

式中: $M=6$; $\varphi_n = M \cdot \alpha_0$ ($\alpha_0 = 2\pi/N$, N 为子光束的数量)。

矩形阵列涡旋光束在发射平面上的场强^[21]满足

$$U_{03} = \sum_{n=-(N_0-1)/2}^{(N_0-1)/2} \sum_{m=-(M_0-1)/2}^{(M_0-1)/2} [(s_x - nx_d) + i \operatorname{sgn}(l)(s_y - my_d)]^{|l|} \exp\left[-\frac{(s_x - nx_d)^2 + (s_y - my_d)^2}{\omega_0^2}\right], \quad (3)$$

式中: N_0 、 M_0 分别为水平和垂直方向上子光束的数目。

2.2 利用次谐波法模拟海洋湍流

本文在功率谱反演法模拟的相位屏之上叠加低频成分,以补偿低频成分缺失引起的缺陷。光束通过多个随机相位屏后会改变传播路径中场的相位,光束通过多个随机相位屏的过程类似于光束在海洋湍流中的传输。

所考虑的海洋湍流的相位频谱^[25]为

$$F_\phi(k_x, k_y) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(k_x, k_y), \quad (4)$$

其中,

$$\Phi_n(k_x, k_y) = \varepsilon^{-1/3} \beta A^2 \chi_T \frac{1 + C_1 \kappa^{2/3} \eta^{2/3}}{4\pi(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \left[\exp\left(-\frac{\kappa^2}{K_T^2}\right) + \frac{1}{\omega^2 d_r} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{K_S^2}\right) - \frac{1 + d_r}{\omega d_r} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{K_{TS}^2}\right) \right], \quad 0 < \kappa < \infty, \quad (5)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$; Δz 为两个相邻相位屏之间的距离,其值等于传输距离与相位屏个数的比值; $\Phi_n(k_x, k_y)$ 是 Li 等^[24]修正的考虑湍流外尺度的海洋湍流功率谱; A 是热膨胀系数; β 是奥布霍夫-科尔辛常数; 参数 $C_1 = 4.6$ ^[25]; 空间频率 $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$; ε 是湍流动能耗散率,其取值范围为 $10^{-10} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$; χ_T 是均方温度耗散速率,其取值范围为 $10^{-10} \sim 10^{-4} \text{ K}^2/\text{s}$; $\kappa_0 = 1/L_0$, L_0 是湍流外尺度,其取值范围为 $1 \sim 100 \text{ m}$; η 是湍流内尺度,其取值范围为 $10^{-4} \sim 10^{-2} \text{ m}$; ω 是温度和盐度波动的相对强度(后文简称“温度盐度贡献比”),其取值范围为 $-5 \sim 0$, $\omega \rightarrow -5$ 表示温度波动相对较强, $\omega \rightarrow 0$ 表示温度波动相对较弱, $\omega_i = \{ [Pr_i^2 / (6\beta Q^{-2})^2 - Pr_i / (81\beta Q^{-2})]^{1/2} - [1/27 -$

$Pr_i/(6\beta Q^{-2})\}^{1/3}$ ($i=T, S, TS$), 其中 Q 是无量纲常数, Pr_T 是温度普朗特常数, Pr_S 是盐度普朗特常数, $Pr_{TS} = 2Pr_T Pr_S / (Pr_T + Pr_S)$; $K_i = R_i / \eta$, $R_i = \sqrt{3} [W_i - 1/3 + 1/(9W_i)]^{3/2} / Q^{3/2}$ ($i=T, S, TS$); d_r 是涡流扩散率, $d_r = 1$ 时表示稳定分层, $d_r \neq 1$ 时表示不稳定分层^[24], 其表达式为

$$d_r \approx \begin{cases} 1 / \left[1 - \sqrt{(|\omega| - 1) / |\omega|} \right], & |\omega| \geq 1 \\ 1.85|\omega| - 0.85, & 0.5 \leq |\omega| \leq 1^\circ \\ 0.15|\omega|, & |\omega| \leq 0.5 \end{cases} \quad (6)$$

利用 $F_\phi(k_x, k_y)$ 对均值为 0、方差为 1 的复高斯随机矩阵 $h(\kappa_x, \kappa_y)$ 滤波之后, 进行傅里叶逆变换, 之后再离散化, 就可以得到海洋湍流相位屏为

$$\phi_H(m\Delta x, n\Delta y) = (\Delta k_x \Delta k_y)^{1/2} \sum_{m'=-N_x/2}^{N_x/2-1} \sum_{n'=-N_y/2}^{N_y/2-1} h(m', n') \sqrt{F_\phi(m', n')} \exp \left[2\pi i \left(\frac{m'm}{N_x} + \frac{n'n}{N_y} \right) \right], \quad (7)$$

式中: $\Delta x, \Delta y$ 分别为 x, y 方向的采样间隔。为了方便, 设 $\Delta x = \Delta y, m, n, m', n'$ 为整数。在波数域内, $\kappa_x = m'\Delta k_x, \kappa_y = n'\Delta k_y, \Delta k_x$ 和 Δk_y 为空间频域的取样间隔, $\Delta k_x = 2\pi / (N_x \Delta x), \Delta k_y = 2\pi / (N_y \Delta x), N_x$ 和 N_y 为相位屏的栅格数目。低频次谐波的相位屏^[28]为

$$\begin{aligned} \phi_L(m\Delta x, n\Delta y) &= (\Delta k_x \Delta k_y)^{1/2} \sum_{p=1}^{M_p} \sum_{m'=-\frac{q-1}{2}}^{\frac{q-1}{2}} \sum_{n'=-\frac{q-1}{2}}^{\frac{q-1}{2}} h(m', n') \sqrt{F_{\text{sub}}(m', n')} \times \\ &\exp \left\{ i2\pi \left[\frac{2}{3} \times \dots \times \frac{N_R - 1}{q - 2} \times \left(\frac{q}{N_R} \right)^{-p} \right] \left(\frac{m'm}{N_x} + \frac{n'n}{N_y} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中: M_p 为补偿总阶数; p 为谐波次数; q 为补偿阶数; N_R 为低频次谐波的重叠补偿阶数。将式(7)和式(8)相加, 即可得到最终的海洋湍流相位屏为

$$\phi = \phi_H + \phi_L. \quad (9)$$

涡旋光束在自由空间中传输的表达式^[30]为

$$U_{\text{prop}}(k_x, k_y) = \exp [i\pi \Delta z \times (2/\lambda - \lambda k_r^2)], \quad (10)$$

式中: k_r 表示空间波数, $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$ 。到达第一个相位屏之前, 涡旋光束用 $U_{1-}(x, y)$ ^[26] 表示, 即

$$U_{1-}(x, y) = \text{IFFT} [\text{FFT}(U_0) \times U_{\text{prop}}(k_x, k_y)], \quad (11)$$

式中: U_0 (包括 U_{01}, U_{02}, U_{03}) 为涡旋光束在发射平面处的场强; FFT、IFFT 分别表示傅里叶变换及其逆变换。

光束通过第一个海洋湍流相位屏后, 涡旋光束的光场表达式为

$$U_{1+}(x, y) = U_{1-}(x, y) \times \exp [i\phi_1(x, y)], \quad (12)$$

式中: $\phi_1(x, y)$ 是第一个随机相位屏。

当光束到达第二个相位屏之后, 涡旋光束用 $U_{2+}(x, y)$ 表示, 表达式为

$$\begin{aligned} U_{2+}(x, y) &= \text{IFFT} [\text{FFT}(U_{1+}) \cdot U_{\text{prop}}(\kappa_x, \kappa_y)] \cdot \\ &\exp [i\phi_2(x, y)], \end{aligned} \quad (13)$$

式中: $\phi_2(x, y)$ 是第二个随机相位屏。

当光束通过最后一个相位屏之后, 涡旋光束用 $U_{n+}(x, y)$ 表示, 即

$$\begin{aligned} U_{n+}(x, y) &= \text{IFFT} [\text{FFT}(U_{(n-1)+}) \times U_{\text{prop}}(\kappa_x, \kappa_y)] \times \\ &\exp [i\phi_n(x, y)], \end{aligned} \quad (14)$$

式中: $\phi_n(x, y)$ 是最后一个随机相位屏。

因此, 涡旋光经过最后一个相位屏之后的光强为

$$I(x, y) = U_{n+}(x, y) \times U_{n+}^*(x, y). \quad (15)$$

涡旋光束经过海洋湍流时, 必然会受到湍流的影响。由于光束瞬时中心在接收平面上的随机位移会产生光束漂移, 所以一般用光斑质心位置的变化来说明光斑漂移现象。在接收端, 光斑质心 (x_c, y_c) ^[31] 可以描述为

$$y_c = \frac{\iint y I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy}, \quad x_c = \frac{\iint x I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy}, \quad (16)$$

式中: $I(x, y)$ 为 (x, y) 点处的光强。对质心的变化进行统计平均, 就可得到质心漂移为

$$\sigma_c = \sqrt{2 \langle x_c^2 + y_c^2 \rangle}, \quad (17)$$

式中: $\langle \rangle$ 表示取平均值。

利用实波束方差^[32]分析传输过程中的光斑尺寸。实波束方差可以描述为

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_c)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}, \quad \sigma_y^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (y - y_c)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy}, \quad (18)$$

$$w(z) = \sqrt{2[\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z)]}. \quad (19)$$

海洋湍流会引起光强的波动,即闪烁现象,可以用闪烁指数^[31]来描述闪烁现象。闪烁指数的计算公式为

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1, \quad (20)$$

式中: I 为平均光强。

由于相位屏的随机性,下文计算的光束漂移、光束扩展及光强闪烁均由 500 组数据统计取平均得到。

3 结果与讨论

下文若无特殊说明,参数均设置为: $\lambda=532 \text{ nm}$,

$\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$, $\epsilon = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $w = -3$, $dr = 5.4$, 传输距离 $z = 60 \text{ m}$, $\eta = 0.005 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$, 网格数 $N_x = N_y = 1024$, 相位屏宽 $D = 1.2 \text{ m}$, $Pr_T = 7^{[33]}$, $Pr_S = 700$, $\beta = 0.72$, $Q = 2.35$, $l = 1$, $w_0 = 0.01 \text{ m}$, $N_0 = M_0 = 3$, $x_d = y_d = 6w_0$, $r_0 = 6w_0$ 。

3.1 海洋湍流随机相位屏

利用功率谱反演法以及 $p = 6$, $q/N_R = 7/4$ 的次谐波补偿法生成海洋湍流随机相位屏,如图 2(a)和图 2(b)所示。相比于图 2(a),图 2(b)展示出了更加丰富的相位起伏,而且相位屏的低频成分也得到了补偿。

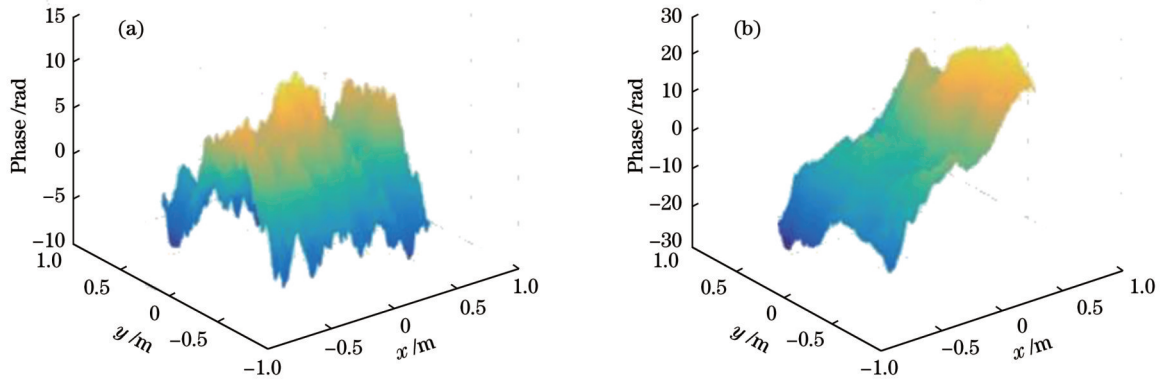


图 2 不同方法得到的海洋湍流随机相位屏。(a)功率谱反演法;(b)次谐波补偿法

Fig. 2 Ocean turbulence random phase screen obtained with different methods. (a) Power spectrum inversion method; (b) subharmonic compensation method

3.2 阵列涡旋光束在海洋湍流中传输的光强与相位分布

图 3 和图 4 分别描述了三种涡旋光束随距离变化

的光强和相位分布。随着传输距离增加,单涡旋光束的光强会发生弥散现象,而阵列涡旋光束中的子光束

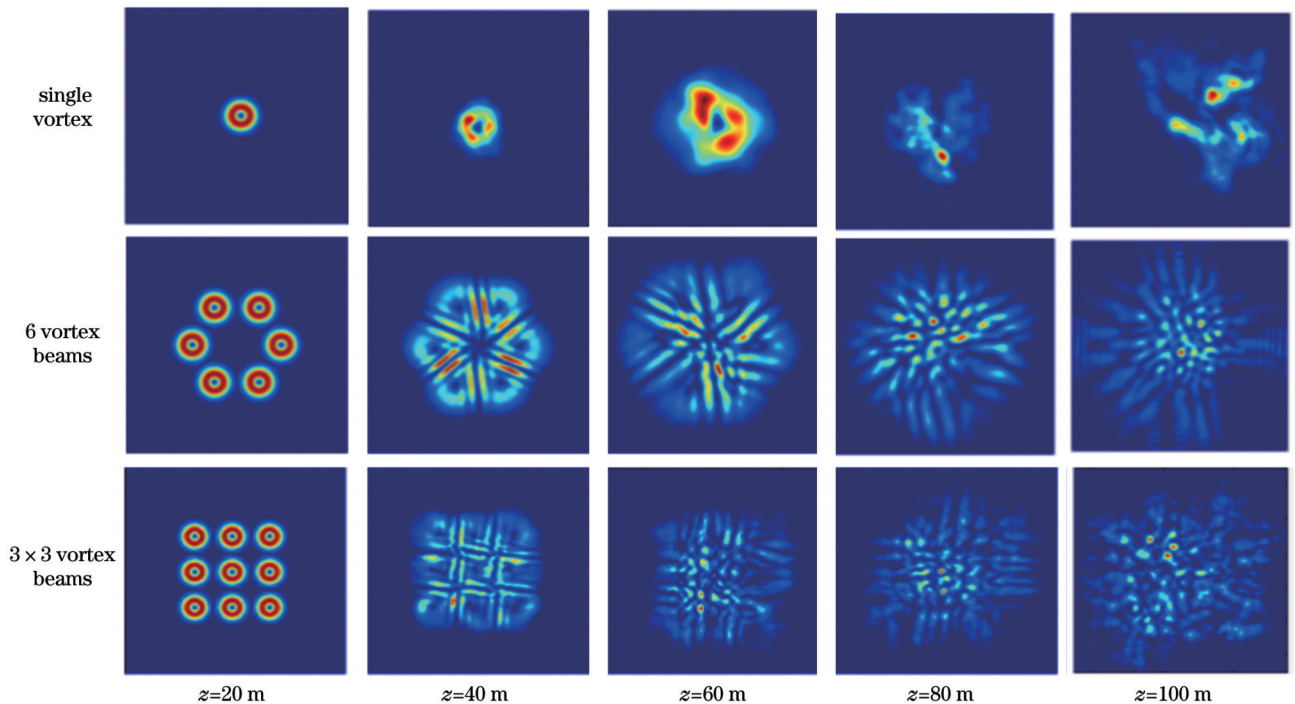


图 3 不同传输距离处的光强分布

Fig. 3 Light field distributions at different transmission distances

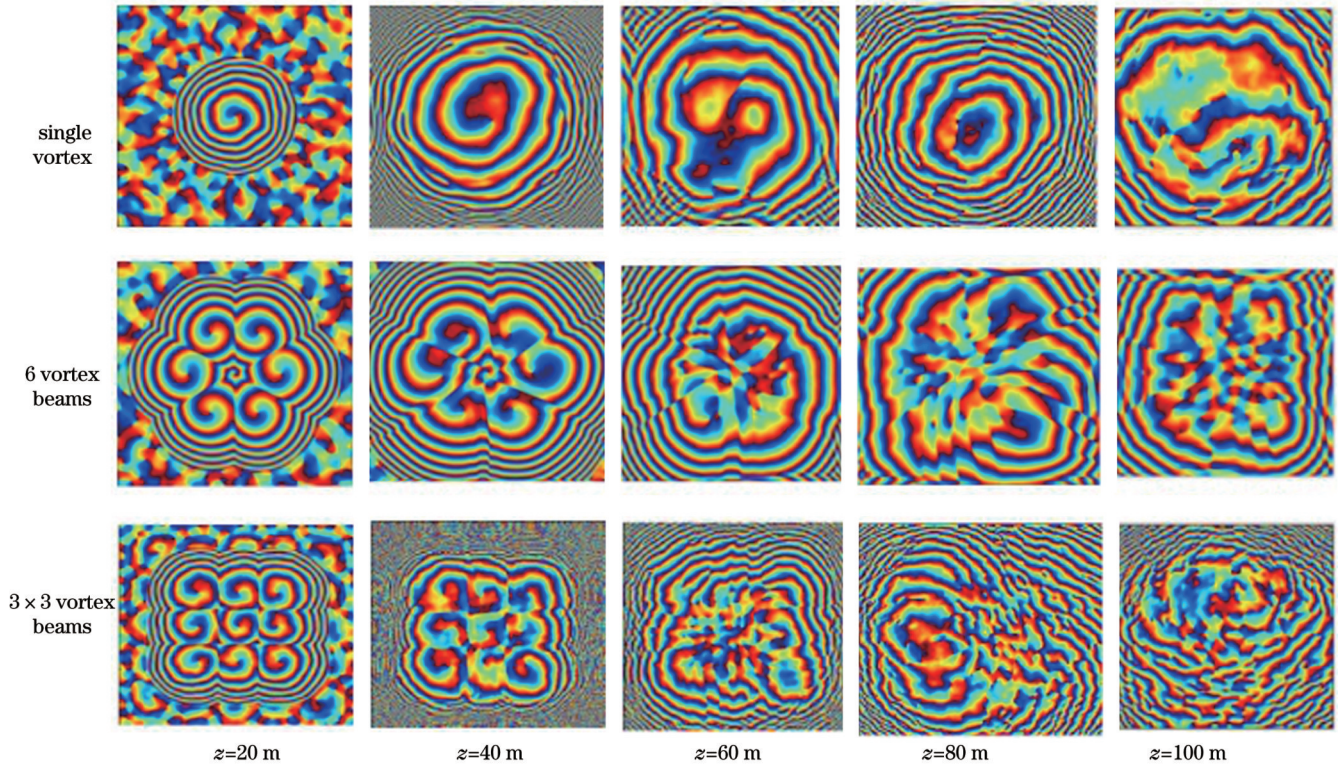


图 4 不同传输距离处的相位分布

Fig. 4 Phase distributions at different transmission distances

因光强相互叠加干涉,形成了微小的干涉条纹,并最终演化为类高斯轮廓。其原因为^[34]:源平面内各光束到观测点的光程差是平稳的,从而引起了平稳的相位偏差。随着传输距离增加,湍流效应增强,扰动了固定的相位偏差,当传播距离足够远时,条纹消失,变成类高斯轮廓。

3.3 光束漂移

图 5 给出了阵列涡旋光束与单涡旋光束质心漂移标准差随 w 、传输距离 z 、 χ_T 、 ϵ 、 w_0 的变化曲线。可以看出:当 $1 < |w| < 5$ 时,三种涡旋光束在 $d_r \neq 1$ 时的漂移小于 $d_r = 1$ 时的漂移;当 $|w| < 1$ 时,情况与上述趋势相反;当 w 接近零时,湍流完全由盐度波动主导,三种涡旋光束的漂移大幅增大。随着传输距离 z 和 χ_T 增大,或者随着 ϵ 减小,三种涡旋光束的漂移逐渐增大。阵列涡旋光束的 r_0 和 x_d 越大,漂移越小。三种涡旋光束的漂移均随束腰半径 w_0 的增加而单调减小,其原因如下: w_0 越大,激光的功率越高,光束漂移越小。这一结果符合光束横向尺寸与湍流涡旋尺度之比越大,随机折射效应越小(光束漂移越小)的原理^[35]。此外,当三种涡旋光束的 w_0 一定时,外尺度 L_0 越大,漂移就越大,其原因在于:外尺度越大,湍流中包含的能量越高,其对涡旋光束漂移的影响也越大。如图 5(c) 所示,本文将对应的高斯光束及阵列高斯光束(即拓扑荷 $l=0$ 的涡旋光束)进行对比,结果显示三种涡旋光束的漂移均小于其所对应的高斯光束。

3.4 光束束宽

图 6 所示为阵列涡旋光束与单涡旋光束束宽随 w 、传输距离 z 、 χ_T 、 ϵ 、 w_0 的变化曲线。当 $1 < |w| < 5$ 时,三种涡旋光束的束宽几乎不变;当 $|w| < 1$ 时,三种涡旋光束的束宽迅速增大。随着传输距离增加,三种涡旋光束的束宽迅速增加,且阵列涡旋光束与单涡旋光束的束宽差距逐渐减小。三种涡旋光束的束宽随 ϵ 增大呈下降趋势,随 χ_T 增大呈上升趋势。两种阵列涡旋光束的束宽随 w_0 增大缓慢增大,单涡旋光束的半径达到一定水平($w_0 \approx 0.02$ m)后光束束宽先减小而后开始单调增大,这与文献得出的结论一致。此外,当 w_0 固定不变时,湍流外尺度对三种涡旋光束束宽的影响不大。如图 6(c) 所示,本文选择对应的高斯光束及阵列高斯光束进行对比,结果发现三种涡旋光束的扩展均小于其所对应的高斯光束。

3.5 光强闪烁

图 7 描述了不同 w 、 z 、 ϵ 、 χ_T 下阵列涡旋光束与单涡旋光束的闪烁特性。显然,三种涡旋光束的闪烁指数均随 w 和 χ_T 的增大、 ϵ 的减小而增大。在近距离处,两种阵列涡旋光束的闪烁指数稍大于单涡旋光束;随着距离增大,两种阵列涡旋光束的闪烁指数小于单涡旋光束。 r_0 及 x_d 越小,则阵列涡旋光束和矩形阵列涡旋光束的闪烁指数越小。当 $r_0 = x_d$ 时,径向阵列涡旋光束的闪烁指数小于矩形阵列涡旋光束。这是由于矩形阵列涡旋光束的每个子光束到达光束中心的距离相对

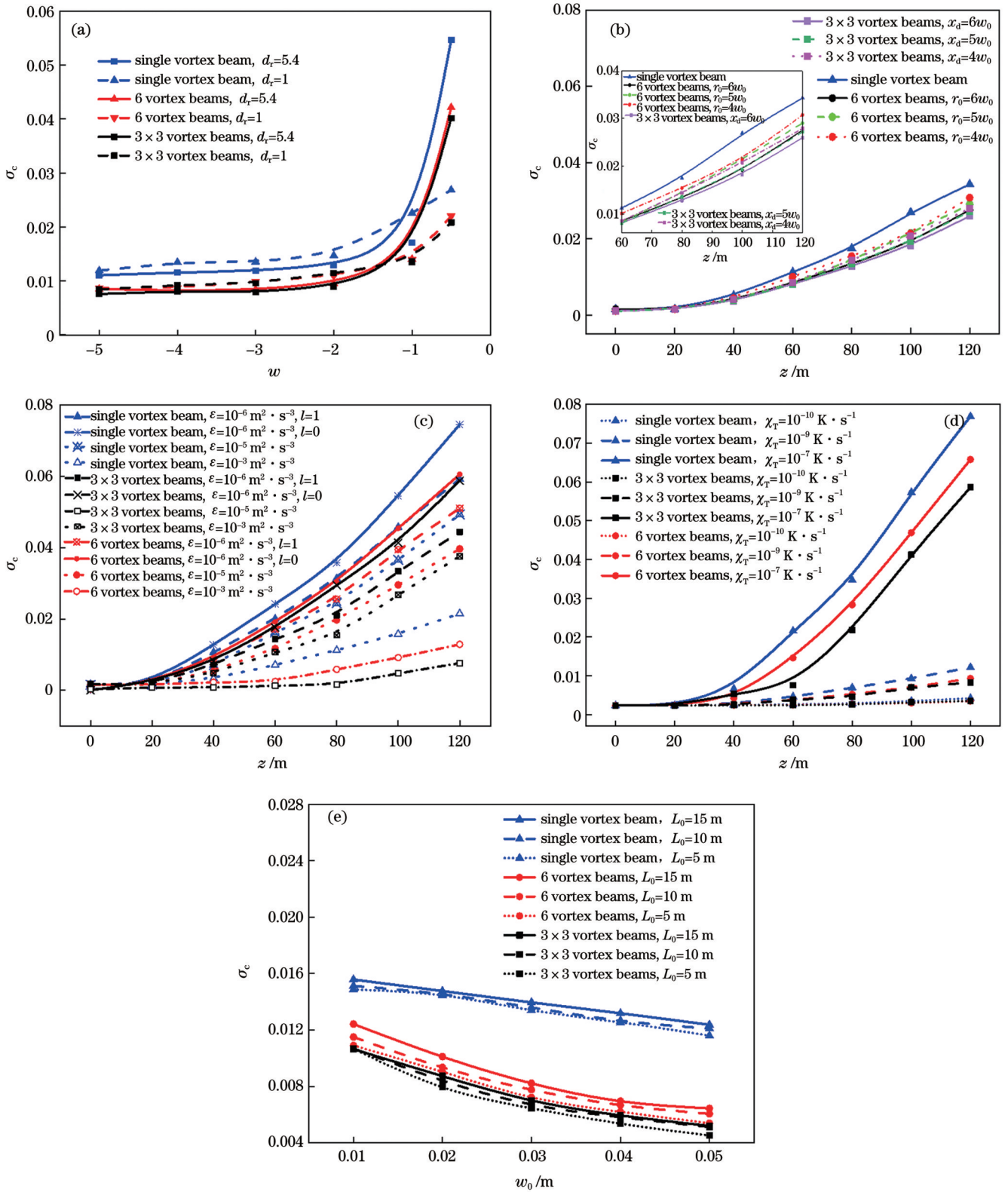


图 5 阵列涡旋光束与单涡旋光束质心漂移的对比。(a)质心漂移随温度盐度贡献比的变化;(b)质心漂移随传输距离的变化;(c)质心漂移随湍流动能耗散率的变化;(d)质心漂移随均方温度耗散率的变化;(e)质心漂移随束腰半径的变化

Fig. 5 Centroid wander contrast of the array vortex beams and the single vortex beam. (a) Variation of centroid wander with temperature salinity contribution ratio; (b) variation of centroid wander with transmission distance; (c) variation of centroid wander with turbulent flow energy dissipation rate; (d) variation of centroid wander with mean square temperature dissipation rate; (e) variation of centroid wander with waist width

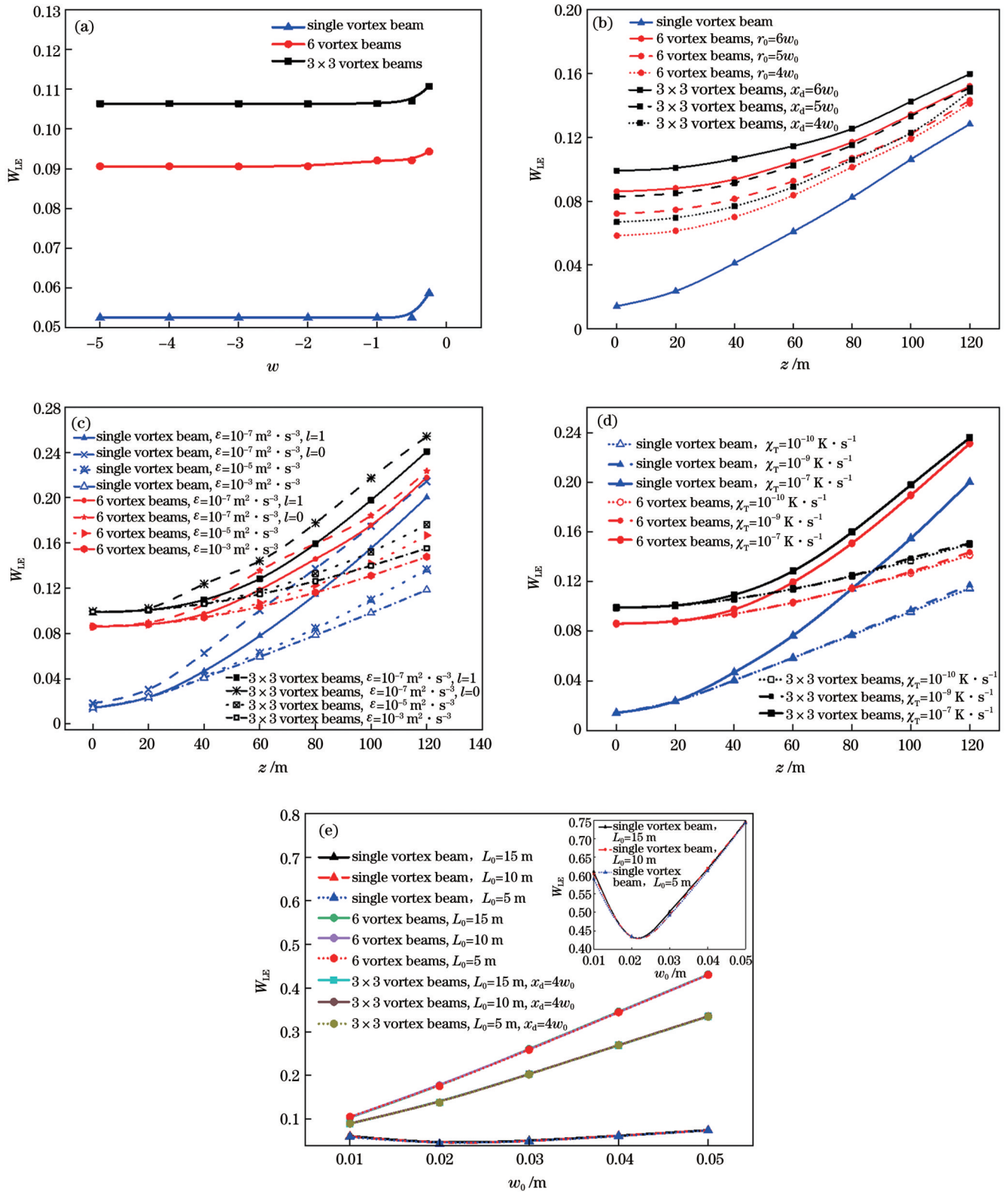


图6 阵列涡旋光束与单涡旋光束束宽的对比。(a)束宽随温度盐度贡献比的变化;(b)束宽随传输距离的变化;(c)束宽随湍流流动能耗散率的变化;(d)束宽随均方温度耗散率的变化;(e)束宽随束腰半径的变化

Fig. 6 Beam width contrast of the array vortex beams and the single vortex beam. (a) Variation of beam width with temperature salinity contribution ratio; (b) variation of beam width with transmission distance; (c) variation of beam width with turbulent flow energy dissipation rate; (d) variation of beam width with mean square temperature dissipation rate; (e) variation of beam width with waist width

较远,子光束受湍流影响后相互影响变大,从而导致光强起伏增大。如图 7(c)所示,本文选择了对应的高斯

光束及阵列高斯光束进行对比,并发现三种涡旋光束的闪烁指数均小于其所对应的高斯光束。

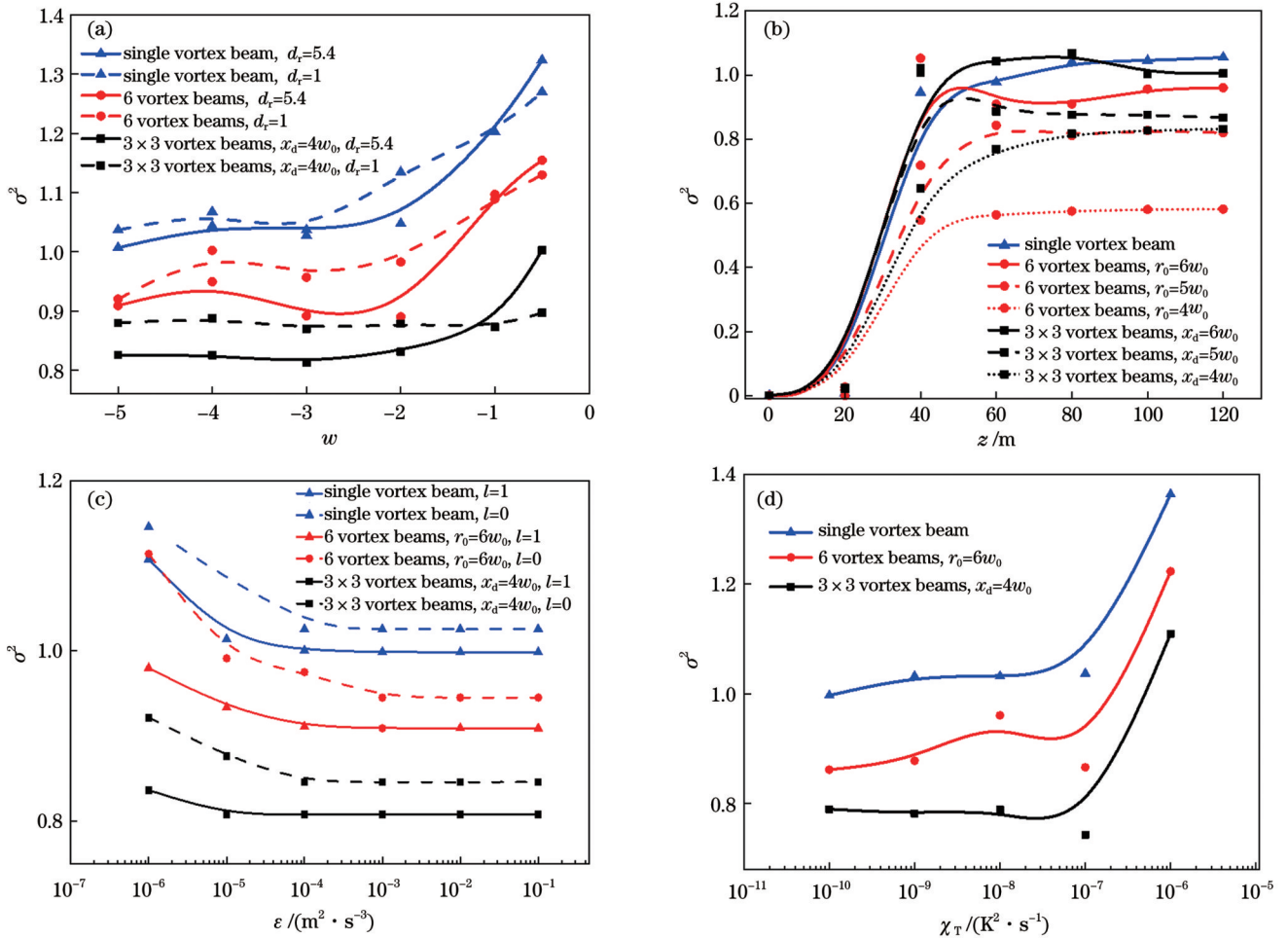


图 7 阵列涡旋光束与单涡旋光束闪烁指数的对比。(a) 闪烁指数随温度盐度贡献比的变化；(b) 闪烁指数随传输距离的变化；(c) 闪烁指数随湍流动能耗散率的变化；(d) 闪烁指数随均方温度耗散速率的变化

Fig. 7 Scintillation index contrast of the array vortex beams and the single vortex beam. (a) Variation of scintillation index with temperature salinity contribution ratio; (b) variation of scintillation index with transmission distance; (c) variation of scintillation index with turbulent flow energy dissipation rate; (d) variation of scintillation index with mean square temperature dissipation rate

4 结 论

笔者利用相位屏法模拟海洋湍流,研究了三种涡旋光束在海洋湍流中传输的光强与相位分布,并对两种阵列涡旋光束和单涡旋光束在海洋湍流中的传输特性进行了数值计算,讨论了传输距离和 underwater 湍流参数对传输特性的影响。结果表明:在海洋湍流中,在任意传输距离下,无论水下湍流参数如何,单涡旋光束的漂移总是大于两种阵列涡旋光束;在较强的湍流环境及较远的传输距离下,三种涡旋光束的束宽差距减小;在近距离传输时,单涡旋光束的闪烁指数小于两种阵列涡旋光束的闪烁指数;当传输距离较大时,阵列涡旋光束的优势比较明显。此外还发现,不同的排列方式会导致不同的光束漂移、光束扩展及闪烁。因此,可以根据实际需要选择合适的参数,在实现较大功率传输的同时获得较高的光束质量,从而有利于实现水下远距离通信。

参 考 文 献

- [1] Kaushal H, Kaddoum G. Underwater optical wireless communication[J]. IEEE Access, 2016, 4: 1518-1547.
- [2] 丁桂璇, 杜星, 杜浩, 等. 不稳定分层海洋湍流对厄米高斯光通信系统的影响[J]. 光学学报, 2023, 44(6): 0601008. Ding G X, Du X, Du H, et al. The impact of unstable stratified ocean turbulence on Hermitian Gauss optical communication systems[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 44(6): 0601008.
- [3] 吴冉, 陈君, 傅钢坤. 多模高阶涡旋光的光束漂移实验研究[J]. 光学学报, 2022, 42(4): 0426001. Wu R, Chen J, Fu G K. Experimental study of multi-mode high-order vortex beam wander[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(4): 0426001.
- [4] Duocastella M, Arnold C B. Bessel and annular beams for materials processing[J]. Laser & Photonics Reviews, 2012, 6(5): 607-621.
- [5] 熊光响, 唐奥, 兰斌, 等. 基于倾斜透镜将拉盖尔-高斯光束阵列转换为厄米-高斯光束阵列的位置映射关系[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 61(5): 0507001. Xiong G Y, Tang A, Lan B, et al. The position mapping relationship for converting a Laguerre Gaussian beam array into a Hermitian Gaussian beam array based on a tilted lens[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 61(5): 0507001.

- [6] Fang L, Dan Z, Liu C B, et al. Influence of non-Kolmogorov atmospheric turbulence on scintillation of Gaussian array beams[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(7): 0711001.
- [7] Ji X L, Eyyuboglu H T, Baykal Y. Influence of turbulence on the effective radius of curvature of radial Gaussian array beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18(7): 6922-6928.
- [8] Tang H, Ou B, Luo B, et al. Average spreading of a radial Gaussian beam array in non-Kolmogorov turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2011, 28(6): 1016-1021.
- [9] Fan T Y. Laser beam combining for high-power, high-radiance sources[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2005, 11(3): 567-577.
- [10] Ma Y X, Wang X L, Leng J Y, et al. Coherent beam combination of 1.08 kW fiber amplifier array using single frequency dithering technique[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(6): 951-953.
- [11] 马东堂, 魏急波, 庄钊文. 大气激光通信中多光束传输性能分析和信道建模[J]. *光学学报*, 2004, 24(8): 1020-1024.
Ma D T, Wei J B, Zhuang Z W. Performance evaluation and channel modeling of multiple-beam propagation for atmospheric laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(8): 1020-1024.
- [12] Gu Y L, Gbur G. Scintillation of Airy beam arrays in atmospheric turbulence[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(20): 3456-3458.
- [13] Pan P P, Zhang B, Qiao N, et al. Characteristics of scintillations and bit error rate of partially coherent rectangular array beams in turbulence[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(4): 1019-1025.
- [14] Yuan Y S, Cai Y J. Scintillation index of a flat-topped beam array in a weakly turbulent atmosphere[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(12): 125701.
- [15] 葛筱璐, 王本义, 国承山. 涡旋光束在湍流大气中的光束扩展[J]. *光学学报*, 2016, 36(3): 0301002.
Ge X L, Wang B Y, Guo C S. Beam broadening of vortex beams propagating in turbulent atmosphere[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0301002.
- [16] 卢芳, 赵丹, 刘春波, 等. 非Kolmogorov大气湍流对高斯阵列光束光强闪烁的影响[J]. *红外与激光工程*, 2016, 45(7): 0711001.
Lu F, Zhao D, Liu C B, et al. Influence of non-Kolmogorov atmospheric turbulence on scintillation of Gaussian array beams[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(7): 0711001.
- [17] Yousefi M, Kashani F D, Golmohammady S, et al. Scintillation and bit error rate analysis of a phase-locked partially coherent flat-topped array laser beam in oceanic turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2017, 34(12): 2126-2137.
- [18] 牛超君, 卢芳, 韩香娥. 相位屏法模拟高斯阵列光束海洋湍流传输特性[J]. *光学学报*, 2018, 38(6): 0601004.
Niu C J, Lu F, Han X E. Propagation properties of Gaussian array beams transmitted in oceanic turbulence simulated by phase screen method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(6): 0601004.
- [19] Wen W, Jin Y, Hu M J, et al. Beam wander of coherent and partially coherent Airy beam arrays in a turbulent atmosphere[J]. *Optics Communications*, 2018, 415: 48-55.
- [20] Liu Y X, Zhang K N, Chen Z Y, et al. Scintillation index of double vortex beams in turbulent atmosphere[J]. *Optik*, 2019, 181: 571-574.
- [21] Luo C K, Lu F, Han X E. Propagation and evolution of rectangular vortex beam array through atmospheric turbulence[J]. *Optik*, 2020, 218: 164913.
- [22] Willner A, Zhao Z, Liu C, et al. Perspectives on advances in high-capacity, free-space communications using multiplexing of orbital-angular-momentum beams[J]. *APL Photonics*, 2021, 6(3): 030901.
- [23] 南久航. 基于轨道角动量光通信的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2022.
Nan J H. Research on optical communication based on orbital angular momentum[D]. Xi'an: Xidian University, 2022.
- [24] Li Y, Zhang Y X, Zhu Y. Oceanic spectrum of unstable stratification turbulence with outer scale and scintillation index of Gaussian-beam wave[J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 7656-7672.
- [25] 蔡冬梅, 王昆, 贾鹏, 等. 功率谱反演大气湍流随机相位屏采样方法的研究[J]. *物理学报*, 2014, 63(10): 104217.
Cai D M, Wang K, Jia P, et al. Sampling methods of power spectral density method simulating atmospheric turbulence phase screen[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(10): 104217.
- [26] 杨天星, 赵生妹. 海洋湍流随机相位屏模型[J]. *光学学报*, 2017, 37(12): 1201001.
Yang T X, Zhao S M. Random phase screen model of ocean turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(12): 1201001.
- [27] McGlamery B L. Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images[J]. *Proceedings of SPIE*, 1976, 0074: 225-233.
- [28] 吴鹏飞, 卫阳, 谭振坤, 等. 递进式 $N \times N$ 型采样方式次谐波海洋湍流相位屏模拟方法[J/OL]. *激光杂志*: 1-6[2023-06-05]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/50.1085.tn.20230421.0933.010.html>.
- [29] Wu P F, Wei Y, Tan Z K, et al. Progressive $N \times N$ -type sampling method for simulating subharmonic ocean turbulence phase screen[J/OL]. *Journal of Laser*: 1-6[2023-06-05]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/50.1085.tn.20230421.0933.010.html>.
- [29] Luo C K, Han X E. Evolution and beam spreading of arbitrary order vortex beam propagating in atmospheric turbulence[J]. *Optics Communications*, 2020, 460: 124888.
- [30] 孙日东. 湍流环境中涡旋光束的传输与轨道角动量的识别[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2019.
Sun R D. Propagation of vortex beam and identification of orbital angular momentum in turbulent environment[D]. Xi'an: Xidian University, 2019.
- [31] Liu X H, Pu J X. Investigation on the scintillation reduction of elliptical vortex beams propagating in atmospheric turbulence[J]. *Optics Express*, 2011, 19(27): 26444-26450.
- [32] Siegman A E. New developments in laser resonators[J]. *Proceedings of SPIE*, 1990, 1224: 2-14.
- [33] Yi X, Djordjevic I B. Power spectrum of refractive-index fluctuations in turbulent ocean and its effect on optical scintillation[J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 10188-10202.
- [34] Zhu Y B, Zhao D M, Du X Y. Propagation of stochastic Gaussian-Schell model array beams in turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2008, 16(22): 18437-18442.
- [35] Andrews L C, Phillips R L. *Laser beam propagation through random media*[M]. Bellingham: SPIE Press, 2005.

Long-Distance Transmission of Vortex Beam Arrays in Unstable Stratified Ocean

Wang Mingjun, Zhang Yan*

School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, Shaanxi, China

Abstract

Objective The ocean is an important part of the Earth, covering 70% of the Earth's surface. Therefore, marine optical communication is an important field for researchers in optical communication technology. Vortex beams, which carry orbital angular momentum (OAM), can be considered as a new degree of freedom. By leveraging the orthogonal and infinite properties of the OAM mode, these beams can enhance the capacity and spectral efficiency of communication systems. Additionally, the array beam is composed of several single beams with different arrangement modes. Previous studies have shown that the array beam not only improves the transmission power but also suppresses the influence of turbulence on beam transmission. Therefore, researchers developed linear, rectangular, and radially distributed laser arrays. Current research mainly focuses on array beam transmission in the atmosphere, and there is a paucity of studies on transmission characteristics in the ocean. However, these methods are based on Nikishov stable stratified sea spectra with an infinite outer scale, and there have been few studies on the drift characteristics and beam propagation of array vortex beams. Therefore, this study aims to investigate the transmission characteristics of single vortex beams, radial array vortex beams, and rectangular array vortex beams in an unstable stratified ocean considering external scales and analyze the influence of distance on their light intensity and phase. The results of this study provide a theoretical foundation for the development of underwater optical communication technologies.

Methods In marine media, refractive index fluctuations are controlled by temperature and salinity fluctuations. In this study, the low-frequency components were superimposed on a phase screen simulated using the power spectrum inversion method to compensate for the absence of low-frequency components. The field phase in the beam propagation path changes after the beam passes through multiple random phase screens. The process of a beam passing through multiple random-phase screens was similar to beam propagation in ocean turbulence. When the three vortex beams pass through the ocean turbulence, their light intensities dispersed. Therefore, 500 sets of data were averaged after the three vortex beams passed through the phase screen. It is then calculated according to the definitions of the beam drift, beam spread, and light intensity flicker.

Results and Discussions When the transmission distance is constant, the drift of the single vortex beam is the largest, and the drifts of the two vortex beams are relatively small. Additionally, the larger the r_0 and x_d of the array vortex beam, the smaller the drift. When $x_d=y_d=6w_0$, $r_0=6w_0$, the drift of the radial array vortex beam is greater than that of the rectangular array vortex beam. This is because the sub-beams at the four corners of the rectangular array vortex beam are relatively far from the center [Fig. 5(b)]. Additionally, the beam width of the two arrays of vortex beams slowly with an increase in w_0 . The radius of the single vortex beam decreases when it reaches a certain level and then begins to increase monotonically. When fixed, the outer scale of the turbulence minimally impacts the beam widths of the three vortices [Fig. 6(e)].

Conclusions After the two arrays of vortex beams transmit for a certain distance, they no longer maintain the initial array distribution, and the sub-beams affect each other and produce interference fringes. Under the same conditions, the drift of the single vortex beam is larger and the beam width is smaller than those of the two array vortex beams. However, the drift of the radial array vortex beam is larger and the beam width is smaller than those of the rectangular array vortex beams. The scintillation of the single vortex beam is larger than those of the two array vortex beams, and that of the rectangular array vortex beam is larger than that of the radial array vortex beam. At strong turbulence and long distances, the widths of the three vortex beams gradually decrease.

Key words optical communications; array vortex beams; scintillation index; turbulent phase screen; ocean turbulence; beam wander