

激光与光电子学进展

螺旋因斯-高斯光束海洋湍流信道传输与通信特性
仿真研究戴辉^{1,2}, 张鹏^{1,2*}, 何爽^{1,2}, 陈航^{1,2}, 范云龙^{1,2}, 王圆鑫^{1,3}, 李晓燕^{1,3}, 佟首峰^{1,2}¹长春理工大学空间光电技术国家与地方联合工程研究中心, 吉林 长春 130022;²长春理工大学光电工程学院, 吉林 长春 130022;³吉林大学通信工程学院, 吉林 长春 130022

摘要 为了研究螺旋因斯-高斯(HIG)光束在海洋湍流信道下的传输与通信特性,首先基于随机相位屏法和功率谱反演法,仿真研究了HIG光束经过海洋湍流后的传输性能(光强分布、相位分布、闪烁指数、质心漂移和重叠)与传输距离之间的关系,而后基于对数正态强度概率密度函数进一步分析通信误码率性能。为实现最优传输与通信性能,优化分析HIG不同光束参数(椭圆度、阶数、度数)下的性能规律。仿真结果表明:与高斯光束相比,HIG光束在不同距离下都具有较好的抗湍流能力,其中在100 m海洋湍流信道中($\epsilon=10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $X_T=10^{-5} \text{ K}^2/\text{s}$, $\omega=-0.15$, $\eta=10^{-3} \text{ m}$, $L_0=10 \text{ m}$),闪烁指数降低58%,质心漂移降低53%,误码率降低3个数量级。随着湍流强度增加,HIG光束传输与通信性能降低,且相比高斯光束,HIG光束性能改善能力减弱;在相对弱湍流状态下,误码率改善约4个数量级;在相对强湍流状态下,误码率改善约1个数量级。且随着海洋湍流外尺度增加,HIG光束质心漂移小幅增加,其余参数几乎保持不变。经过优化可知,椭圆度、阶数、度数存在最优值,可提高通信性能和传输性能,其中阶数最为敏感。仿真研究结果将有可能为HIG光束应用于水下光通信提供理论依据和技术参考。

关键词 海洋湍流; 螺旋因斯-高斯光束; 随机相位屏; 闪烁指数; 质心漂移; 重叠; 误码率

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230515

Simulation Study on Transmission and Communication Characteristics of
Helical Ince-Gaussian Beams in Ocean Turbulent ChannelDai Hui^{1,2}, Zhang Peng^{1,2*}, He Shuang^{1,2}, Chen Hang^{1,2}, Fan Yunlong^{1,2}, Wang Yuanxin^{1,3},
Li Xiaoyan^{1,3}, Tong Shoufeng^{1,2}¹National and Local Joint Engineering Research Center of Space Optoelectronics Technology, Changchun
University of Science and Technology, Changchun 130022, Jilin, China;²School of Opto-Electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology,
Changchun 130022, Jilin, China;³College of Communication Engineering, Jilin university, Changchun 130022, Jilin, China

Abstract This study aimed to assess the transmission and communication characteristics of an helical Ince-Gaussian (HIG) beams in ocean turbulence channels. First, the relationship between the transmission performance (intensity distribution, phase distribution, scintillation index, centroid drift, and overlap) and the transmission distances of an HIG beams passing through ocean turbulence was simulated based on the random phase screens and the power spectrum inversion method. Next, communication bit error rate was analyzed based on the log-normal intensity probability density function. Further, the performance of the HIG beams under different beam parameters (ellipticity, order, and degree) was analyzed and optimized to achieve optimal transmission and communication performance. The simulation results revealed that the HIG beams exhibit better anti-turbulence ability at different distances compared to the Gaussian beam. In a 100 m ocean turbulence channel ($\epsilon = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $X_T = 10^{-5} \text{ K}^2/\text{s}$, $\omega = -0.15$, $\eta = 10^{-3} \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$), the scintillation index, the centroid drift and the bit

收稿日期: 2023-01-16; 修回日期: 2023-02-12; 录用日期: 2023-03-03; 网络首发日期: 2023-03-10

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(62231005)、国家重点研发计划(2022YFB2903400)、国家自然科学基金青年科学基金项目(61705019)、吉林省国际科技合作项目(20200801053GH)

通信作者: *zhangpeng@cust.edu.cn

error rate were reduced by 58%, 53%, and 3 orders of magnitude, respectively. Further, the transmission and communication performance of the HIG beams decreased with the increase in turbulence intensity, and the performance improvement ability of the HIG beams also decreased compared with the Gaussian beam. The bit error rate improved by about 4 orders of magnitude under relatively weak turbulence, while it improved by about 1 order of magnitude under relatively strong turbulence. When the outer scale of ocean turbulence increased, the centroid drift of the HIG beams increased slightly, while the other parameters were almost unaffected. After optimization, ellipticity, order, and degree can improve the communication and transmission performance of HIG beams, and the order is the most sensitive parameter. The simulation results may provide a theoretical basis and a technical reference for the application of HIG beams in underwater optical communications.

Key words ocean turbulence; helical Ince-Gaussian beams; random phase screens; scintillation index; centroid drift; overlap; bit error rate

1 引言

国家海底科学观测网^[1]的建立对水下通信技术提出了巨大的挑战,随着探测、信息采集等技术的发展,信息传输系统的容量、速率需求日渐增多。水下光通信^[2]是大容量、高速率的通信解决方案之一,现阶段复杂海洋环境下长距离高速水下光通信研究成为热点之一。光波作为信息载体,对信息传输质量有较大影响,因此具有特殊光强和相位分布的光束在海洋湍流中的传输与通信特性研究有十分重要的意义。

海洋湍流对光束传输造成的影响研究开始于 2000 年, Nikishov 等^[3]提出了基于海水温度和盐度波动的海洋折射率起伏功率谱来描述海洋湍流。近些年来,研究学者对海洋湍流的研究主要集中于信道模型的完善与传输光束的优化:2019 年,南京邮电大学的赵生妹团队^[4]提出了一种改进的次谐波补偿方法,完善了海洋湍流信道的模拟方法;同年,西安电子科技大学王平团队^[5]考虑吸收、散射和海洋湍流,研究了 UWOC 系统的平均容量;中国科学院上海光学精密机械研究所的陈卫标团队^[6]提出了一种基于马尔可夫链的脉冲激光水下传输的快速仿真方法,用于模拟脉冲激光水下传输的角、能量和时间特性。2020 年,江南大学的张逸新团队^[7]研究了洛默尔-高斯光束涡旋脉冲光束在非对称海洋湍流中传播的接收概率和 OAM 模的脉冲展宽。研究方法也逐渐从理论仿真计算转向实验探究:2018 年,浙江大学的徐敬团队^[8]利用多像素光子计数器,实现了低功耗、长距离水下无线光通信实验;同年 Vali 等^[9]搭建实验,研究了海洋湍流信道下接收光功率的概率密度函数;2019 年,中国科学技术大学的徐正元团队^[10]实验研究了气泡效应下水下无线光通信系统的接收信号强度波动和通信性能;同年,中国科学院西安光学精密机械研究所的谢小平、汪伟团队^[11]基于蓝色 LED 阵列和自由透镜,利用 20 m 水箱搭建了水下无线光通信系统;2020 年,复旦大学的迟楠团队^[12]利用双分支多层感知器后均衡器实现了 3.2 Gbit/s 水下可见光通信系统。

IG 光束是由因斯多项式构成的具有椭圆度、阶数、度数三大可调节参数的高阶光束,和 LG 光束、HG

光束均为傍轴波方程^[13]的高阶解,具有更高的调控自由度。与 LG 光束类似,IG 光束也具有偶次 IG 光束(EIG)、奇次 IG 光束(OIG)两种光束。螺旋因斯-高斯(HIG)光束可基于 EIG 光束和 OIG 光束组合得到,更具全面、优异的特性。

关于 IG 类光束的研究开始以 Bandres 和 Gutiérrez-Vega^[14-15]为主。2004 年,他们首次提出了 IG 光束和 HIG 光束。在这之后的十多年间,广大科研学者主要围绕 IG 类衍生光束^[16-17]、IG 类光束的产生方法^[18-25]以及在各种介质中的传输理论^[26-32]进行研究。典型研究包括:2014 年, Eyyuboğlu^[29]利用随机相位屏,仿真分析了 IG 光束在大气湍流下的传播特性;之后南京大学的顾雪梅团队^[30]通过对比不同椭圆度下的闪烁指数,研究了 HIG 光束在大气湍流下的传输特性。接着 Castañeda^[31]探讨了椭圆度、阶数和度数对 HIG 光束在大气湍流中的传输特性影响。最近,南京航空航天大学王吉明团队^[32]计算了因斯-高斯矢量(IGV)光束传输通过大气湍流后的闪烁指数和质心漂移。

目前,HIG 光束在湍流信道中的研究主要集中于大气湍流中的传输特性,研究结果表明,HIG 光束与高斯光束相比具有抗大气湍流能力。虽然空间激光通信技术得到了长足的发展,但海洋湍流等环境限制了水下光通信性能提升。气泡、温度和盐度等参数的变化使得海洋湍流信道相比大气湍流信道更为复杂,对光束的影响更加严重,故有必要尝试在水下光通信中采用 HIG 光束,基于该光束抑制海洋湍流等复杂环境对传输及通信的影响。

虽然已有研究描述了 HIG 光束在大气湍流信道传输及通信特性,为 HIG 光束传输建模及仿真提供了一定参考,但是相比于大气信道,HIG 光束在相对复杂的海洋湍流信道中的传输及通信特性还是有所不同的,相关研究报道较少,存在较多研究空白,本文针对研究空白做了些理论和仿真工作,就此而言具有一定创新性和参考价值。

为此基于海洋湍流信道,较为全面地仿真分析了 HIG 光束在该信道下的传输特性。随后为了探究通信性能,基于对数正态强度概率密度函数,依托闪烁指数和误码率之间的关系,分析了 OOK 调制格式下的通信

误码率。接着对比了不同强度海洋湍流条件下的传输与通信性能;最后为实现最优通信性能,优化了光束参数对结果的影响。

2 HIG 光束海洋湍流信道传输模型

首先给出 HIG 光束的数学表达式,随后利用随机

相位屏法与功率谱反演法建立了 HIG 光束在海洋湍流信道中的传输模型,进而设置仿真参数,完善传输模型,最后给出传输特性参数与通信误码率参数的计算方法。

将因斯方程代入傍轴波方程在椭圆坐标系下的解,得到 IG 模式^[12-13],其中 EIG 光束、OIG 光束表达式分别为

$$\begin{cases} IG_{p,m}^{e,\tau} = \frac{C\omega_e}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \tau) C_p^m(\eta, \tau) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)}\right] - (p+1)\phi_g(z)\right\} \\ IG_{p,m}^{o,\tau} = \frac{S\omega_o}{\omega(z)} S_p^m(i\xi, \tau) S_p^m(\eta, \tau) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)}\right] - (p+1)\phi_g(z)\right\} \end{cases}, \quad (1)$$

式中:e、o分别表示偶次、奇次; τ 为椭圆度参数; p 为阶数, m 为度数,且 p 和 m 具有相同的奇偶性。对于偶次情况, $p \geq m \geq 0$,对于奇次情况, $p \geq m \geq 1$; C_p^m 和 S_p^m 是偶次和奇次因斯-多项式,且 p 、 m 、 C 、 S 均为归一化常数。

考虑到 IG 光束表达式较为复杂,不易直接表示,可采用间接法构成 IG 光束^[14,31]。HIG 光束可由 EIG

和 OIG 光束叠加得到。

$$HIG_{p,m}^{\pm,\tau}(\xi, \eta, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[IG_{p,m}^{e,\tau}(\xi, \eta, \tau) \pm i IG_{p,m}^{o,\tau}(\xi, \eta, \tau) \right] \quad (2)$$

根据以上公式可知,HIG534 光束可由 EIG534 和 OIG534 光束构成,光强分布和相位分布如图 1 所示。HIG 光束具有椭圆形结构,光强呈中心对称分布,其螺旋相位具有相位不确定点($-\pi$ 和 $+\pi$ 重合处)。

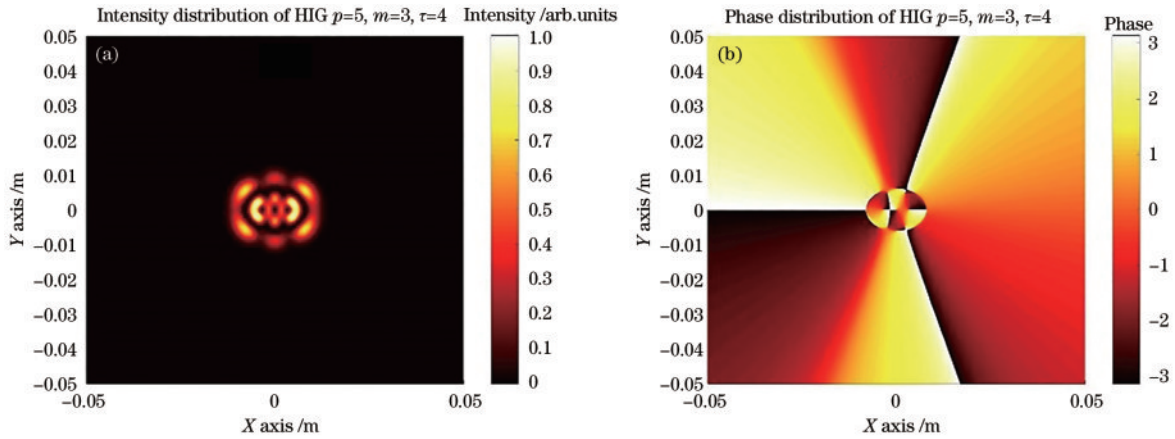


图 1 HIG534 光束光强分布和相位分布图。(a)光强分布;(b)相位分布

Fig. 1 Intensity distribution and phase distribution of HIG534 beam. (a) Intensity distribution;(b) phase distribution

近年来,许多团队基于具有外尺度的海洋湍流功率谱展开了研究^[33-37]。江南大学的张逸新团队^[33]在前人的基础上,提出了具有外尺度的海洋湍流功率谱,能够更准确地计算包括质心漂移在内的参数,适用于研究光束受海洋湍流影响后的传输行为,其数学表达式为

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa) &= \frac{1}{4\pi} C_0 \epsilon^{-\frac{1}{3}} \alpha^2 X_T (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-\frac{11}{6}} \times \left[1 + C_{1T} (\kappa\eta)^{\frac{2}{3}} \right] \\ &\exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{N_T^2} \right] + \omega^{-2} d_r \left[1 + C_{1S} (\kappa\eta)^{\frac{2}{3}} \right] \exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{N_S^2} \right] - \\ &\omega^{-1} (1 + d_r) \left[1 + C_{1TS} (\kappa\eta)^{\frac{2}{3}} \right] \exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{N_{TS}^2} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

式中: $C_0=0.72$, C_0 是 Obukhov-Corrsin 常数; ϵ 为动能

耗散率参数,通常取 $10^{-10} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$; X_T 为温度方差耗散率,通常取 $10^{-10} \sim 10^{-4} \text{ K}^2/\text{s}$; ω 为温度诱导和盐度诱导比,通常取 $-5 \sim 0$; η 为 Kolmogorov 微尺度,通常取 $6 \times 10^{-15} \sim 0.01 \text{ m}$; α 为热膨胀系数; κ 为空间频率, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$; L_0 为外尺度; C_{1T} 、 C_{1S} 、 C_{1TS} 均为自由常数; d_r 为盐度与温度的涡流扩散率比,公式如下所示。

$$d_r = \frac{|\omega|}{R_F}, \quad (4)$$

$$R_F \approx \begin{cases} |\omega| - \sqrt{|\omega|(|\omega| - 1)}, & |\omega| \geq 1 \\ \frac{1}{1.85 - 0.85|\omega|^{-1}}, & 0.5 \leq |\omega| \leq 1 \\ \frac{1}{0.15}, & |\omega| < 0.5 \end{cases}. \quad (5)$$

N_T, N_S, N_{TS} 可通过以下公式计算, 其中 N_i 是普朗特数 Pr_i 的函数, $Pr_{TS} = 2Pr_{TS} \cdot Pr_S / (Pr_T + Pr_S)$, Q 为常数, 取 2.35。

$$N_i = 3Q^{-\frac{3}{2}} \left(W_i - \frac{1}{3} + \frac{1}{9W_i} \right)^{\frac{3}{2}}, i = T, S, TS, \quad (6)$$

$$W_i = \left\{ \left[\left(\frac{1}{27} - \frac{Pr_i Q^2}{6C_0} \right)^2 - \frac{1}{729} \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{27} - \frac{Pr_i Q^2}{6C_0} \right) \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (7)$$

在计算光束传播通过湍流情况时, 随机相位屏法具有高效、快捷的优点, 核心思想是将海洋湍流对光束的影响转化为随机相位对光束造成的影响。将传输距离分为 $M+1$ 段, 即有 M 片随机相位屏, 每一片相位屏会对光束叠加随机相位扰动, 从而模拟光束在湍流信道中的性能。单片相位屏对光场造成的影响如下式所示。

$$E_{1+} = E_{1-} \cdot \exp(i\Psi), \quad (8)$$

式中: E_{1-} 表示第一面相位屏前的光场; E_{1+} 表示第一面相位屏后的光场; Ψ 为相位屏间海洋湍流造成的相位扰动。

利用功率谱反演法, 能够快速构建随机相位屏, 其核心思路是利用湍流功率谱对一个复高斯随机矩阵进行滤波, 再通过二维傅里叶逆变换, 并取实部得到湍流畸变相位。原理如下式所示。

$$\Psi = \text{real} \left\{ \text{IFFT} \left[\mathbf{G}_{\text{random}} \times \sqrt{2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(\kappa)} \right] \times N^2 \right\}, \quad (9)$$

式中: IFFT 为傅里叶逆变换; $\mathbf{G}_{\text{random}}$ 为均值为 0、方差为 1 的复高斯随机矩阵。

光束传播运用菲涅耳传递函数(TF)法。先将上一步中经过相位屏的光场进行傅里叶变换, 再乘以传

递函数, 最终再通过二维傅里叶逆变换得到下一面屏前的光场 E_{2-} , 其中 FFT 为傅里叶变换。

$$E_{2-} = \text{IFFT} \left\{ \text{FFT}(E_{1+}) \times H \right\}. \quad (10)$$

重复上述步骤, 最终可以得到在传输距离 Z 处的光场分布, 进而计算出光强和相位分布。

波长选择适合水下光通信的 532 nm^[38], 考虑到参数设置不宜过大, 故椭圆度、阶数、度数应取中位值。此处取 $p=5, m=3, \tau=4$ 。具体光束参数设置如表 1 所示。为了保证随机相位屏能更好地模拟海洋湍流, 传输距离设置为 100 m, 每隔 10 m 设置一个数据记录点, 每隔 5 m 设置一块相位屏, 总计 20 块相位屏。相位屏网格数设置为 800×800 , 相位屏尺寸设置为 $0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m}$, 即单格的尺寸为 $(1.25 \times 10^{-4}) \text{ m} \times (1.25 \times 10^{-4}) \text{ m}$ 。发射平面和接收平面与相位屏尺寸保持一致, 均为 $0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m}$, 网格数为 800×800 。因为 HIG 光束光强分布部分存在“空心化”情况, 呈现出轴上光强为 0 的情况, 故采集网格数 240×240 的孔径内的光强信息进行计算, 该采样窗口包含了完整的光强信息。考虑到随机相位屏法的随机性, 故仿真循环次数设置为 300, 多次计算求平均。具体信道参数设置如表 2 所示。参考相关文献[39]后, 信噪比设置为 20 dB。

表 1 光束参数设置

Table 1 Beam parameters setting

Parameter	Value
Order	5
Degree	3
Ellipticity	4
Radius of the beam /mm	5
Wavelength /mm	532

表 2 信道参数设置

Table 2 Channel parameters setting

Parameter	Value	Parameter	Value
Transmission distance /m	100	η /m	10^{-3}
Distance between phase screens /m	5	Outer scale L_0 /m	10
Number of phase screen	20	α / $^\circ\text{C}^{-1}$	2.6×10^{-4}
Phase screen size /($\text{m} \times \text{m}$)	0.1×0.1	C_{1T}	2.181
Grid numbers	800×800	C_{1S}	2.221
Sampling grid numbers	240×240	C_{1TS}	2.205
Number of simulation cycles	300	Pr_T	7
ϵ /($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$)	10^{-5}	Pr_S	700
X_T /($\text{K}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	10^{-5}	Pr_{TS}	13.86
ω	-0.15	Signal to noise ratio /dB	20

最终计算闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率。各参数的含义如下: 闪烁指数 $\sigma^2(z')$ 基于光束的光强计算, 表示光束经过扰动后的抖动情况, 考虑到 HIG 光

束的中心存在无光强区, 故闪烁指数选取孔径平均闪烁指数 $\sigma^2(z')^{[40]}$; 质心漂移 $\delta^{[40]}$ 表示光束经过扰动后光强质心的偏移量; 重叠 $O_{OV}(z')^{[31]}$ 表示传输后初始光束

功率保持在原选择模式下的量,由原光束与传输后的内积之比定义;误码率(BER, R_{BER})^[39-40]表示系统的通信质量,研究内容基于OOK调制格式。

$$\sigma^2(z') = \frac{\langle (\iint I(x, y) dx dy)^2 \rangle}{\langle \iint I(x, y) dx dy \rangle^2} - 1, \quad (11)$$

$$\begin{cases} \delta = (x' - x_0)^2 + (y' - y_0)^2 \\ x_0 = \frac{\iint xI(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \\ y_0 = \frac{\iint yI(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \end{cases}, \quad (12)$$

$$O_{OV}(z') = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z') \overline{E}(x, y, z') dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z') \overline{E}'(x, y, z') dx dy}, \quad (13)$$

$$R_{BER} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} p_1(u) \operatorname{erfc}\left(\frac{R_{SNR}}{2\sqrt{2}} u\right) du, \quad (14)$$

$$p_1(u) = \frac{1}{u\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{\left[\ln(u) + \frac{1}{2}\sigma^2\right]^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (15)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 系综平均; $p_1(u)$ 是对数正态概率密度函数的强度; u 是单位值的归一化光强; $\operatorname{erfc}(\cdot)$ 是补余误差函数。

3 HIG 光束海洋湍流信道中的传输与通信特性仿真结果

3.1 传输与通信基础性能

为了评估 HIG 光束在海洋湍流信道下的传输与通信特性,仿真计算了高斯光束、EIG 光束和 HIG 光束在内的三种光束的闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率,并进行对比。参数设置及信道参数设置如表 1 和表 2 所示。

经过海洋湍流后的光强如图 2 所示。三种光束经过海洋湍流后的闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率结果如图 3 所示。

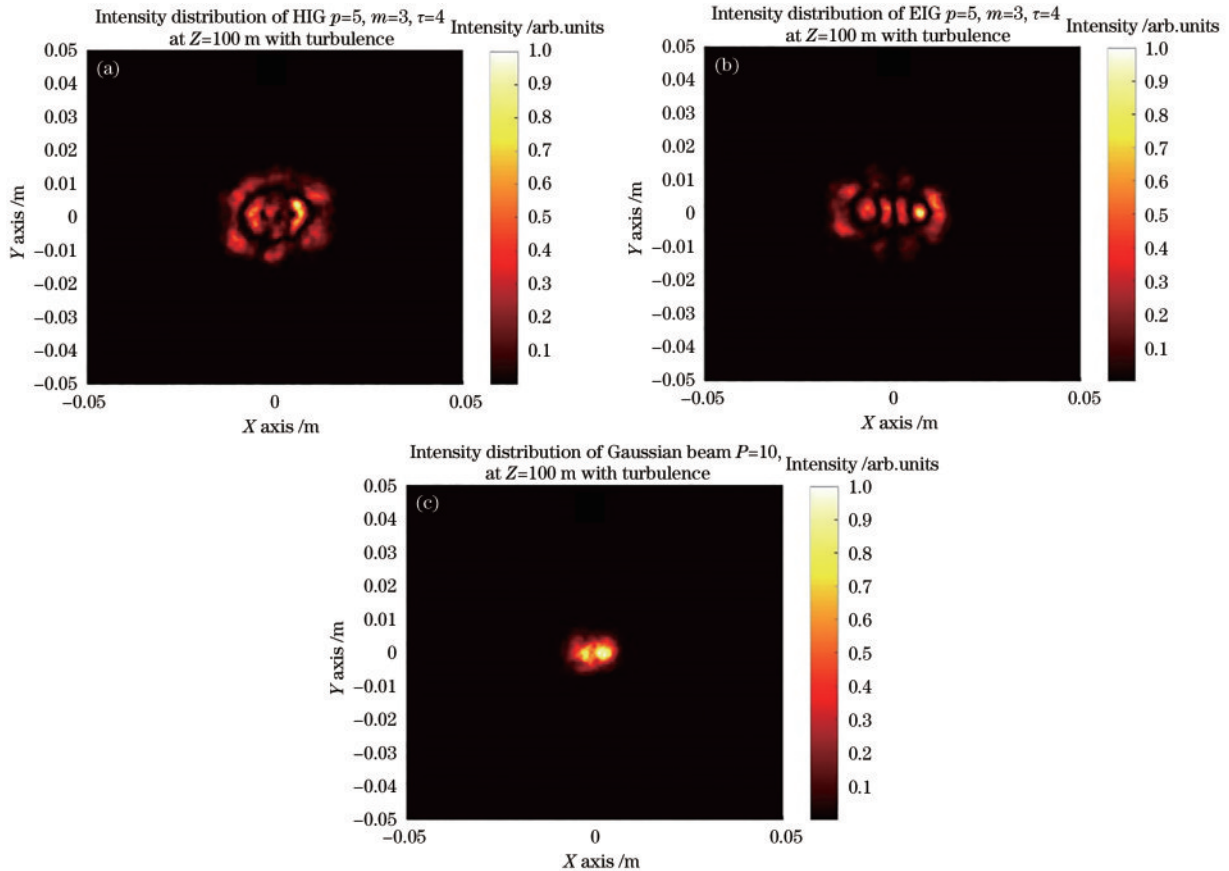


图 2 光束经过 100 m 海洋湍流后的光强分布。(a) HIG 光束;(b) EIG 光束;(c) 高斯光束

Fig. 2 Intensity distribution of beams passing through 100 m ocean turbulence. (a) HIG beam; (b) EIG beam; (c) Gaussian beam

由图 3 可知,随着距离不断增加,闪烁指数不断增加,质心漂移不断增加,重叠不断降低,误码率不断增加。在该仿真条件下,经过 100 m 海洋湍流后,EIG 光

束相比高斯光束呈现出一定的性能优势,HIG 光束性能最佳。与高斯光束相比,HIG 光束闪烁指数降低 58%,质心漂移降低 53%,误码率降低约 3 个数量级。

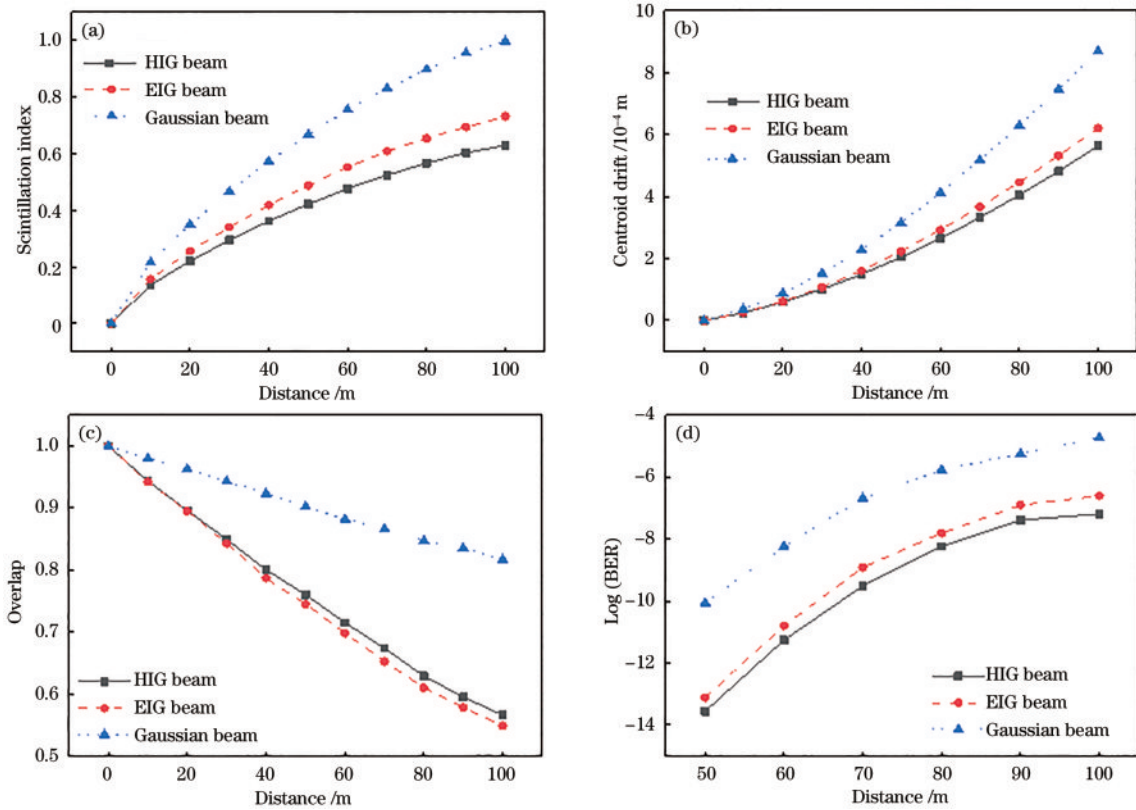


图3 三种光束的不同参数随传输距离的变化曲线。(a)闪烁指数;(b)质心漂移;(c)重叠;(d)误码率

Fig. 3 Curves of different parameters of three kinds of beam with transmission distance. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

说明 HIG 光束相比高斯光束,具有更强的抵抗海洋湍流的能力。

但在重叠中,高斯光束相比 HIG 光束具有更高的数值,说明 HIG 光束在经过海洋湍流后能量逸散更为严重,这主要是因为 HIG 光场分布较为分散,在某点处的光强相比高斯光束更易受到影响。

3.2 不同强度海洋湍流信道下的性能研究

为了进一步研究不同强度海洋湍流信道下的传输与通信性能,以 HIG534 作为基础光束,根据式(3),通过改变动能耗散率、温度方差耗散率、温度和盐度诱导比来改变海洋湍流强度,计算闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率,并与高斯光束进行对比。

将温度方差耗散率设置为 10^{-5} 、温度和盐度诱导比设置为 -0.15 ,Kolmogorov 微尺度设置为 10^{-5} ,单位液体动能耗散率 ϵ 分别设置为 10^{-6} 、 10^{-5} 、 10^{-4} 。闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率随传输距离的变化曲线如图 4 所示。

随着动能耗散率的降低,海洋湍流强度增加,各参数均受到不同程度的影响:当动能耗散率取 10^{-4} 时,相比高斯光束,HIG 光束闪烁指数降低 0.32,质心漂移降低 2.5×10^{-4} m,误码率降低约 4 个数量级;当动能耗散率减小至 10^{-6} 时,相比高斯光束,HIG 光束闪烁指数降低 0.41,质心漂移降低 4.8×10^{-4} m,误码率降低约 2 个数量级。故随着动能耗散率的降低,湍流强度

逐渐增加,HIG 光束传输性能改善能力部分增强,通信误码率改善能力减弱。

其中,100 m 处高斯光束重叠随着动能耗散率从 10^{-4} 降低至 10^{-6} ,下降 0.27,而同样位置处的 HIG 光束重叠降幅显著,达到 0.41。这导致了 HIG 光束与高斯光束之间的性能劣势从 0.13 增加至 0.27,即重叠性能改善能力减弱,也在一定程度上解释了虽然传输性能改善能力部分增强,但通信改善能力减弱的原因。

将动能耗散率设置为 10^{-5} 、温度和盐度诱导比设置为 -0.15 ,Kolmogorov 微尺度设置为 10^{-3} ,温度方差耗散率 X_T 设置为 5×10^{-6} 、 10^{-5} 、 1.5×10^{-5} 。传输结果如图 5 所示。

类似地,随着温度方差耗散率的增加,海洋湍流强度增强,HIG 光束的传输与通信性能均降低:当温度方差耗散率取 5×10^{-6} 时,经过 100 m 海洋湍流后的 HIG 光束的闪烁指数较高斯光束低 0.31,质心漂移低 3×10^{-4} m,重叠低 0.17,误码率低约 2 个数量级;当温度方差耗散率增加至 1.5×10^{-5} 时,闪烁指数差值为 0.44,质心漂移差值为 4.6×10^{-4} m,重叠差值为 0.31,误码率低约 1 个数量级。故随着海洋湍流强度增加,HIG 光束传输与通信性能下降,传输性能改善能力部分提高,通信性能改善能力降低。

将动能耗散率设置为 10^{-5} ,温度方差耗散率设置为 10^{-5} ,Kolmogorov 微尺度设置为 10^{-3} ,温度和盐度诱导比

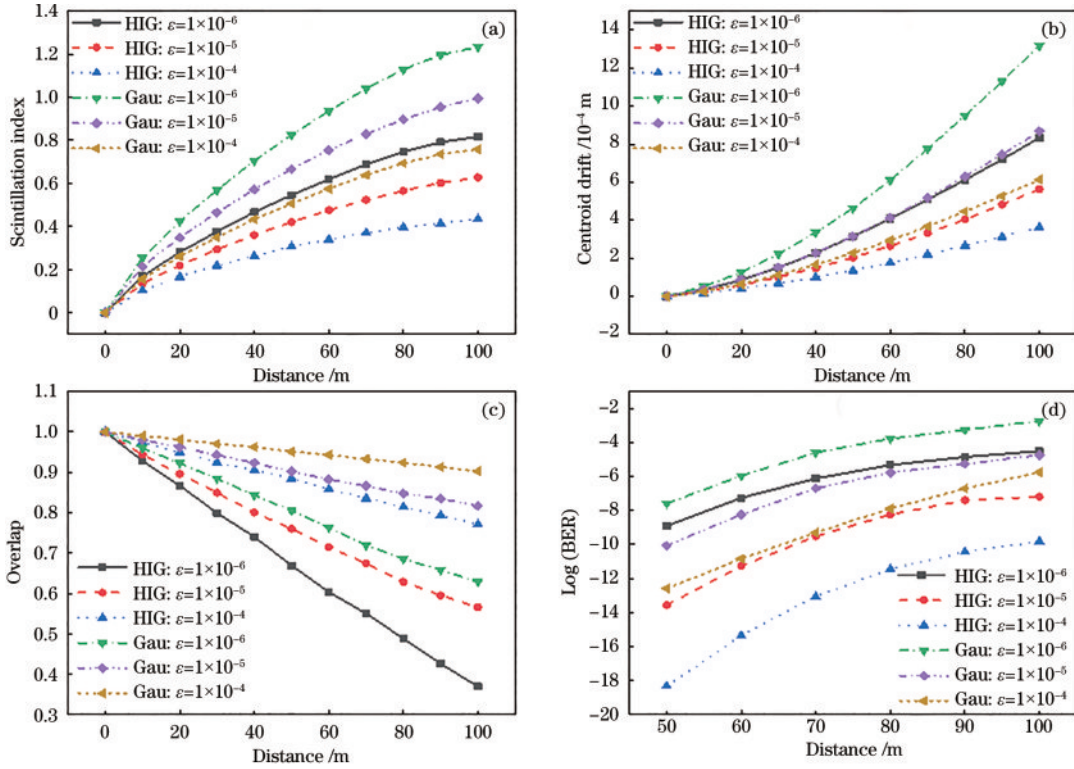


图 4 不同 ϵ 参数下, HIG534 光束和高斯光束的传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率
 Fig. 4 Curves of propagation performance parameters of HIG534 beam and Gaussian beam with transmission distance under different ϵ parameters. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

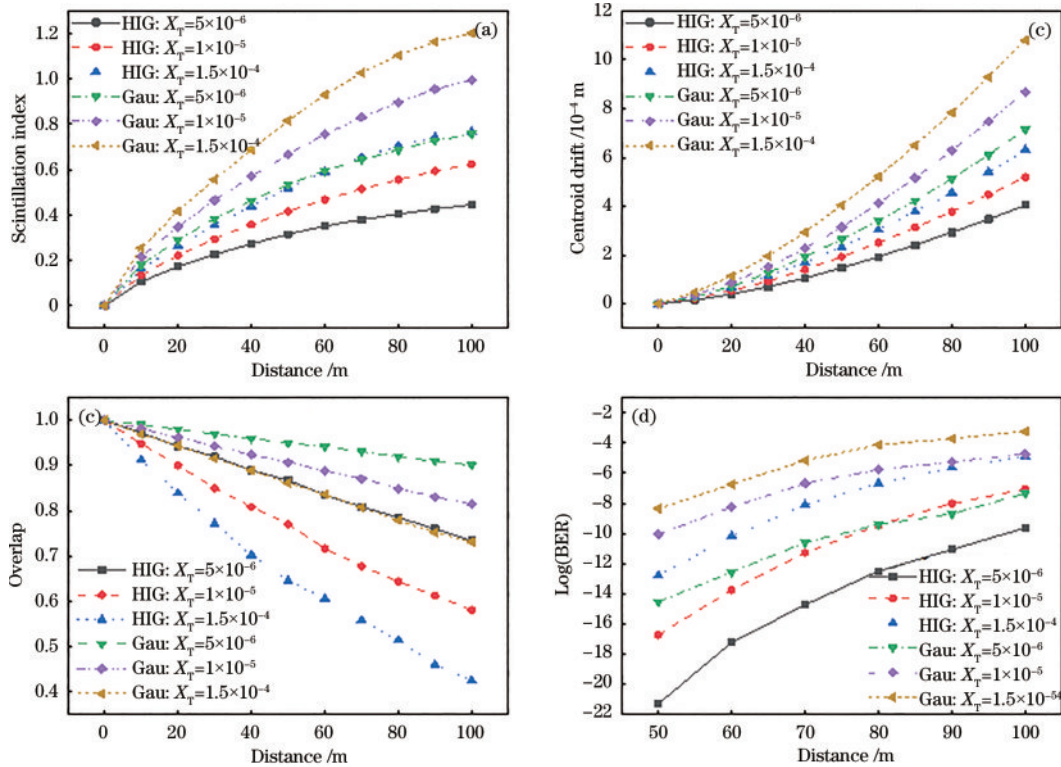


图 5 不同 X_T 参数下, HIG534 光束和高斯光束的传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率
 Fig. 5 Curves of propagation performance parameters of HIG534 beam and Gaussian beam with transmission distance under different X_T parameters. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

设置为 $-0.2, -0.15, -0.1$ 。闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率随传输距离的变化曲线如图 6 所示。

随着温度和盐度诱导比 ω 的增加, 海洋湍流盐度主导的比例上升, 且温度诱导的强度并未改变, 故整体

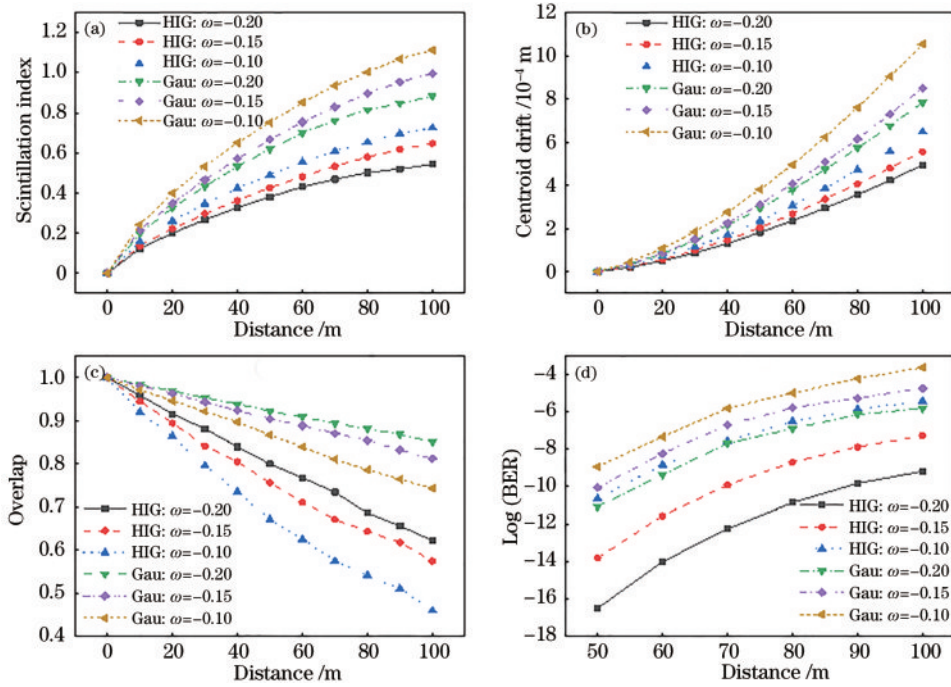


图 6 不同 ω 参数下, HIG534 光束和高斯光束传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率
Fig. 6 Curves of propagation performance parameters of HIG534 beam and Gaussian beam with transmission distance under different ω parameters. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

湍流强度增加, 对光束造成的影响逐渐增强。其中: 当温度和盐度诱导比取 -0.2 时, 100 m 处的 HIG 光束误码率较高斯光束低约 3 个数量级; 当温度和盐度诱导比增加至 -0.12 时, HIG 光束的误码率优势减小到约 2 个数量级。故随着海洋湍流强度增加, HIG 光束的通信性能改善能力降低。

将动能耗散率设置为 10^{-5} , 温度方差耗散率设置为 10^{-5} , 温度和盐度诱导比设置为 -0.15 , Kolmogorov 微尺度设置为 10^{-3} , 海洋湍流外尺度分别设置为 5 m 、 10 m 、 20 m , 闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率随传输距离的变化曲线如图 7 所示。

由图 7 可知, 随着海洋湍流外尺度的增加, 质心漂

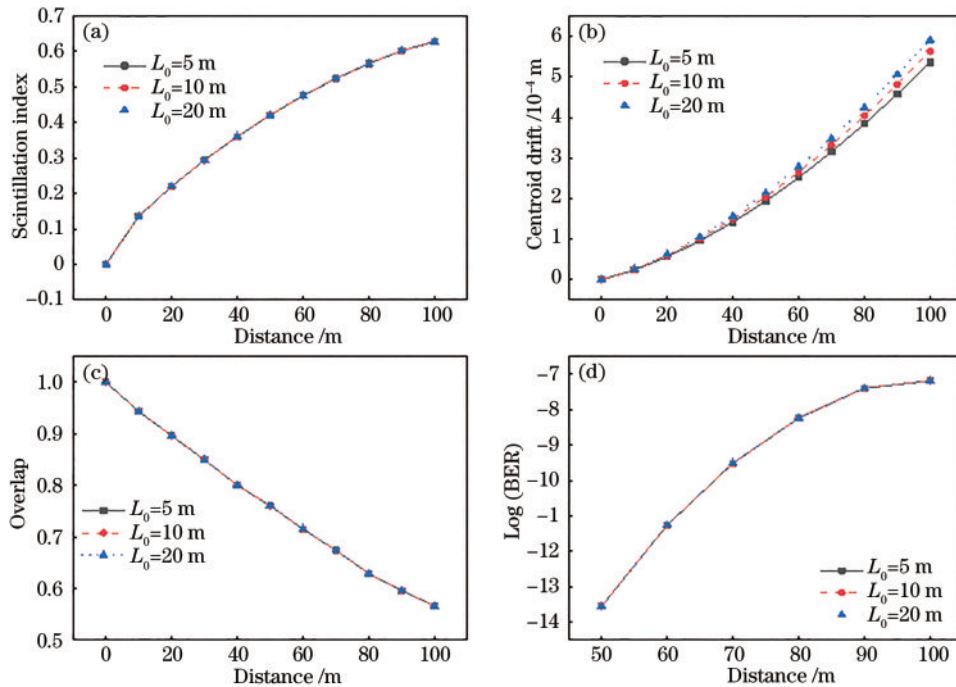


图 7 不同 L_0 参数下, HIG534 光束的传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率
Fig. 7 Curves of propagation performance parameters of HIG534 beam with transmission distances under different L_0 parameters. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

移逐渐增加;当外尺度为 5 m 时,质心漂移 5.3×10^{-4} m;当外尺度为 20 m 时,质心漂移为 5.9×10^{-4} m。其中,闪烁指数、重叠和误码率几乎处于同一水平。

通过改变海洋湍流强度参数,如动能耗散率、温度方差耗散率、温度和盐度诱导比,可知,HIG 光束随着湍流强度增加传输与通信性能降低。相比高斯光束,随着湍流强度增加性能改善减弱;在相对弱湍流状态下,HIG 光束误码率改善约 4 个数量级;在相对强湍流状态下,HIG 光束误码率改善约 1 个数量级。且当外尺度增加时,质心漂移有小幅增加,其余参数几乎保持不变。

4 面向最优通信性能的 HIG 光束参数优化

经过和高斯光束的性能对比,以及不同强度海洋

湍流下的仿真计算,已经初步建立了 HIG 光束的传输与通信特性。而 HIG 光束因其较高的调控自由度受到广泛关注,通过改变光束参数(椭圆度、阶数、度数)可实现更优的传输与通信性能。因此,为实现 HIG 光束在海洋湍流信道中的最低通信误码率,同时探究光束参数与结果之间的关系,展开仿真计算。

为了探究 HIG 光束在海洋湍流信道中传输时,椭圆度 τ 对结果造成的影响,固定阶数和度数取值,其中取 $p=5, m=3$ 。改变椭圆度 τ ,设置 $\tau=0, 2, 4, 6, 8, 10, +\infty$,其中当 τ 取 0 和 $+\infty$ 时,HIG 光束无法利用上述的构建方法,故取 $\tau=0.001$ 代替 $\tau=0$,取 $\tau=1000$ 代替 $\tau=+\infty$ 。仿真中信道参数设置如表 2 所示,闪烁指数、质心漂移、重叠和误码率随传输距离的变化曲线如图 8 所示。

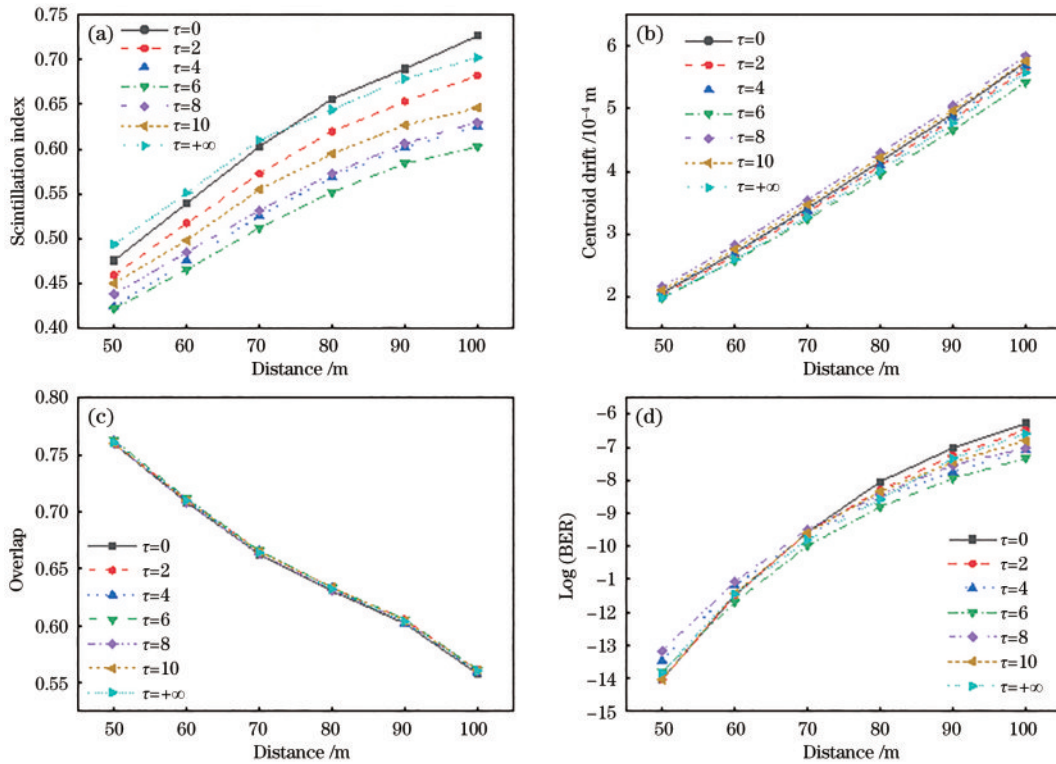


图 8 不同 τ 参数下,HIG534 光束的传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a)闪烁指数;(b)质心漂移;(c)重叠;(d)误码率
Fig. 8 Curves of propagation performance parameters of HIG534 beam with transmission distances under different τ parameters.

(a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

随着椭圆度的增加,闪烁指数先降低再升高,在 $\tau=6$ 时达到最低值,与最高值相差约 20%。质心漂移出现了先增加后降低的现象,其中在 $\tau=6$ 时最低,但性能优势较小。重叠整体处于同一水平。闪烁指数和质心漂移出现性能最优值的原因是构成 HIG 光束的基的加权系数发生改变,变化曲线如图 9 所示。从图 9 可以看出,随着椭圆度的改变,偶次 LG 基和奇次 LG 基的占比发生变化,且该变化呈现连续性,因此解释了传输特性参数中出现性能极值的现象。

随着传输距离的增加,误码率不断上升,且各椭圆度下的曲线增长速率并不相同。经过 100 m 海洋湍流

后,椭圆度 $\tau=6$ 时误码率处于最低值,优于 $\tau=0$ 时 1 个数量级。故当椭圆度增加时,误码率的增加存在一定范围。

为了探究阶数 p 对传输结果造成的影响,保持度数 m 和椭圆度 τ 不变,取度数 $m=3$,椭圆度 $\tau=4$ 。改变阶数 p ,分别设置 $p=3, p=5, p=7$ 三种情况,信道参数设置如表 2 所示,传输结果如图 10 所示。

随着阶数 p 的不断加,闪烁指数降低,质心漂移降低,重叠降低。从光束结构来看,随着阶数的增加,光束环数增加,增加了外围光强,引入了外围光强的抖动,一定程度上平衡了内环的抖动,故闪烁指数和质心

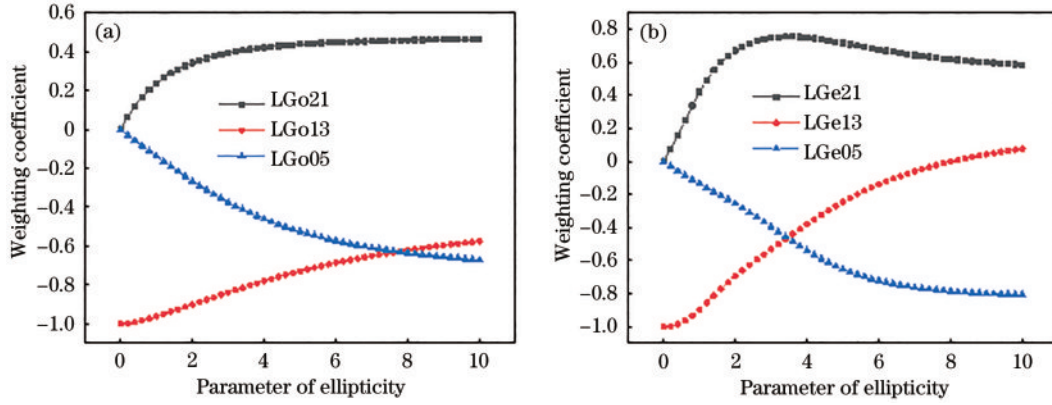


图 9 HIG53e 光束基的加权系数变化曲线

Fig. 9 Weighted coefficients curves of HIG53e beams bases

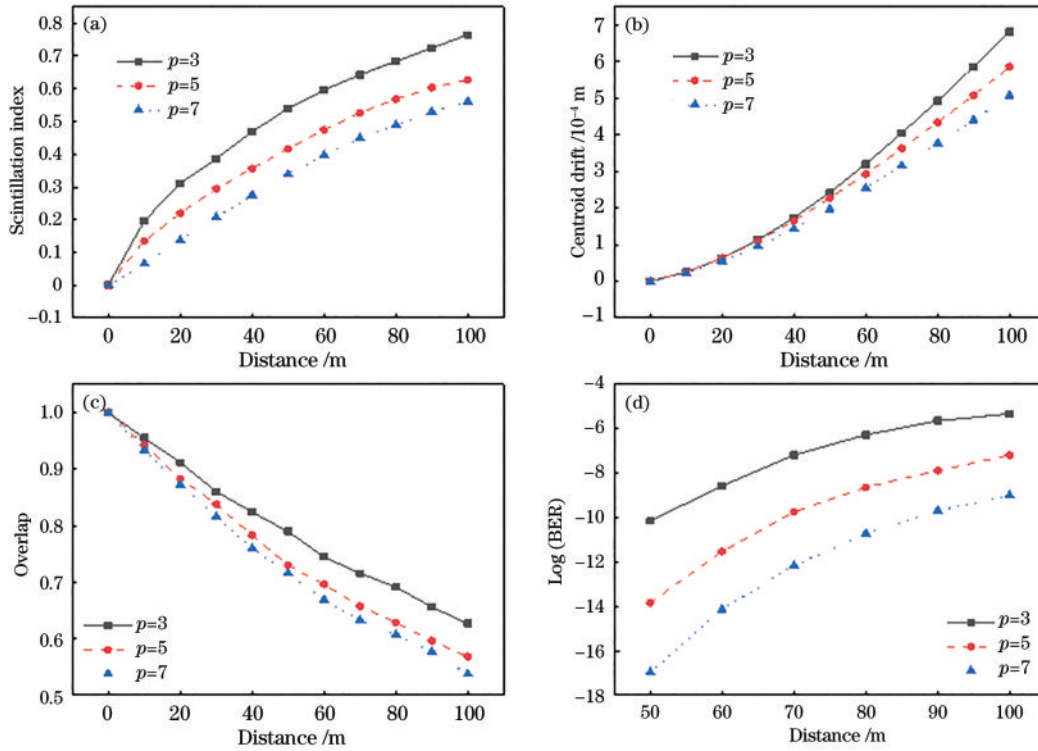


图 10 不同 p 参数下, HIG p 34 光束的传输性能参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率

Fig. 10 Curves of propagation performance parameters of HIG p 34 beam with transmission distances under different p parameters.

(a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

漂移降低。又因为外围光强的存在, 传输经过海洋湍流后外围光强也发生衰减, 导致重叠降低。

在误码率随传输距离的变化曲线中, 随着传输距离的增加, 不同阶数之间的通信性能差距逐渐缩小。且当阶数 $p=3$ 增加至 $p=7$ 时, 100 m 处误码率降低约 4 个数量级。说明阶数增加使得通信能力进一步加强。

根据传输参数与通信参数的变化曲线可知, 当阶数增加时, 传输特性参数部分得到提升, 通信性能增强。

为了探究度数 m 对传输结果造成的影响, 保持阶数 p 和椭圆度 τ 不变, 取 $p=5, \tau=4$, 改变度数 m , 分别

设置 $m=1, 3, 5$, 信道参数设置如表 2 所示, 传输结果如图 11 所示。

从各参数变化曲线可以看出, 度数增加时, 闪烁指数彼此差值约为 0.04, 质心漂移几乎保持不变, 重叠的最优值出现在 $m=1$ 时, 故整体而言, 相比阶数变化时的较大影响, 度数对传输特性参数的影响较小。度数 $m=1$ 对应的各项传输性能表现均为最优, 通信误码率也拥有约 1 个数量级的性能优势, 且随着度数的增加, 通信性能发生下降。

与椭圆度和阶数相比, 度数改变时, 构成 IG 光束的基保持不变, 使得其对传输性能的影响相对较小。

通过改变光束参数(椭圆度、阶数、度数), 实现了

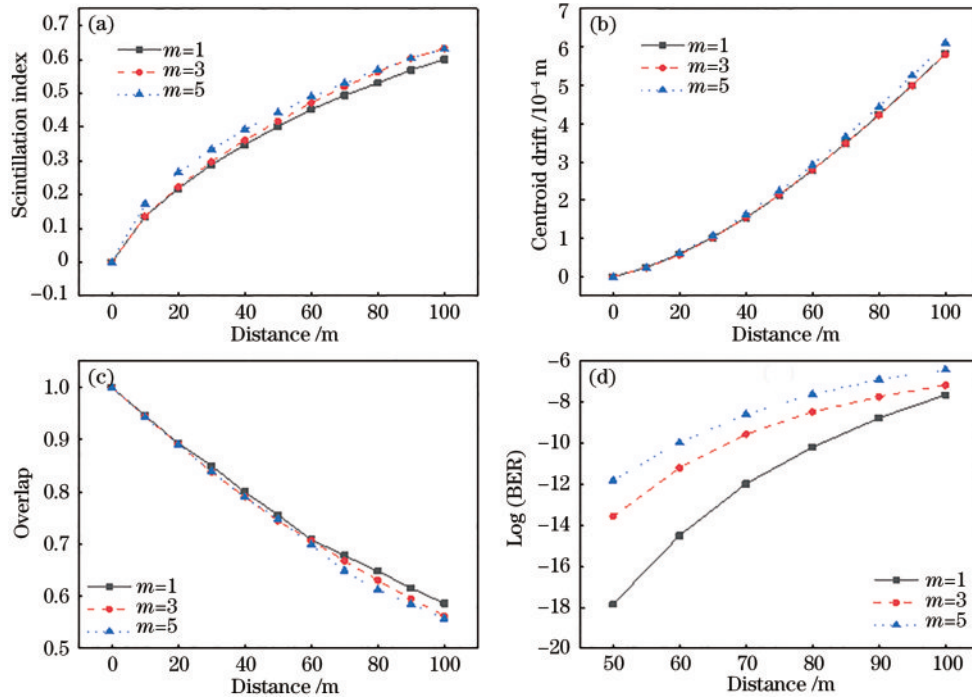


图 11 HIG5m4 光束的不同参数随传输距离的变化曲线。(a) 闪烁指数; (b) 质心漂移; (c) 重叠; (d) 误码率

Fig. 11 Curves of different parameters of HIG5m4 beam with transmission distances. (a) Scintillation index; (b) centroid drift; (c) overlap; (d) BER

更优的传输与通信性能,同时也表明了HIG光束参数与传输、通信性能之间的关系。经过优化可知,椭圆度、阶数、度数均存在性能最优值,其中阶数变化对性能的影响最大。

5 结 论

基于搭建的HIG光束海洋湍流传输模型,仿真计算了HIG光束在海洋湍流信道中的闪烁指数、质心漂移、重叠和通信误码率,研究了传输特性与通信特性的变化规律。仿真结果表明:HIG光束在不同距离下均具有较好抗湍流能力,与高斯光束相比,在100 m海洋湍流信道中闪烁指数降低58%,质心漂移降低53%,误码率降低3个数量级。随着海洋湍流强度增加,HIG光束传输与通信性能逐渐降低。与高斯光束相比,HIG光束性能改善能力随着海洋湍流强度增加而减弱:在相对弱湍流状态下,误码率改善约4个数量级;在相对强湍流状态下,误码率改善约1个数量级。且随着海洋湍流外尺度增加时,HIG光束除了质心漂移小幅增加外,其他参数几乎保持不变。经过优化,HIG光束的椭圆度、阶数和度数均存在性能最优值,通过选取合适的值可实现更优的传输与通信性能,其中阶数最为敏感。本文研究内容基于仿真计算的方法探究了HIG光束在海洋湍流信道中的性能,将有可能为HIG光束用于水下光通信系统提供一定的理论基础和技术参考,后续可搭建实验室内海洋湍流信道模拟实验平台进行相应的实验探究。

参 考 文 献

- [1] 黄玉宇, 卢军. 国内外海底科学观测网络发展研究[J]. 信息通信, 2018, 31(12): 33-38.
Huang Y Y, Lu J. Research on the development of seabed science observation networks at home and abroad [J]. Information & Communications, 2018, 31(12): 33-38.
- [2] 王佳, 俞信. 自由空间光通信技术的研究现状和发展方向综述[J]. 光学技术, 2005, 31(2): 259-262, 265.
Wang J, Yu X. Free-space optical communication's current situation and development trend[J]. Optical Technique, 2005, 31(2): 259-262, 265.
- [3] Nikishov V V, Nikishov V I. Spectrum of turbulent fluctuations of the sea-water refraction index[J]. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2000, 27(1): 82-98.
- [4] Pan S X, Wang L, Wang W N, et al. An effective way for simulating oceanic turbulence channel on the beam carrying orbital angular momentum[J]. Scientific Reports, 2019, 9(1): 1-8.
- [5] Zou Z X, Wang P, Chen W W, et al. Average capacity of a UWOC system with partially coherent Gaussian beams propagating in weak oceanic turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2019, 36(9): 1463-1474.
- [6] Zhou T H, Ma J, Lu T T, et al. Simulation and verification of pulsed laser beam propagation underwater using Markov chains[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(10): 100003.
- [7] Li Y, Zhang Y X, Zhu Y. Lommel-Gaussian pulsed beams carrying orbital angular momentum propagation in asymmetric oceanic turbulence[J]. IEEE Photonics Journal,

- 2020, 12(1): 7900915.
- [8] Shen J N, Wang J L, Chen X, et al. Towards power-efficient long-reach underwater wireless optical communication using a multi-pixel photon counter[J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 23565-23571.
- [9] Vali Z, Gholami A, Ghassemlooy Z, et al. Experimental study of the turbulence effect on underwater optical wireless communications[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(28): 8314-8319.
- [10] Chen D M, Wang J M, Li S B, et al. Effects of air bubbles on underwater optical wireless communication[J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(10): 100008.
- [11] Han B, Zhao W, Zheng Y Q, et al. Experimental demonstration of quasi-omni-directional transmitter for underwater wireless optical communication based on blue LED array and freeform lens[J]. *Optics Communications*, 2019, 434: 184-190.
- [12] Zhao Y H, Zou P, Chi N. 3.2 Gbps underwater visible light communication system utilizing dual-branch multi-layer perceptron based post-equalizer[J]. *Optics Communications*, 2020, 460: 125197.
- [13] Svelto O, Hanna D C. *Principles of lasers*[M]. 4th ed. New York: Plenum Press, 1998.
- [14] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Ince-Gaussian beams[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(2): 144-146.
- [15] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Ince-Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2004, 21(5): 873-880.
- [16] Bandres M A. Elegant Ince-Gaussian beams[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(15): 1724-1726.
- [17] Peng Y L, Chen B, Peng X, et al. Self-accelerating Airy-Ince-Gaussian and Airy-Helical-Ince-Gaussian light bullets in free space[J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 18973-18985.
- [18] Schwarz U T, Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Observation of Ince-Gaussian modes in stable resonators[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(16): 1870-1872.
- [19] Ohtomo T, Kamikariya K, Otsuka K, et al. Single-frequency Ince-Gaussian mode operations of laser-diode-pumped microchip solid-state lasers[J]. *Optics Express*, 2007, 15(17): 10705-10717.
- [20] Chu S C, Otsuka K. Numerical study for selective excitation of Ince-Gaussian modes in end-pumped solid-state lasers[J]. *Optics Express*, 2007, 15(25): 16506-16519.
- [21] Shen Y J, Meng Y, Fu X, et al. Hybrid topological evolution of multi-singularity vortex beams: generalized nature for helical-Ince-Gaussian and Hermite-Laguerre-Gaussian modes[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 36(4): 578-587.
- [22] Bentley J B, Davis J A, Bandres M A, et al. Generation of helical Ince-Gaussian beams with a liquid-crystal display[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(5): 649-651.
- [23] Ren Y X, Fang Z X, Gong L, et al. Dynamic generation of Ince-Gaussian modes with a digital micromirror device[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(13): 133106.
- [24] 汪慧超. 基于空间光调制器的涡旋光束及因斯高斯光束产生方法研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2016: 42-49.
- Wang H C. The generation of vortex beam and Ince-Gaussian beams based on spatial light modulator[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2016: 42-49.
- [25] Yepiz A, Perez-Garcia B, Hernandez-Aranda R I. Partially coherent Ince-Gaussian beams[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(12): 3276-3279.
- [26] Deng D M, Guo Q. Ince-Gaussian solitons in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(21): 3206-3208.
- [27] Zhou G Q. Fractional Fourier transform of Ince-Gaussian beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2009, 26(12): 2586-2591.
- [28] Nadgaran H, Servatkah M. The effects of induced heat loads on the propagation of Ince-Gaussian beams[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(22): 5329-5337.
- [29] Eyyuboğlu H T. Propagation analysis of Ince-Gaussian beams in turbulent atmosphere[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(11): 2290-2296.
- [30] Gu X M, Chen L J, Krenn M. Phenomenology of complex structured light in turbulent air[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 11033-11050.
- [31] Castaneda E N. Elliptical vortex beams through turbulent atmosphere[D]. Dayton: University of Dayton, 2020: 47-61.
- [32] Sun Z, Wang J M, Li Z, et al. Stable propagation of Ince-Gaussian vector beams through atmospheric turbulence[J]. *Optics Communications*, 2022, 515: 128193.
- [33] 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.
- [34] Yao J R, Zhang Y, Wang R N, et al. Practical approximation of the oceanic refractive index spectrum[J]. *Optics Express*, 2017, 25(19): 23283-23292.
- [35] Lin Z R, Xu G J, Zhang Q Y, et al. Scintillation index for spherical wave propagation in anisotropic weak oceanic turbulence with aperture averaging under the effect of inner scale and outer scale[J]. *Photonics*, 2022, 9(7): 458.
- [36] Wang H, Kang F Z, Wang X, et al. Aperture-averaged scintillation index and fade statistics in weak oceanic turbulence[J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(6): 064207.
- [37] Yue P, Luan X H, Yi X, et al. Beam-wander analysis in turbulent ocean with the effect of the eddy diffusivity ratio and the outer scale[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 36(4): 556-562.
- [38] Duntley S Q. Light in the sea[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1963, 53(2): 214-233.
- [39] Ata Y, Baykal Y. Effect of anisotropy on bit error rate for an asymmetrical Gaussian beam in a turbulent ocean[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(9): 2258-2262.
- [40] Andrews L C, Phillips R L, Young C Y. *Laser beam scintillation with applications*[M]. Bellingham: SPIE, 2001.