

Gamma-gamma海洋各向异性湍流下脉冲位置调制无线光通信的误码率研究

贺锋涛 杜迎 张建磊 房伟 李碧丽 朱云周

Bit error rate of pulse position modulation wireless optical communication in gamma-gamma oceanic anisotropic turbulence

He Feng-Tao Du Ying Zhang Jian-Lei Fang Wei Li Bi-Li Zhu Yun-Zhou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 164206 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190452

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190452>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超导纳米线单光子探测器深空激光通信模型及误码率研究

Model of bit error rate for laser communication based on superconducting nanowire single photon detector

物理学报. 2017, 66(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.198501>

X射线通信系统的误码率分析

Bit error rate analysis of X-ray communication system

物理学报. 2015, 64(12): 120701 <https://doi.org/10.7498/aps.64.120701>

混沌与湍流大气中的光通信

Optical communication in turbid and turbulent atmosphere

物理学报. 2016, 65(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.65.084207>

基于弱相干光源测量设备无关量子密钥分发系统的误码率分析

Analysis on quantum bit error rate in measurement-device-independent quantum key distribution using weak coherent states

物理学报. 2015, 64(11): 110301 <https://doi.org/10.7498/aps.64.110301>

海洋湍流中自适应光学成像系统特征参量研究

Characteristic parameters of adaptive optical imaging system in oceanic turbulence

物理学报. 2018, 67(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171851>

基于重复编码的海上可见光通信大气信道建模

Atmospheric channel model of maritime visible light communication based on repeated coding

物理学报. 2018, 67(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181112>

Gamma-gamma 海洋各向异性湍流下脉冲位置调制无线光通信的误码率研究*

贺锋涛¹⁾ 杜迎¹⁾ 张建磊^{1)†} 房伟¹⁾ 李碧丽²⁾ 朱云周²⁾

1) (西安邮电大学电子工程学院, 西安 710121)

2) (中国船舶重工集团 705 研究所, 水下信息与控制重点实验室, 西安 710077)

(2019 年 3 月 29 日收到; 2019 年 5 月 7 日收到修改稿)

采用脉冲位置调制 (pulse position modulation, PPM) 的水下激光通信系统模型, 根据弱大气湍流球面波闪烁指数与弱海洋湍流球面波闪烁指数相等的关系, 推导出海洋湍流参数和各向异性因子表示的结构参数, 利用该结构参数结合已有大气湍流中的平均光功率公式, 计算各向异性海洋湍流的平均光功率; 此外, 基于 PPM 通信系统误码率 (bit error rate, BER) 公式、gamma-gamma 湍流信道和渐近 Rytov 理论, 数值模拟研究了在不同的各向异性海洋湍流下, 海洋湍流参数、平均雪崩光电二极管 (avalanche photodiode, APD) 增益、PPM 调制阶数 M 、数据比特率对误码率的影响. 结果表明, 随着温度与盐度对功率谱变化贡献之比、温度方差耗散率和比特率的增加, 误码率增大; 当黏度系数增加时, 误码率减小; 但是随着平均 APD 增益的增加, 误码率先减小后增大; 当海洋湍流各向异性增大到一定程度时, 误码率并不随着湍流动能耗散率的增加而一直减小; 海洋湍流的各向异性因子越强, 误码率越小.

关键词: 水下光通信, 误码率, 各向异性海洋湍流, gamma-gamma 分布

PACS: 42.79.Sz, 42.25.Dd, 42.68.-w

DOI: 10.7498/aps.68.20190452

1 引言

受海水的温度梯度和盐度梯度等影响^[1], 光束在海洋中传播会出现光强起伏、光束扩展等海洋湍流效应, 造成光电探测器接收面上的激光信号受到干扰, 导致水下无线光通信系统的误码率增加. 为了进一步研究海洋湍流对无线光通信的影响, 提出了各种湍流信道模型, 主要有 Log-normal 湍流模型^[2-4], gamma-gamma 湍流模型^[4-8], 负指数分布模型^[2,8]. 以这些模型为基础, 已经研究了海洋湍流对水下光通信误码率 (bit error rate, BER) 的影响^[9-12]. 最近, Baykal 等^[13]研究了在各向异性湍

流中非对称高斯光源、平均信噪比、湍流参数、波长与 BER 的关系; 此外, 脉冲位置调制 (pulse position modulation, PPM) 技术具有功率效率高和频谱效率高、噪声干扰小等优点, 已在水下无线光通信系统得到应用^[14-16]. 目前, 基于 PPM 高斯光无线通信系统在 gamma-gamma 海洋各向异性湍流中的误码率研究未见报道.

本文首先基于弱大气湍流中的球面波闪烁指数与弱海洋湍流的球面波闪烁指数相等的关系推导了各向异性海洋湍流的等效结构参数, 该等效结构参数用海洋湍流参数和各向异性因子表示; 然后计算了 gamma-gamma 海洋湍流信道下 PPM 水下无线光通信系统主要性能指标 BER; 最后根据

* 国家自然科学基金 (批准号: 61805199)、国防科技创新特区项目 (批准号: 18-H863-01-ZT-001-004-02) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2018JQ6065) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangjianlei@xupt.edu.cn

BER 表达式仿真分析了在不同的各向异性因子下, 链路各参数与 BER 的关系.

2 理论分析

2.1 各向异性海洋湍流等效结构常数

光波通过湍流媒质时光波场幅度发生随机起伏, 考虑二阶矩相关函数, 基于 Rytov 理论, 在海洋湍流介质中球面波的对数幅度相关函数表示为^[17]

$$B_x(L) = \pi \text{Re} \left\{ \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_x \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y [P(z, \kappa_x, \kappa_y) \times P(z, -\kappa_x, -\kappa_y) + |P(z, \kappa_x, \kappa_y)|^2] \Phi_n(\kappa) \right\}, \quad (1)$$

其中 z 表示光传播的方向, L 是激光在湍流信道中传播的距离, Re 表实部, κ_x 和 κ_y 分别是空间频率在 x 方向和 y 方向的分量.(1) 式中的 $P(z, \kappa_x, \kappa_y)$ 可以表示为

$$P(z, \kappa_x, \kappa_y) = ik \exp \left[-0.5(kL)^{-1} iz(L-z)(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right], \quad (2)$$

其中 (2) 式的 $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 是光的波长; (1) 式中的 $\Phi_n(\kappa_x, \kappa_y)$ 是异性海洋湍流的折射率波动的空间功率谱, 可以表示为^[1,18]

$$m^2 = 4B_x(L) = \frac{1.522\pi \times 10^{-8} \mu_x \mu_y \chi_T}{w^2 \varepsilon^{1/3}} \text{Re} \left\{ \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_x \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y [P(z, \kappa_x, \kappa_y) P(z, -\kappa_x, -\kappa_y) + |P(z, \kappa_x, \kappa_y)|^2] (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{-11/6} \left[1 + 2.35\nu^{1/2} \varepsilon^{-1/6} (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{1/3} \right] \times [w^2 \exp(-A_T \delta) + \exp(-A_s \delta) - 2w \exp(-A_{TS} \delta)] \right\}, \quad (5)$$

另一方面, 在弱大气湍流中, 球面波的闪烁指数可表示为^[22]

$$m^2 = 4B_x(L) = 0.5C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (6)$$

$$0.5C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} = \frac{1.522\pi \times 10^{-8} \mu_x \mu_y \chi_T}{w^2 \varepsilon^{1/3}} \text{Re} \left\{ \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_x \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y [P(z, \kappa_x, \kappa_y) P(z, -\kappa_x, -\kappa_y) + |P(z, \kappa_x, \kappa_y)|^2] (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{-11/6} \left[1 + 2.35\nu^{1/2} \varepsilon^{-1/6} (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{1/3} \right] \times [w^2 \exp(-A_T \delta) + \exp(-A_s \delta) - 2w \exp(-A_{TS} \delta)] \right\}, \quad (7)$$

进一步有

$$\Phi_n(\kappa_x, \kappa_y) = \frac{0.388 \times 10^{-8} \mu_x \mu_y \chi_T}{w^2 \varepsilon^{1/3}} \left[(\mu_x \kappa_x)^2 + (\mu_y \kappa_y)^2 \right]^{-11/6} \times \left\{ 1 + 2.35\nu^{1/2} \varepsilon^{-1/6} \left[(\mu_x \kappa_x)^2 + (\mu_y \kappa_y)^2 \right]^{1/3} \right\} \times [w^2 \exp(-A_T \delta) + \exp(-A_s \delta) - 2w \exp(-A_{TS} \delta)], \quad (3)$$

其中 μ_x 和 μ_y 是海洋湍流中是分别在 x 方向和 y 方向上的各向异性因子, 通常 μ_x, μ_y 大于 1; 当 μ_x 与 μ_y 都等于 1 时, (3) 式表示的是同性海洋湍流.

(3) 式中, χ_T 是温度方差耗散率, 海洋深水层到海洋表面其取值范围为 10^{-10} — 10^{-2} K²/s^[19]; ε 是湍流动能耗散率, 海洋深水层的动能耗散率约为 10^{-10} m²/s³, 在湍流活跃区的动能耗散率接近 10^{-1} m²/s³^[20]; w 定义为温度与盐度波动对功率谱变化贡献大小的比值, 取值从 -5 至 0, -5 代表了温度诱致占优势, 0 代表盐度诱致占优势. ν 是运动黏性系数, 取值范围为 0 至 10^{-5} m²/s; $A_T = 1.863 \times 10^{-2}$, $A_s = 1.9 \times 10^{-4}$, $A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}$,

$$\delta = 8.284\nu \varepsilon^{-1/3} \left[(\mu_x \kappa_x)^2 + (\mu_y \kappa_y)^2 \right]^{2/3} + 12.978\nu^{3/2} \varepsilon^{-1/2} \left[(\mu_x \kappa_x)^2 + (\mu_y \kappa_y)^2 \right]. \quad (4)$$

在弱湍流中, 球面波的闪烁指数与对数幅度相关函数之间存在关系^[21]

(6) 式中 C_n^2 为大气折射率结构常数. 弱海洋湍流中的球面波闪烁指数与弱大气湍流的球面波闪烁指数相等^[22], 即有

$$C_n^2 = \frac{3.044\pi \times 10^{-8} \mu_x \mu_y X_T}{w^2 \varepsilon^{1/3}} k^{-7/6} L^{-11/6} \times \text{Re} \left\{ \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_x \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y [P(z, \kappa_x, \kappa_y) P(z, -\kappa_x, -\kappa_y) + |P(z, \kappa_x, \kappa_y)|^2] \right. \\ \times (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{-11/6} \left[1 + 2.35\nu^{1/2} \varepsilon^{-1/6} (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)^{1/3} \right] \\ \left. \times [w^2 \exp(-A_T \delta) + \exp(-A_s \delta) - 2w \exp(-A_{TS} \delta)] \right\}, \quad (8)$$

等式 (8) 可以看作由海洋湍流参数和各向异性因子表示的海洋湍流中的“等效结构常数”。

2.2 有限孔径的平均光功率

高斯光束在大气湍流传输后到达接收端上的平均光强可表示为^[23]

$$\langle I(\mathbf{p}, z=L) \rangle = \frac{\left(\frac{k\alpha_s}{2L}\right)^2}{\left(\frac{1}{4\alpha_s^2} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{k^2\alpha_s^2}{4L^2}\right)} \times \exp \left[-\frac{(k\alpha_s/L)^2 (p_x^2 + p_y^2)}{\left(1 + \left(\frac{2\alpha_s}{\rho_0}\right)^2 + \left(\frac{k\alpha_s^2}{L}\right)^2\right)} \right], \quad (9)$$

$\mathbf{p}=(p_x, p_y)$ 为接收平面的空间坐标, α_s 是高斯光源尺寸大小, $\rho_0=(0.546C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ 是湍流中球面波的空间相干长度, 其中 C_n^2 是大气折射率结构常数. 然而, 我们的研究对象是海洋湍流, 所以用 (8) 式表达的海洋湍流“等效结构常数”替代 (9) 式中 ρ_0 中的大气折射率结构常数 C_n^2 .

到达接收端的光经透镜后汇聚在光电探测器处的平均光功率则可以表示为^[23]

$$\langle P_r \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(\mathbf{p}, z=L) \rangle h(\mathbf{p}) d\mathbf{p}, \quad (10)$$

其中 $h(\mathbf{p}) = \exp\left[-\frac{8}{D^2}(p_x^2 + p_y^2)\right]$, D 为透镜的通光孔径大小.

2.3 PPM 无线光通信系统的误码率

PPM 通信系统中的无条件误码率 P_b 定义为^[2,24]

$$P_b = \int_0^{\infty} Q(\sqrt{\Gamma(K_s)}) f(K_s) dK_s, \quad (11)$$

$Q(x) = 0.5 \text{erfc}(x/\sqrt{2})$, $f(K_s)$ 表示 gamma-gamma

光强起伏概率分布, 具体见 2.4 小节, (11) 式中的 $\Gamma(K_s)$ 为^[2]

$$\Gamma(K_s) = \frac{(Gq)^2 K_s^2}{(Gq)^2 F(K_s + 2K_{Bg}) + 2\sigma_{th}^2}, \quad (12)$$

(12) 式中, G 为平均 APD 增益; q 是元电荷; $F = 2 + \varsigma G$ 是 APD 的噪声系数, ς 是 APD 电离因子; $K_{Bg} = \frac{\eta \lambda P_{Bg} T_{s_ppm}}{hc}$ 是每个 PPM 时隙内由背景噪声功率 P_{Bg} 产生的平均光子数, 其中 η 是 APD 探测器的量子效率, h 是普朗克常数, c 是真空中光速; σ_{th}^2 为在一个 PPM 时隙内产生的等效热噪声, $\sigma_{th}^2 = \frac{2\gamma T_e}{R_L} T_{s_ppm}$, 其中时隙 $T_{s_ppm} = \frac{T_b \log_2^M}{M}$, $T_b = 1/R_b$, R_b 是比特率, γ 为玻尔兹曼常数, T_e 为接收端的开尔文温度, R_L 是等效负载电阻.

2.4 Gamma-gamma 湍流信道模型

Gamma-gamma 光强起伏概率分布模型是一个双参数模型, 与对数正态分布模型相比适用范围广, 能描述弱、中及强起伏区的光强起伏统计^[25]. 发射端发出的激光经过湍流后, 其光强起伏遵循 Gamma-gamma 统计分布模型, 表达式为^[26]

$$f(K_s) = \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)K_s} \left(\frac{K_s}{\bar{K}_s}\right)^{(\alpha+\beta)/2} \times K_{\alpha-\beta} \left(2\sqrt{\frac{\alpha\beta K_s}{\bar{K}_s}}\right), K_s > 0 \quad (13)$$

其中 $\alpha = \frac{1}{\exp[\sigma_{\ln x}^2(D)] - 1}$ 是大尺度散射系数,

$\beta = \frac{1}{\exp[\sigma_{\ln y}^2(D)] - 1}$ 是小尺度散射系数; $K_{\alpha-\beta}(\cdot)$

是 $\alpha - \beta$ 阶第二类修正贝塞尔函数; 在每个 PPM 时隙内光电探测器接收的光子数

$\bar{K}_s = \frac{\eta \lambda \langle P_r \rangle T_{s_ppm}}{hc}$, $\langle P_r \rangle$ 是探测器在时隙持续时间

内检测到的平均接收光功率; $\sigma_{\ln x}^2(D)$ 和 $\sigma_{\ln y}^2(D)$ 分别表示大尺度和小尺度对数强度方差具体为 [26]

$$\sigma_{\ln x}^2(D) = \frac{0.49 \left(\frac{\Omega_G - A_1}{\Omega_G + A_1} \right)^2 \sigma_B^2}{\left[1 + \frac{0.4(2 - \bar{\Theta}_1)(\sigma_B/\sigma_R)^{12/7}}{(\Omega_G + A_1) \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\bar{\Theta}_1 + \frac{1}{5}\bar{\Theta}_1^2 \right)^{6/7}} + 0.56(1 + \Theta_1)\sigma_B^{12/5} \right]^{7/6}}, \quad (14)$$

$$\sigma_{\ln y}^2(D) = \frac{(0.51\sigma_B^2) / \left(1 + 0.69\sigma_B^{12/5} \right)^{5/6}}{1 + \left[1.20(\sigma_R/\sigma_B)^{12/5} + 0.83\sigma_R^{12/5} \right] / (\Omega_G + A_1)}, \quad (15)$$

式中 $\sigma_R^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 是平面波 Rytov 方差, 注意 C_n^2 为海洋湍流参数及异性因子表示的等式 (8); σ_B^2 表示为 [26]

$$\sigma_B^2 \cong 3.86\sigma_R^2 \left\{ 0.40 \left[(1 + 2\Theta_1)^2 + 4A_1^2 \right]^{5/12} \times \cos \left[\frac{5}{6} \tan^{-1} \left(\frac{1 + 2\Theta_1}{2A_1} \right) - \frac{11}{16} A_1^{5/6} \right] \right\}. \quad (16)$$

Θ_1 和 A_1 是高斯波束在自由空间的输出函数, 和输入波参数之间满足关系 [27]: $\Theta_1 = \Theta_0 / (\Theta_0^2 + A_0^2)$, $A_1 = A_0 / (\Theta_0^2 + A_0^2)$.

3 数值分析

利用 (8) 和 (10) 式, 并将 (12) 式和 (13) 式代入 (11) 式中计算出 PPM 各向异性湍流下光通信系统误码率, 以此进行数值仿真. 文中参数做如下设置: PPM 每个时隙的背景噪声功率 P_{Bg} 为平均接收光功率的 1%; 蓝绿激光波段是海水低损耗光学窗口, 采用波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 的绿光, 传播距离和源尺寸选择在波结构函数的有效范围内 $\sqrt{\lambda L} \gg \alpha_s$, 本文源尺寸 $\alpha_s = 5 \text{ mm}$, 传播距离 $L = 70 \text{ m}$, 接收端中的透镜孔径 $D = 4 \text{ mm}$; 量子效率会受到半导体材料影响, 在实际的应用中, 检测器的量子效率一般在 0.3—0.95 之间, 本文量子效率 $\eta = 0.4$, 电离因子为 0.028; 接收器温度设为室温 $T_e = 300 \text{ K}$, 等效负载电阻 $R_L = 50 \Omega$. 所有仿真图中的 BER 均以对数坐标形式绘出.

图 1 给出了 $\mu_y = 1$ 的曲线, 随着 μ_x 的增加, BER 从 3.647×10^{-4} 降至 2.772×10^{-5} ; 而 $\mu_y = 3$ 的曲线, BER 从 4.587×10^{-5} 迅速减小至 1.596×10^{-13} . 可以推知当海洋湍流参数和其他参数固定

时, BER 的值会随着 x 方向和 y 方向上的各向异性因子的增加而降低. 在物理上解释是: 与各向同性湍流相比, 在各向异性海洋湍流中, 不对称的涡旋会使湍流涡旋结构密度降低, 导致折射率波动和闪烁的减少.

从图 2 可以看出, 固定各向异性因子时, w 增大时, BER 增大. 如 $\mu_x = 3$ 时, $w = -2$, BER 为 1.046×10^{-14} , $w = -1$, BER 迅速增至 5.973×10^{-8} . 进一步观察发现: $w = -1$ 时, 随着 μ_x 增大, BER 从 7.703×10^{-5} 降至 1.975×10^{-9} ; 而 $w = -2$ 时 BER 下降约为 9 个量级. 这表明 w 减小时, 随着海洋各向异性因子增大时, BER 减小的幅度明显, 这表明与盐度占主导的海洋湍流相比, 在温度占优的海洋湍流中, 各向异性对 BER 的影响更加明显. 当以盐度波动为主海洋湍流中, 此时系统性能恶化已经很严重, 各向异性对 BER 的影响相对有限.

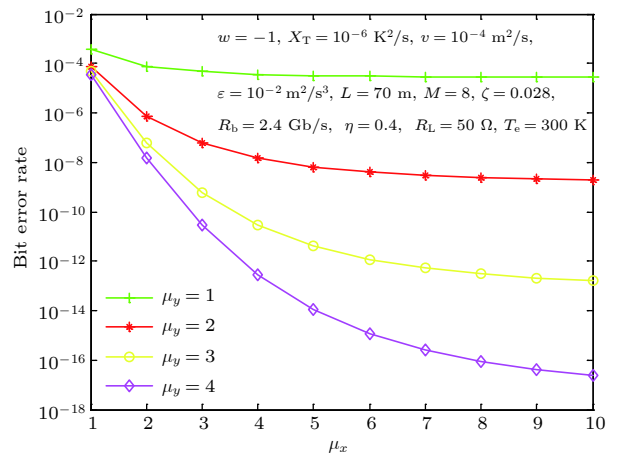


图 1 不同的 μ_y , 误码率 BER 随 μ_x 的变化曲线

Fig. 1. BER versus anisotropy factor in the x direction for various anisotropy factor values in the y direction.

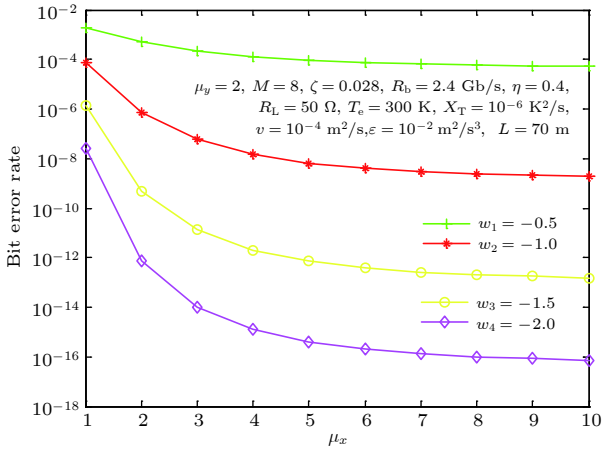


图 2 不同的 w 时, 误码率 BER 随 μ_x 的变化曲线

Fig. 2. BER versus the anisotropy factor in the x direction for different values of w .

图 3 表明, 当各向异性因子恒定时, 温度方差耗散率 χ_T 的增加, 会增大 BER. 如 $\mu_x = 3$ 时, χ_T 从 $5 \times 10^{-7} \text{ K}^2/\text{s}$ 增加至 $5 \times 10^{-6} \text{ K}^2/\text{s}$, BER 随之从 3.994×10^{-11} 增大至 4.622×10^{-4} . 因为温度方差耗散率是描述湍流作用于海水温度场的一个物理量; 温度方差耗散率越大, 在受分子热传导作用下温度波动越大, 从而导致无线光通信系统性能下降. 另一方面, 当温度方差耗散率达到 $5 \times 10^{-5} \text{ K}^2/\text{s}$ 时, BER 很大, 此时几乎不受各向异性因子的影响.

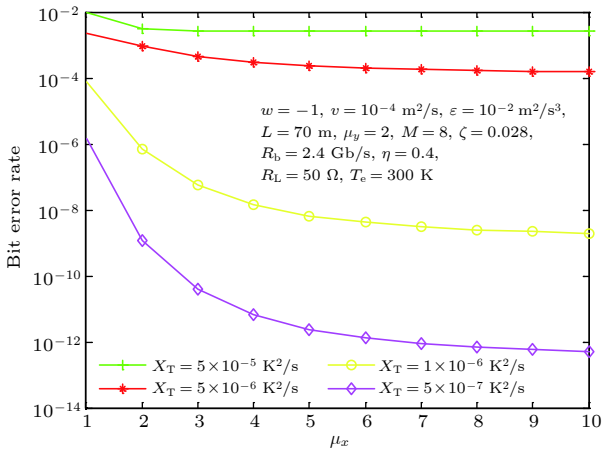


图 3 不同的 χ_T 时, 误码率 BER 随 μ_x 的变化曲线

Fig. 3. BER versus the anisotropy factor in the x direction for different values of χ_T .

从图 4 可以看出当各向异性因子保持不变时, BER 的值是随着分子运动黏度系数增大而减小. 这种现象可以解释为: 雷诺数 Rey 由流动的特征速度 V 、湍流场的几何特征尺寸 l 、运动黏度系数

ν 之间关系 $Rey = Vl/\nu$ 决定. 雷诺数物理上表示惯性力和黏滞力之比, 随着 ν 的增大, 雷诺数减小, 意味着海水流动时各质点间的黏性力逐渐占主要地位, 内摩擦力的作用增大, 湍流出现的扰动很快被转化内能, 湍流效应减小. 我们注意到运动黏度系数 $\nu = 5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, 随着海洋湍流的各向异性增强, BER 下降特别明显, 接近 10 个量级. 当运动黏度系数减小至 $\nu = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, 雷诺数增大, 湍流作用增强, 此时各向异性对 BER 影响作用减弱, 但随着各向异性因子增大, BER 仍降低.

从图 5 可知, 各向同性海水中以及 $\mu_x = 1$, $\mu_y = 2$ 各向异性因子很小时, 随着动能耗散率的增大, BER 降低. 由 Kolmogorov 理论, 局部各向同性统计区域中, 湍流统计特征主要主要由湍流的能量耗散决定. 此时, 越大的单位流体质量的动能耗散率, 表明湍流能量转化成分子热能越快, 对应着湍流越小. 但是, 其余三条曲线显示, 湍流环境各向异性增强时, 随着湍流动能耗散率的增加, 误码率先增大后减小, 呈现出突起性. 因为折射率功率谱在空间频率大小与湍流内尺度的乘积大约为 1 ($\kappa l_0 \sim 1$) 时呈现一个小突起 (bump) 的特征, 它使得随湍流内尺度增加 (减小) 时, 长期光束扩展呈现先增加后减小突起特性 [28]; 从另一个角度, 湍流动能耗散率与 Kolmogorov 内尺度 $l_0 = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ 关系不难得出, 随着湍流动能耗散率减小 (增加), 长期光束扩展呈现出上升后下降突起特性, 而长期光束扩展造成接收面上光强相应的变化, 使得 BER 产生相应变化呈现突起特性.

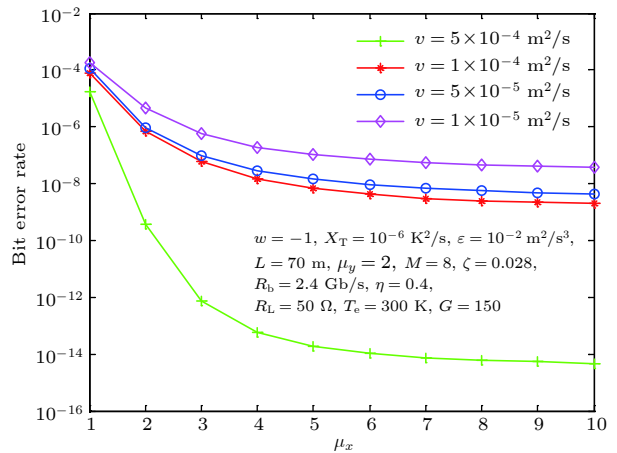


图 4 不同的 ν 时, 误码率 BER 随 μ_x 的变化曲线

Fig. 4. BER versus the anisotropy factor in the x direction for various the kinematic viscosity ν .

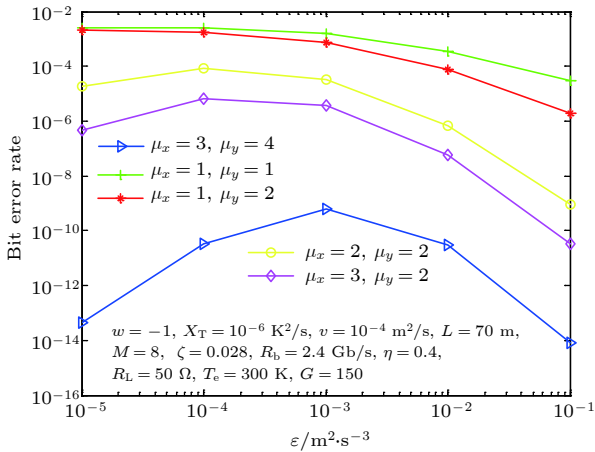


图 5 不同的 μ_x, μ_y 时, 误码率 BER 随着 ε 的变化曲线
Fig. 5. BER versus the kinetic energy dissipation rate per unit fluid mass ε for various anisotropy factor values in the x and y directions.

图 6 显示了无论各向同性环境还是各向异性环境, 随着平均 APD 增益的增大, BER 是先减小, 达到最小值, 而后增大. 这是因为当平均 APD 增益达到某个门限后, 噪声水平开始增加, 此时误码率增加. 海洋湍流的各向异性增强时上述趋势变得更加明显. 此外, 图 6 还表明不同的各向异性因子, 误码率达到最小值时, 平均增益不相同.

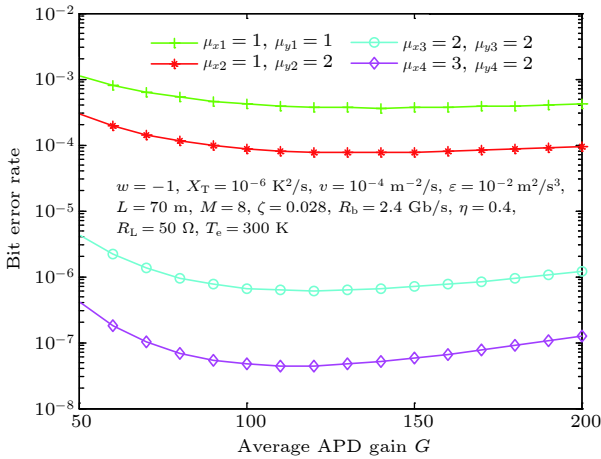


图 6 不同的 μ_x, μ_y 时, 误码率随 APD 平均增益的变化曲线
Fig. 6. BER versus average APD gain for different anisotropy factor values in the x and y directions.

从图 7 可以看出 BER 会随着各向异性因子的增加而减小, 与光通信系统采用的调制阶数 M 无关. 仔细观察图 7 还发现采用较小的调制阶数 M 的系统呈现出来的 BER 会对各向异性因子更加敏感; 较小的调制阶数 M 在抵制海洋湍流影响上更加有效.

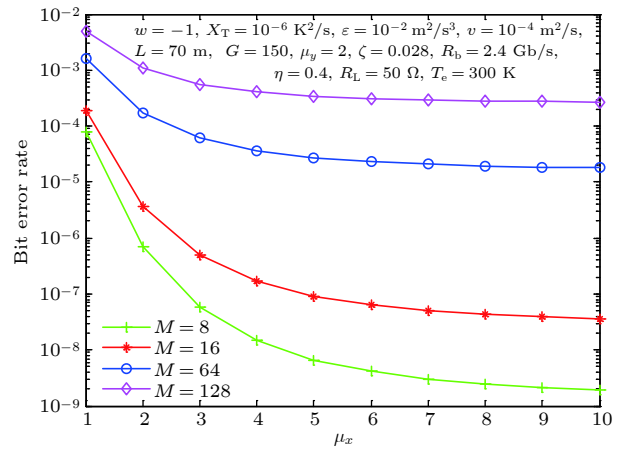


图 7 不同的调制阶数 M 时, 误码率 BER 随着 μ_x 的变化曲线
Fig. 7. BER versus the anisotropy factor in the x direction for various PPM order M .

图 8 仿真了 BER 在不同的传输速率和不同的各向异性因子的变化情况. 结果表明当系统传输比特率增大时, BER 上升趋势明显. 另一方面, 各向异性因子增大会减小 BER; 当系统以较小比特率运行时, 在各向异性因子起初增大时, 下降趋势明显.

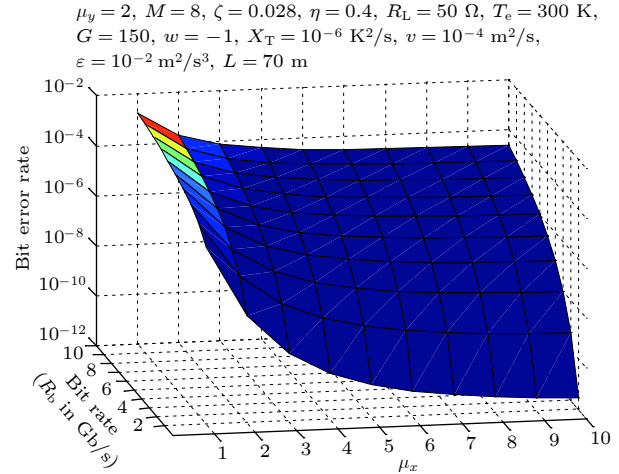


图 8 BER 随比特率与各向因子的变化曲线
Fig. 8. BER under different bit rate and anisotropy factor in the x direction.

图 9 则讨论了传输距离和各向异性因子对 BER 的影响. 当 L 是 70 m 时, BER 变化范围为 $[7.70 \times 10^{-5}, 1.98 \times 10^{-9}]$; L 为 170 m, BER 则是在 $[1.27 \times 10^{-2}, 1.40 \times 10^{-3}]$ 变化; 表明传输距离变长时, 各向异性因子的增加对 BER 的变化不大, 且 BER 整体偏高, 系统性能恶化.

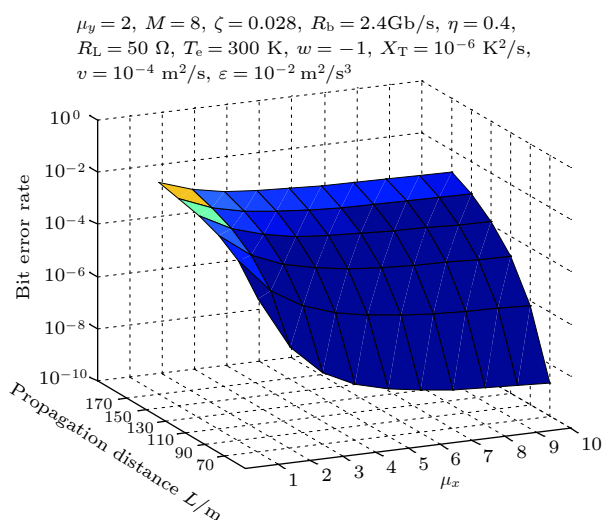


图9 误码率 BER 随传输距离和各向异性因子的变化曲线
 Fig. 9. BER under different propagation distance and anisotropy factor in the x direction.

4 结 论

本文首先推导了大气湍流介质中的结构常数与海洋湍流参数、各向异性因子之间的关系, 将推导出的关系式视为海洋各向异性湍流的等效结构常数, 利用它通过现有大气湍流的公式计算出海洋各向异性湍流相应的解; 然后基于 gamma-gamma 分布海洋湍流信道模型, 推导了各向异性下湍流的 PPM 无线光通信误码率模型, 仿真分析了在不同的各向异性海洋湍流环境下, 湍流参数、平均 APD 增益、PPM 调制阶数 M 、数据比特率、传输距离对系统误码率的影响. 研究可知: 随着温度与盐度波动对功率谱变化贡献之比、温度方差耗散率和比特率以及传播距离的增加, 湍流的负面效应越来越强; 而当黏度系数增加时, 误码率减小; 分别在各向同性海洋湍流和各向异性因子 $\mu_x = 1$, $\mu_y = 2$ 很小时, 湍流动能耗散率的增加会导致 BER 减小, 但是当湍流环境各向异性进一步地加强, 随着动能耗散率的增加, BER 则先增加后减少; 随着平均 APD 增益的增加, 误码率先减少后增加, 这种趋势会随着各向异性因子的增加显得尤为明显, APD 平均增益的选择对于发现误码率的最小值有重要意义. 总之, 系统受盐度波动驱动的海洋湍流的负面影响更大, 随着温度方差耗散率的增大和黏度系数的减小, 湍流负面效应越来越强; 当系统传输的距离越长或以较高的数据率工作时, 系统

严重受到湍流的负面影响, 这使得系统工作距离和数据传输率受限; 但是, 采用较小的调制阶数和选择合适的 APD, 有助于提升系统性能. 此外, 当系统工作在可接受的误码率范围内, 海洋湍流环境变得更加异性, PPM 水下无线光通信系统能表现出更好的性能. 本研究可为水下无线光通信系统平台搭建和性能估计提供一定参考价值.

参考文献

- [1] Nikishov V V, Nikishov V I 2000 *Int. J. Fluid Mech. Res.* **27** 82
- [2] Kiasaleh K 2005 *IEEE Trans. Commun.* **53** 1455
- [3] Gappmair W, Muhammad S S 2007 *Electron. Lett.* **43** 302
- [4] Gappmair W, Muhammad S S 2007 *Electron. Lett.* **43** 880
- [5] Yi X, Liu Z J, Yue P, Shang T 2010 *6th International Conference on Wireless Communications Networking and Mobile Computing Chengdu, China, September 23–25, 2010* p1
- [6] Gappmair W, Hranilovic S, Leitgeb E 2010 *IEEE Commun. Lett.* **14** 468
- [7] Saidi H, Tourki K, Hamdi N 2016 *International Symposium on Signal, Image, Video and Communications Tunis, Tunisia, November 21–23, 2016* p207
- [8] Barua B, Hossain M M 2012 *15th International Conference on Computer and Information Technology Chittagong, Bangladesh, December 22–24, 2012* p295
- [9] Arpalı S A, Baykal Y, Arpalı Ç 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 1297
- [10] Gerçekioğlu H 2014 *J. Opt. Soc. Am. A* **31** 1963
- [11] Yousefi M, Golmohammady S, Mashal A, Kashani F D 2015 *J. Opt. Soc. Am. A* **32** 1982
- [12] Yi X, Li Z, Liu Z 2015 *Appl. Opt.* **54** 1273
- [13] Ata Y, Baykal Y 2018 *Appl. Opt.* **57** 2258
- [14] Baykal Y 2018 *J. Opt. Soc. Am. A* **35** 1627
- [15] Peppas K P, Boucouvalas A C, Ghassemloooy Z 2017 *IET Optoelectron.* **11** 180
- [16] Gökçe M C, Baykal Y, Ata Y 2018 *Opt. Commun.* **427** 573
- [17] Baykal Y 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 889
- [18] Cui L Y, Xue B X, Zhou F G 2015 *Opt. Express* **23** 30088
- [19] Ata Y, Baykal Y 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 080102
- [20] Thorpe S A 2005 *The Turbulent Ocean* (Oxford: Cambridge University Press) p25
- [21] Baykal Y 2018 *J. Mod. Opt.* **65** 825
- [22] Baykal Y 2016 *Appl. Opt.* **55** 1228
- [23] Wang S J, Baykal Y, Plonus M A 1983 *J. Opt. Soc. Am.* **73** 831
- [24] Simon M K, Alouini M S 1998 *Proc. IEEE* **86** 1860
- [25] Ke X Z, Deng L J 2016 *Wireless Optical Communication* (Beijing: Science Press) pp107–109 (in Chinese) [柯熙政, 邓莉君 2016 无线光通信(北京: 科学出版社)第107—109页]
- [26] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation through Random Media* (Bellingham, Washington USA: SPIE Press) pp450–454
- [27] Zheng X T, Guo L X, Cheng M J, Li J T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214206 (in Chinese) [郑晓桐, 郭立新, 程明建, 李江挺 2018 物理学报 **67** 214206]
- [28] Cui L Y, Cao L 2015 *Optik* **126** 4704

Bit error rate of pulse position modulation wireless optical communication in gamma-gamma oceanic anisotropic turbulence*

He Feng-Tao¹⁾ Du Ying¹⁾ Zhang Jian-Lei^{1)†} Fang Wei¹⁾
Li Bi-Li²⁾ Zhu Yun-Zhou²⁾

1) (*School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China*)

2) (*Key Laboratory of Underwater Information and Control, China Shipbuilding Industry Corporation 705 Research Institute, Xi'an 710077, China*)

(Received 29 March 2019; revised manuscript received 7 May 2019)

Abstract

Pulse position modulation (PPM) technology combined with the system of wireless optical communication received by the photon detector has the advantages of high energy efficiency and strong anti-interference capability. This technology has received extensive attention in the field of underwater wireless optical communication (UWOC) system. Affected by ocean turbulence, the UWOC system will produce the intensity fluctuations, leading the system performance to degrade. The Gamma-gamma intensity fluctuation probability model, which is a two-parameter model, possesses a wide range of applications. It can describe weak, medium and strong fluctuation in light intensity statistics. In this paper, firstly, based on the relationship between the weak atmospheric turbulent spherical wave scintillation index and the weak ocean anisotropic turbulent spherical wave scintillation index, the equivalent structural parameter expressed by both ocean turbulence parameters and anisotropy factor is derived. Then, using the structural parameter combined with the gamma-gamma turbulence channel and the asymptotic Rytov theory, the bit error rate (BER) under anisotropic ocean turbulence is calculated based on the BER formula of the PPM communication system. Finally, numerical simulations are carried out to analyze the ocean turbulence parameters, the average avalanche photodiode (APD) gain, the PPM modulation order, the data bit rate, and the influences of transmission distance on the BER under different anisotropic ocean turbulences. The results indicate that the negative effect of turbulence becomes stronger with increasing the ratio between the contributions of temperature and salinity to the refractive index spectrum, the dissipation rate of mean-squared temperature, data bit rate, and propagation distance. As the viscosity coefficient increases, the BER decreases. When the isotropic ocean turbulence and the anisotropy factors are very small, the increase of the rate of dissipation of kinetic energy per unit mass of fluid will result in a decrease in BER. When the turbulent environment anisotropy is further strengthened, the BER first increases and then decreases as the rate of dissipation of kinetic energy per unit mass of fluid increases. As the average APD gain increases, the BER first decreases and then increases. This trend is especially noticeable as the anisotropy factor increases. The choice of the average APD gain is important for finding the minimum value of the BER. In general, the system is more affected by salinity fluctuation than by temperature fluctuation. As the rate of dissipation of mean-squared temperature increases and the viscosity coefficient

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61805199), National Defense Science and Technology Innovation Special Zone Project, China (Grant No. 18-H863-01-ZT-001-004-02), and the National Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2018JQ6065).

† Corresponding author. E-mail: zhangjianlei@xupt.edu.cn

decreases, the negative effects of turbulence becomes more and more serious. When the system propagates longer distances or works at a higher data bit rate, the system is severely affected by turbulence, which limits the system operating distance and data transmission rate. However, using a smaller modulation order and choosing the right APD can conduce to improving the system performance. In addition, the PPM UWOC system can perform better when the system operates within acceptable bit error rate as the ocean turbulence environment becomes more anisotropic. This study will provide reference for the construction and performance estimation of UWOC system platform.

Keywords: underwater optical communication, bit error rate, anisotropic oceanic turbulence, gamma-gamma distribution

PACS: 42.79.Sz, 42.25.Dd, 42.68.-w

DOI: [10.7498/aps.68.20190452](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190452)