

汉克-贝塞尔光束在海洋湍流信道中的螺旋相位谱分析

尹霄丽 郭翊麟 闫浩 崔小舟 常欢 田清华 吴国华 张琦 刘博 忻向军

Analysis of orbital angular momentum spectra of Hankel-Bessel beams in channels with oceanic turbulence

Yin Xiao-Li Guo Yi-Lin Yan Hao Cui Xiao-Zhou Chang Huan Tian Qing-Hua Wu Guo-Hua Zhang Qi Liu Bo Xin Xiang-Jun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 114201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180155

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180155>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[用于实现散射介质中时间反演的数字相位共轭的相干性](#)

Coherence of digital phase conjugation for implementing time reversal in scattering media

物理学报.2018, 67(5): 054201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172308>

[不同光线入射角度下超声速湍流边界层气动光学效应的实验研究](#)

Experimental investigation on aero-optics of supersonic turbulent boundary layers at different light incident angles

物理学报.2017, 66(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244201>

[低太阳高度角条件下的天空偏振模式模拟及大气折射影响研究](#)

Atmospheric polarization pattern simulation for small solar elevation angles and the analysis of atmospheric effect

物理学报.2016, 65(1): 014203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014203>

[大气湍流中部分相干光束上行和下行传输偏振特性的比较](#)

Comparison of polarization property of partially coherent beam between propagating along an uplink path and a downlink path in atmospheric turbulence

物理学报.2015, 64(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224204>

[大气折射对可见光波段辐射传输特性的影响](#)

Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band

物理学报.2015, 64(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184203>

汉克-贝塞尔光束在海洋湍流信道中的螺旋相位谱分析*

尹霄丽^{1)2)†} 郭翊麟¹⁾²⁾ 闫浩³⁾ 崔小舟¹⁾²⁾ 常欢¹⁾²⁾ 田清华¹⁾²⁾
吴国华¹⁾ 张琦¹⁾²⁾ 刘博⁴⁾ 忻向军¹⁾²⁾

1)(北京邮电大学电子工程学院, 北京 100876)

2)(北京邮电大学, 天地互联与融合北京市重点实验室, 北京 100876)

3)(北京邮电大学理学院, 北京 100876)

4)(南京信息工程大学物理与光电学院, 南京 210044)

(2018年1月22日收到; 2018年2月24日收到修改稿)

携带轨道角动量的汉克-贝塞尔 (Hankel-Bessel, HB) 光束具有无衍射和自聚焦特性, 用来作为信息传输的载体有望增大信息传输容量. 基于 Rytov 近似理论, 推导得到了 HB 涡旋光束经过海洋水平弱湍流信道后的螺旋相位谱的解析表达式, 并利用数值仿真方法研究了海洋湍流参数对轨道角动量模式探测概率的影响. 结果表明, 海洋湍流导致发射轨道角动量模式的探测概率下降, 出现模式串扰和螺旋相位谱扩展. 海洋湍流对 HB 涡旋光束的负面影响随着轨道角动量模式数、传输距离、温度方差耗散率的增加而增强, 随湍流动能耗散率的增加而减弱. HB 涡旋光束受以盐度波动驱动的海洋湍流的负面影响更大. 另外, 在弱湍流及几十米传输距离条件下, HB 涡旋光束的传输性能要差于最佳束腰大小设置的拉盖尔-高斯涡旋光束. 这些结果有望为海洋环境水下光通信链路的实现提供一定的参考价值.

关键词: 汉克-贝塞尔光束, 轨道角动量, 海洋湍流, 螺旋相位谱

PACS: 42.25.Dd, 42.68.Ay, 42.68.-w, 47.27.Gs

DOI: 10.7498/aps.67.20180155

1 引言

最近, 水下传感网络、水下无人飞行器和潜艇等信息传输需求的快速增长促进了水下光通信系统的研究^[1-4]. 带有不同轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 模式数的光束 (也称涡旋光束) 是相互正交的, 有望通过 OAM 复用来提升水下光通信系统的信道容量, 相关研究受到了广泛关注^[5-9]. Ren 等^[2] 实验研究了携带有 4 个不同 OAM 模式光束的复用传输, 实现了 4 Gbit/s 的水下光通信链路. Baghdady 等^[6] 实现了 3 Gbit/s 水下 2.96 m OAM 光通信链路传输. 然而, 利用 OAM

提升系统信道容量的方法容易受海洋湍流的限制. 混浊度、水流速度、温度梯度和盐度梯度等^[1,2,6,9] 湍流因素的存在导致 OAM 光束能量将会扩散到其他 OAM 模式上, 这种现象称为模式串扰, 从而减少了系统的信道容量^[10-13]. 带有 OAM 的汉克-贝塞尔 (Hankel-Bessel, HB) 涡旋光束具有无衍射和自聚焦特性, 即在无衍射传播范围内不会改变光强分布, 并在遇到障碍物后能够重建横向强度分布^[14,15]. 虽然无衍射特性表明光束能量是无穷的, 但是已经有实验证明能够产生近似的无衍射光束^[16,17]. HB 涡旋光束在空间光通信领域得到了研究者的关注, 研究表明在大气湍流信道中 HB 涡旋光束受湍流影响较小^[14,15]. 据我们所知, HB 涡旋

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575027, 61471051, 61575026) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yinxl@bupt.edu.cn

光束在海洋湍流中的传输特性研究尚未见报道.

本文首先基于 Rytov 近似理论, 对 HB 涡旋光束在海洋弱湍流信道的传播特性进行了理论分析, 推导得到了接收光束的螺旋相位谱解析表达式. 数值分析了海洋湍流参数对 HB 涡旋光束传输的影响, 并在同等湍流条件下与拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 涡旋光束进行了对比分析, 这些结果将对 OAM 在水下光通信的潜在应用具有指导意义.

2 理论分析

2.1 HB 涡旋光束经海洋湍流信道传播的统计特性

对于 HB 涡旋光束而言, 在自由空间中传输距离 z 处的复振幅 M 表达式为 [15]

$$M_{l_0}(\rho, \phi, z) = i^{3l_0+1} l_0! A_0 \sqrt{\frac{\pi}{2kz}} \exp \left[i \left(kz - \frac{\pi l_0}{4} - \frac{\pi}{4} \right) + i l_0 \phi \right] \times J_{l_0/2} \left(\frac{k\rho^2}{4z} \right), \quad (1)$$

(1) 式中 l_0 是 OAM 模式数; A_0 是用来描述光束功率的常数; $J_m(x)$ 是 m 阶的第一类贝塞尔函数; $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 是波长; $\boldsymbol{\rho} = (\rho, \phi)$ 是源平面二维位置矢量; ϕ 是方位角.

基于 Rytov 近似理论, HB 涡旋光束在海洋湍流信道中传输距离为 z 处的复振幅可以表示为 [10]

$$M(\rho, \phi, z) = M_{l_0}(\rho, \phi, z) \exp[\Psi_1(\rho, \phi, z)], \quad (2)$$

(2) 式中, $\Psi_1(\rho, \phi, z)$ 是海洋湍流引入的随机复相位扰动.

HB 涡旋光束在海洋湍流中的二阶交叉谱密度函数可表示为 [10]

$$W_t(\rho, \phi, \rho', \phi', z) = \langle M(\rho, \phi, z) M^*(\rho', \phi', z) \rangle_t \approx M_{l_0}(\rho, \phi, z) M_{l_0}^*(\rho', \phi', z) \times \langle \exp[\Psi_1(\rho, \phi, z) + \Psi_1^*(\rho', \phi', z)] \rangle_t, \quad (3)$$

(3) 式中, $*$ 表示复数共轭, $\langle \cdot \rangle_t$ 表示对湍流的系综平均 [18,19].

利用 Rytov 相位结构函数的二次近似, 能够得到 (3) 式等号右边的最后一项为 [20]

$$\langle \exp[\Psi_1(\rho, \phi, z) + \Psi_1^*(\rho', \phi', z)] \rangle_t \approx \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')}{\rho_0^2} \right], \quad (4)$$

(4) 式中, ρ_0 是海洋湍流中球面波的空间相干长度, 其表达式为 [10]

$$\rho_0 = \left[\pi^2 k^2 z / 3 \int_0^\infty \kappa^3 \phi_{\text{ocean}}(\kappa) d\kappa \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

(5) 式中, κ 是折射率波动的空间角频率, $\phi_{\text{ocean}}(\kappa)$ 是海洋湍流的折射率波动的空间功率谱, 在均匀各向同性海水中可表示为 [21,22]

$$\phi_{\text{ocean}}(\kappa) = 0.388 \times 10^{-8} \chi_T \varepsilon^{-1/3} \kappa^{-11/3} \left[1 + 2.35 (\kappa\eta)^{2/3} \right] \times (e^{-A_T \delta} - 2\tau^{-1} e^{-A_{T_s} \delta} + \tau^{-2} e^{-A_s \delta}), \quad (6)$$

(6) 式中, χ_T 是温度方差耗散率, 从海洋表面到深水层的取值范围为 $10^{-4} - 10^{-10} \text{ K}^2/\text{s}$; ε 是湍流动能耗散率, 从海洋表面到深水层的取值范围为 $10^{-1} - 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$; η 是 Kolmogorov 尺度; τ 是平衡参数, 用来描述温度与盐度波动对功率谱变化贡献大小的比值, 其值从 0 变化到 -5, 其中 0 代表海洋湍流完全由盐度波动主导, -5 代表完全由温度波动主导; $A_T = 1.863 \times 10^{-2}$; $A_s = 1.9 \times 10^{-4}$; $A_{T_s} = 9.41 \times 10^{-3}$; $\delta = 8.284 (\kappa\eta)^{4/3} + 12.978 (\kappa\eta)^2$.

将 (6) 式代入 (5) 式中, 化简得到 [13]

$$\rho_0 = \left[1.28 \times 10^{-8} k^2 z (\varepsilon\eta)^{-1/3} \chi_T (6.78 + 47.57\tau^{-2} - 17.67\tau^{-1}) \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

(7) 式表明在相同的波长和传输距离下, 海洋湍流越弱, ρ_0 越大.

2.2 螺旋相位谱

当 HB 涡旋光束在海洋湍流信道中传播时, 湍流效应导致了 OAM 模式串扰, 接收端不仅能检测到发射模式, 还能检测到其他模式. 因此, 可以将 HB 涡旋光束经过海洋湍流后的复振幅写成无穷多个本征态的叠加, 即

$$M(\rho, \phi, z) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l(\rho, z) \exp(il\phi), \quad (8)$$

(8) 式中, 系数 $a_l(\rho, z)$ 可表示为

$$a_l(\rho, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} M(\rho, \phi, z) \exp(-il\phi) d\phi. \quad (9)$$

对系数 $a_l(\rho, z)$ 求湍流系综平均, 可以得到 HB 涡旋光束 OAM 模式概率密度为

$$\begin{aligned} & \langle |a_l(\rho, z)|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} W_t(\rho, \phi, \rho', \phi', z) \\ & \quad \times \exp[-il(\phi - \phi')] d\phi d\phi'. \end{aligned} \quad (10)$$

将 (3) 式代入 (10) 式中, 并利用 (4) 式化简得到

$$\begin{aligned} & \langle |a_l(\rho, z)|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} M_{l_0}(\rho, \phi, z) M_{l_0}^*(\rho', \phi', z) \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')}{\rho_0^2}\right) \\ & \quad \times \exp[-il(\phi - \phi')] d\phi d\phi'. \end{aligned} \quad (11)$$

将 (1) 式代入 (11) 式中, 并利用积分关系 [23]

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \exp[-in\phi_1 + \eta \cos(\phi_1 - \phi_2)] d\phi_1 \\ &= 2\pi \exp(-in\phi_2) I_n(\eta), \end{aligned} \quad (12)$$

可以简化计算得到 HB 涡旋光束的 OAM 模式概率密度的解析表达式为

$$\begin{aligned} & \langle |a_l(\rho, z)|^2 \rangle \\ &= \frac{\pi}{2kz} (l_0! A_0)^2 \left| J_{l_0/2}\left(\frac{k\rho^2}{4z}\right) \right|^2 \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{2\rho^2}{\rho_0^2}\right) I_{l-l_0}\left(\frac{2\rho^2}{\rho_0^2}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

(12) 式和 (13) 中, $I_n(\eta)$ 是 n 阶第一类修正贝塞尔函数.

另外, 当发射 OAM 模式为 l_0 时, 可以将接收到 OAM 模式为 l 的螺旋谐波能量定义为

$$E_l(z) = \int_0^R \langle |a_l(\rho, z)|^2 \rangle \rho d\rho, \quad (14)$$

(14) 式中, R 为光束的接收孔径. 接下来, 将螺旋相位谱 $P_l(z)$ 定义为 OAM 模式为 l 的螺旋谐波能量与光束总能量的比值, 可表示为

$$P_l(z) = \frac{E_l(z)}{\sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(z)}, \quad (15)$$

(15) 式中, $\sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(z)$ 表示涡旋光束的总能量. 当 l 等于 l_0 时, $P_{l_0}(z)$ 表示探测概率; 当 l 等于 $l_0 \pm \Delta l$, $P_l(z)$ 表示串扰概率, Δl 表示发射的 OAM 模式与探测到的 OAM 模式的差值.

3 数值分析

本文做了如下设置: Kolmogorov 尺度 η 为 10^{-3} m, A_0 为 10, 接收孔径 R 为 3 cm. 考虑到海水中的吸收和散射效应, 波长 λ 取为 532 nm [1].

图 1 以发射 OAM 模式数 l_0 等于 1 为例, 给出了 HB 涡旋光束的探测概率随传输距离变化的曲线. 设置温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 湍流动能耗散率 ε 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 为 -4, 这些设置满足弱湍流条件 [13,22].

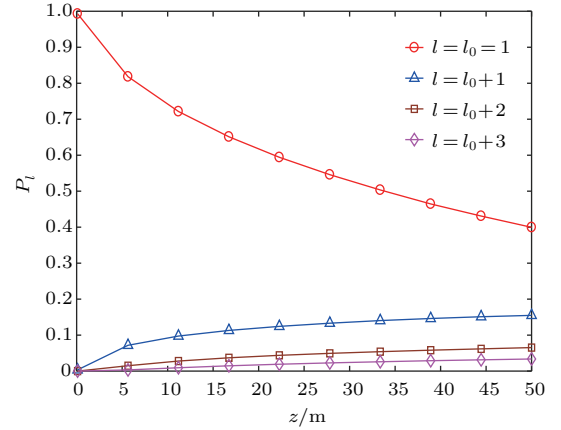


图 1 不同的 OAM 模式数 l 时, HB 涡旋光束的探测概率随 z 的变化曲线
Fig. 1. Detection probability of HB vortex beam against z for different l .

从图 1 可以看出, 随着传输距离的增加, OAM 模式探测概率曲线呈下降趋势, 而邻近模式的串扰概率不断增加. 从 (7) 式也可以分析得到, 随着传输距离的增加, ρ_0 减少, 海洋湍流引起的模式串扰变得严重.

图 2 是在温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 湍流动能耗散率 ε 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 为 -4, 传输距离为 30 m, 发射 OAM 模式数 l_0 为 1 到 5 时, HB 涡旋光束的螺旋相位谱. 从图 2 中可以看出, 海洋湍流造成了明显的模式串扰, 并引起了螺旋相位谱的扩展. 同时, 随着 OAM 模式数的增加探测概率下降, 这是因为随着 OAM 模式数增加, 光束变得越发散 [20].

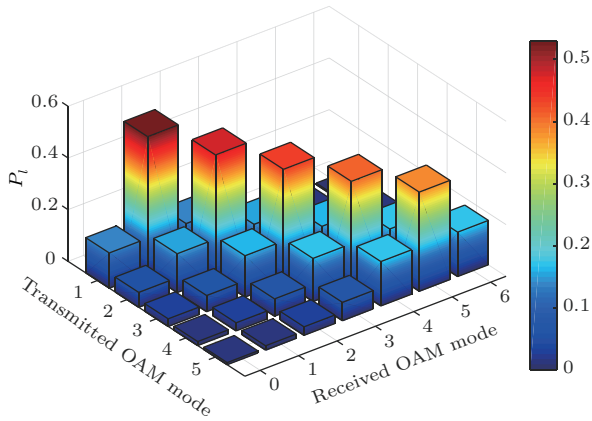


图2 z 为 30 m 时, HB 涡旋光束的螺旋相位谱

Fig. 2. OAM spectra of HB vortex beam for $z = 30$ m.

图3—图5分别分析了平衡参数 τ 、温度方差耗散率 χ_T ，以及湍流动能耗散率 ε 对OAM模式 $l_0 = 1$ 的光束探测概率的影响。图3是在温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 湍流动能耗散率 ε 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 取 $-4.5, -3.5, -2.5$ 和 -1.5 四种情况下得到的探测概率随传输距离变化的曲线。从图3中可以看出, 当 τ 值接近 -5 时, 海洋湍流对光束的负面影响较小; 随着 $|\tau|$ 减少, 海洋湍流对光束的负面影响越来越大。这是因为 $|\tau| \rightarrow 0$ 时, 海洋湍流以盐度波动为主, 此时 ρ_0 值很小, 海洋湍流使HB涡旋光束发散得很严重[23]。因此, 可以得到HB涡旋光束更加容易受以盐度波动为主的海洋湍流的影响。

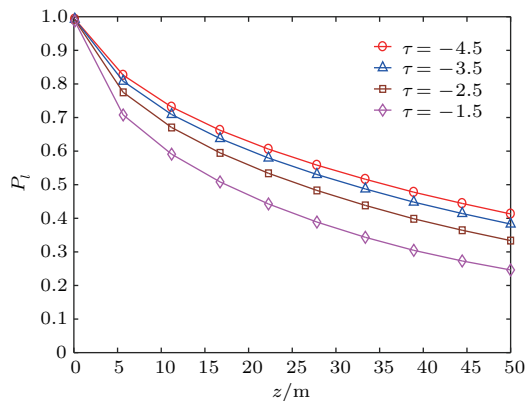


图3 不同的 τ 时, HB 涡旋光束的探测概率随 z 的变化

Fig. 3. Detection probability of HB vortex beam against z for different τ .

图4是在湍流动能耗散率 ε 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 为 -4 , 温度方差耗散率 χ_T 取不同值时, 探测概率随传输距离 z 的变化曲线。从图4中可以看出, HB涡旋光束的OAM模式探测概率随 χ_T 的

增加而减少。当 χ_T 较小时, 海洋湍流的负面影响较弱, 更适合HB涡旋光束OAM模式的传输。这是因为在 ε 一定时, 随着 χ_T 的增大, ρ_0 值减小, 海洋湍流带来的负面影响变得更强, 导致光束发散得越快, 因而探测概率也在下降[23]。

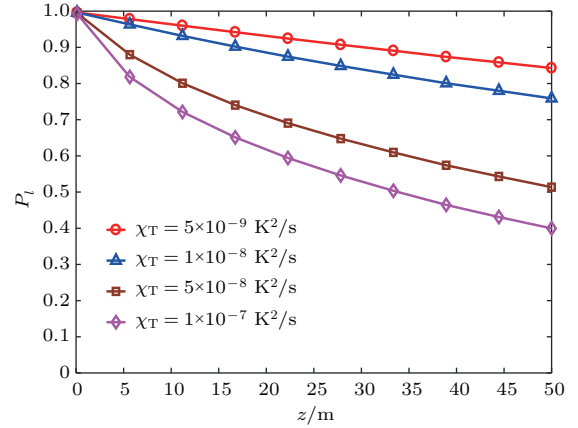


图4 不同 χ_T 时, HB 涡旋光束的探测概率随 z 的变化

Fig. 4. Detection probability of HB vortex beam against z for different χ_T .

图5是在温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 平衡参数 τ 为 -4 , 湍流动能耗散率 ε 取不同值时, 探测概率随传输距离 z 的变化曲线。从图5中可以看出, HB涡旋光束的OAM模式探测概率随 ε 增加而增加。这是因为对于固定的 χ_T , 随着 ε 值增大, ρ_0 值也增大, 海洋湍流引起的光束发散变小, 因此探测概率增加[23]。

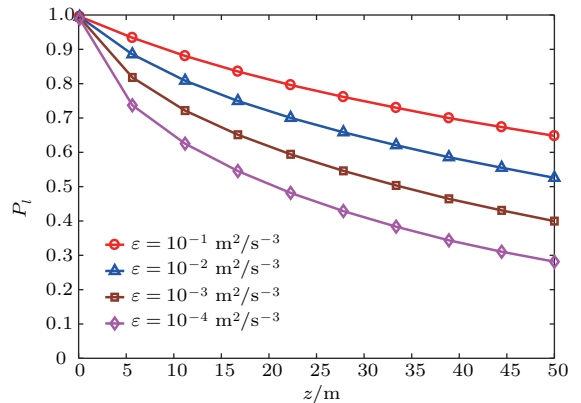


图5 不同的 ε 时, HB 涡旋光束的探测概率随 z 的变化

Fig. 5. Detection probability of HB vortex beam against z for different ε .

LG涡旋光束是一种比较常见的涡旋光束, 在空间光通信中也受到了研究者的关注[7,8,10,20]。图6比较了HB涡旋光束和LG涡旋光束的探测概率随传输距离变化的影响。其中, 设置HB涡旋

光束和LG涡旋光束的发射OAM模式数为1, 2和3, 传输距离从0变化到50 m, 温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 湍流动能耗散率 ϵ 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 为-4. LG涡旋光束的径向模式数为0, $w_0 = 1$ cm为常见入射光束腰大小^[10], $w_0 = 2.9$ mm为光束传输至50 m处, 使得接收端的光斑尺寸最小的最佳入射光束腰大小.

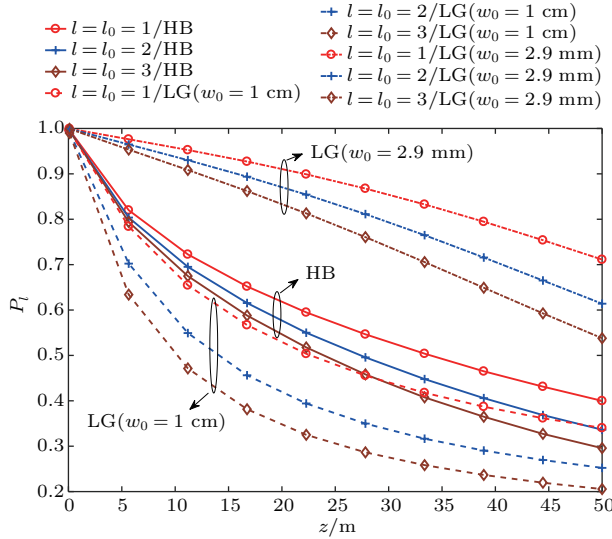


图6 不同的OAM模式数 l 时, HB与LG涡旋光束的探测概率随 z 的变化
Fig. 6. Detection probability of HB and LG vortex beam against z for different l .

从图6中可以看出, HB涡旋光束的探测概率大于常见LG涡旋光束(束腰大小为1 cm), 但是小于最佳LG涡旋光束(束腰大小为2.9 mm). 这是因为在接收端HB涡旋光束的光斑尺寸小于常见LG涡旋光束, 大于最佳LG涡旋光束. 因此, 在海洋湍流信道中, HB涡旋光束的传输性能优于常见LG涡旋光束, 差于最佳LG涡旋光束.

4 结 论

本文研究了在弱湍流海洋环境下, 湍流对HB涡旋光束OAM模式探测概率的影响. 理论推导了HB涡旋光束经过海洋水平弱湍流信道后的螺旋相位谱的解析表达式. 数值计算结果表明海洋湍流明显地造成了发射OAM模式扩展. HB涡旋光束的传输距离越长, 海洋湍流带来的负面影响也越来越严重, 使得HB涡旋光束在湍流海洋的传输距离被

限制在几十米之内; 随着OAM模式数、温度方差耗散率和平衡参数的增加以及湍流动能耗散率的减少, 湍流效应带来的负面影响也越来越严重, 导致HB涡旋光束的探测概率下降. 在弱湍流及几十米传输距离条件下, HB涡旋光束的传输性能比最佳束腰大小设置的LG涡旋光束要差. 这些结果有望为海洋环境水下光通信链路的实现提供一定的参考价值.

附录A

1) 入射光束的最佳束腰尺寸

在自由空间中, 束腰大小为 w_0 的入射光束传输至距离 z 处的光斑大小为^[10]

$$w_z = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}, \quad (A1)$$

(A1)式中, $z_R = kw_0^2/2$ 是瑞利距离, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长.

要使光束传输至距离 z 处后光斑尺寸最小, 当且仅当 $w_0 = \sqrt{\lambda z/\pi}$ 时, 接收端最小光斑尺寸的表达式为

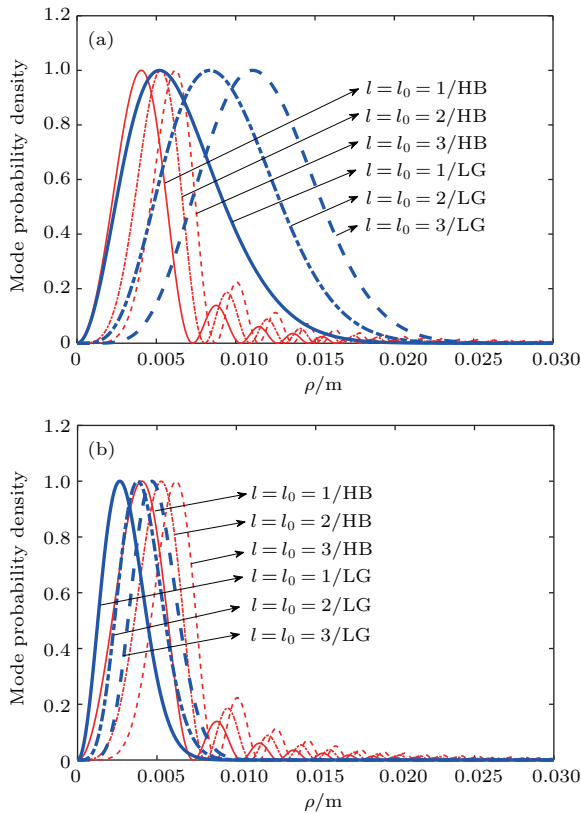
$$w_z = \sqrt{\frac{2\lambda z}{\pi}}. \quad (A2)$$

当波长为532 nm, 传输距离为50 m时, 入射光束腰大小 w_0 为2.9 mm, 此时, 接收端得到最小光斑尺寸为4.1 mm.

2) 接收端HB和LG涡旋光束光斑尺寸对比分析

通过原文(13)式分析得到, 根据OAM模式探测概率密度 $\langle |a_{l_0}(\rho, z)|^2 \rangle$ 能够推断光束的能量分布特性, 能量最集中处即 $\langle |a_{l_0}(\rho, z)|^2 \rangle$ 取最大值处. 为了对比分析HB涡旋光束、常见(束腰大小为1 cm)和最佳(束腰大小为2.9 mm)LG涡旋光束的光斑尺寸, 对OAM模式探测概率密度 $\langle |a_{l_0}(\rho, z)|^2 \rangle$ 进行了数值计算. 图A1描述的是各涡旋光束沿径向 ρ 的探测概率密度归一化曲线. 其中设置温度方差耗散率 χ_T 为 10^{-7} K²/s, 湍流动能耗散率 ϵ 为 10^{-3} m²/s³, 平衡参数 τ 为-4, 传输距离为50 m.

从图A1(a)可以看出, 与常见LG涡旋光束相比, HB涡旋光束的主瓣更窄, 能量更集中, HB涡旋光束的 $\langle |a_{l_0}(\rho, z)|^2 \rangle$ 最大值处的位置更靠近 $\rho = 0$, 因此, HB涡旋光束的能量扩散程度小于常见LG涡旋光束, 并且光斑尺寸要小于常见LG涡旋光束^[15]. 从图A1(b)可以看出, 最佳LG涡旋光束的主瓣明显比常见LG涡旋光束的主瓣更窄, 并且最佳LG涡旋光束的 $\langle |a_{l_0}(\rho, z)|^2 \rangle$ 最大值处的位置靠近 $\rho = 0$, 即最佳LG涡旋光束的光斑尺寸要小于HB涡旋光束^[15].



图A1 OAM 模式探测概率密度沿径向 ρ 的归一化曲线 (a) $w_0 = 1$ cm; (b) $w_0 = 2.9$ mm
 Fig. A1. The normalization curve of OAM mode detection probability density against ρ : (a) $w_0 = 1$ cm; (b) $w_0 = 2.9$ mm.

参考文献

[1] Baghdady J, Miller K, Osler S, Morgan K, Li W Z, Johnson E, Cochenour B 2016 *SPIE Defense + Security* Baltimore, United States, April 17–21, 2016 p98270G
 [2] Ren Y X, Li L, Wang Z, Kamali S M, Arbabi E, Arbabi A, Zhao Z, Xie G D, Cao Y W, Ahmed N, Yan Y, Liu C, Willner A J, Ashrafi S, Tur M, Faraon A, Willner A E 2016 *Sci. Rep.* **6** 33306
 [3] Doniec M, Detweiler C, Vasilescu I, Rus D 2010 *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems* Taipei, Taiwan, October 18–22, 2010 p4017

[4] Gabriel C, Khalighi A, Bourennane S, Léon P, Rigaud V 2012 *Egu. General Assembly* **14** 2685
 [5] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y X, Yue Y, Samuel D, Moshe T, Willner A E 2012 *Nature Photon.* **6** 488
 [6] Baghdady J, Kelly J, Miller K, Morgan K, Li W Z, Johnson E 2016 *OCEANS 2016 MTS/IEEE Monterey*, United States, September 19–23, 2016 p1
 [7] Abderrahmen T, Carmelo R G, Angela D, Bienvenu N, Amine B S, Mourad Z, Andrew F 2016 *Sci. Rep.* **6** 27674
 [8] Cui X Z, Yin X L, Chang H, Zhang Z C, Wang Y J, Wu G H 2017 *Chin. Phys. B* **26** 114207
 [9] Baghdady J, Miller K, Morgan K, Byrd M, Osler S, Ragsusa R, Li W Z, Cochenour B M, Johnson E G 2016 *Opt. Express* **24** 9794
 [10] Cheng M J, Guo L X, Li J T, Huang Q Q, Cheng Q, Zhang D 2016 *Appl. Opt.* **55** 4642
 [11] Viola S, Valyrakis M, Kelly A, Lavery M P 2016 *Lasers and Electro-Optics IEEE* San Jose, United States, June 5–10, 2016 pSW1F.3
 [12] Liu Z L, Chen J L, Zhao D M 2017 *Appl. Opt.* **56** 3577
 [13] Cheng M J, Guo L X, Li J T, Zhang Y X 2017 *IEEE Photon. J.* **8** 1
 [14] Wu G H, Tong C M, Cheng M J, Peng P 2016 *Chin. Opt. Lett.* **14** 6
 [15] Zhu Y, Liu X J, Gao J, Zhang Y X, Zhao F S 2014 *Opt. Express* **22** 7765
 [16] Vasara A, Turunen J, Friberg A T 1989 *J. Opt. Soc. Am. A* **6** 1748
 [17] Herman R M, Wiggins T A 1991 *J. Opt. Soc. Am. A* **8** 932
 [18] Zhu Y, Zhang L C, Zhang Y X 2016 *Chin. Opt. Lett.* **14** 54
 [19] Cheng M J, Guo L X, Zhang Y X 2016 *Chin. J. Radio* **31** 737 (in Chinese) [程明建, 郭立新, 张逸新 2016 电波科学学报 **31** 737]
 [20] Ke X Z, Chen J, Yang Y M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 150301 (in Chinese) [柯熙政, 谌娟, 杨一明 2014 物理学报 **63** 150301]
 [21] Nikishov V V, Nikishov V I 2000 *Int. J. Fluid Mech. Res.* **27** 82
 [22] Ata Y, Baykal Y 2014 *J. Opt. Soc. Am. A* **31** 1552
 [23] Lu W, Liu L R, Sun J F 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** 1052

Analysis of orbital angular momentum spectra of Hankel-Bessel beams in channels with oceanic turbulence*

Yin Xiao-Li^{1)2)†} Guo Yi-Lin¹⁾²⁾ Yan Hao³⁾ Cui Xiao-Zhou¹⁾²⁾ Chang Huan¹⁾²⁾
Tian Qing-Hua¹⁾²⁾ Wu Guo-Hua¹⁾ Zhang Qi¹⁾²⁾ Liu Bo⁴⁾ Xin Xiang-Jun¹⁾²⁾

1) (School of Electronic Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

2) (Beijing Key Laboratory of Space-Ground Interconnection and Convergence, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

3) (School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

4) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China)

(Received 22 January 2018; revised manuscript received 24 February 2018)

Abstract

Beams with different-mode-number (l) orbital angular momenta (OAMs) are mutually orthogonal to each other, which makes it possible to enlarge the channel capacity in an OAM multiplexed underwater optical communication (UOC) system. Nevertheless, the implementation of this strategy is limited by oceanic turbulence. Hankel-Bessel (HB) vortex beams carrying OAM are relatively less affected by atmospheric turbulence due to their ability to propagate without changing the intensity profile (non-diffraction nature) and remarkable ability to be reconstructed after encountering an obstacle (self-healing mechanism). Consequently, HB vortex beams can be used as the carriers to increase the channel capacity of information transmission. In this paper, based on the Rytov approximation theory, the analytical expressions of OAM spectra for HB vortex beams under weak horizontal oceanic turbulent channels are derived. The influences of oceanic turbulence parameters on the OAM spectra of HB vortex beams are investigated via numerical calculations. The results indicate that oceanic turbulence leads to the decline of detection probability of transmitted OAM mode and the broadening of OAM spectra as well. Similarly, the spatial coherence length in oceanic turbulence decreases with increasing propagation distance and the dissipation rate of mean-squared temperature and with decreasing the dissipation rate of turbulent kinetic energy, which lead to the decline of detection probability of transmitted OAM mode for HB vortex beams. On the other hand, beams with larger OAM mode numbers each have a wider beam spreading after propagating in the turbulence, which results in the decrease of the detection probability for transmitted OAM modes of HB vortex beams. And the HB vortex beams are more affected by salinity fluctuation than by temperature fluctuations, which indicates that salinity fluctuations are much more effective than temperature fluctuations in determining the effect of oceanic turbulence. In addition, for weak turbulence and a distance of several tens of meters, the transmission performance of HB vortex beams is worse than that of Laguerre-Gaussian vortex beams with the optimal waist setting. These results provide references for the realization of optical communication links in the marine environment.

Keywords: Hankel-Bessel beam, orbital angular momentum, oceanic turbulence, orbital angular momentum spectra

PACS: 42.25.Dd, 42.68.Ay, 42.68.-w, 47.27.Gs

DOI: 10.7498/aps.67.20180155

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61575027, 61471051, 61575026).

† Corresponding author. E-mail: yinxl@bupt.edu.cn