

光学学报

基于强波动理论的强湍流信道水下无线光通信系统性能分析

季秀阳, 殷洪玺*, 景连友, 梁彦军, 王建英
大连理工大学信息与通信工程学院, 辽宁 大连 116024

摘要 首先根据强波动理论,从海水湍流折射率的光功率谱函数出发,推导出了既适用于强湍流信道、也适用于弱湍流信道的闪烁指数解析式。基于统一的 Málaga 模型,推导出了水下无线光通信系统的平均误码率、平均信道容量和中断概率表达式。仿真结果表明:海水的温度和盐度的随机波动始终对闪烁指数有着显著的影响;当海水的平均温度高于 20 °C 时,局部平均温度的改变对于闪烁指数影响甚微;当湍流的内尺度小于 0.001 m 时,可以认为海水信道处于强湍流状态;海水强湍流信道下的无线光通信系统的平均误码率、平均信道容量和中断概率性能均比海水弱湍流信道下差。

关键词 光通信; 海水无线光通信; 强湍流信道; 闪烁指数; 强波动理论

中图分类号 TN929.3

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1801001

Performance Analysis of Underwater Wireless Optical Communication System with Strong Turbulence Channels Based on Strong Fluctuation Theory

Ji Xiuyang, Yin Hongxi*, Jing Lianyou, Liang Yanjun, Wang Jianying

School of Information and Communication Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, Liaoning, China

Abstract This paper firstly obtains the formula of the scintillation index for weak and strong turbulence channels on the basis of the power spectrum function of oceanic turbulence refractive index and strong fluctuation theory. Then, the average bit error rate (BER), average channel capacity, and outage probability of the oceanic wireless optical communication system are deduced based on the unified Málaga model. The numerical results show that fluctuations in temperature and salinity always have a significant effect on the scintillation index. When the average temperature of seawater is over 20 °C, the variation of local average temperature has little effect on the scintillation index. The average BER, average channel capacity, and outage probability performance of the wireless optical communication system under strong turbulent channel are worse than that in the weak turbulent channel, and it can be considered to be the strong turbulent channel if the inner scale is less than 0.001 m.

Key words optical communications; underwater optical wireless communication; strong turbulence channel; scintillation index; strong fluctuation theory

1 引言

水下无线光通信具有高速率、大带宽、超低延时、方向性好等优点^[1-3],近年来成为水下通信的研究热点^[4-6]。近几年研究人员已报道了一些水下无线光通信的实验^[7-8],但这些实验都是在实验室水箱或静态海水环境下进行的,与暗流涌动、波涛汹涌的真实海洋环

境相差甚远。对于水下无线光通信,除了海水固有的吸收和散射造成的光信号衰减外,还有湍流造成的光信号的严重衰落。海水的均匀流动产生了局部涡流。不同尺度的涡流将导致折射率的随机波动,致使海水中传输的光信号功率随机波动,造成光接收机处的光斑闪烁,通信质量下降,甚至出现短时的通信中断。

收稿日期: 2021-09-29; 修回日期: 2021-12-21; 录用日期: 2022-01-13

基金项目: 国家自然科学基金(61871418,61801079)、水下信息与控制国防重点实验室开放基金(6142218200408)

通信作者: hxyin@dlut.edu.cn

研究人员对于水下无线光信道的分析,通常是先采用对海水折射率的光功率谱函数积分,来得到光信号的闪烁指数^[9]。Nikishov 等^[10]基于弱波动理论,给出了温度-盐度主导的海水功率谱表达式,该表达式适合分析海水弱湍流信道。Andrews 等^[11]基于大气信道的功率谱和空间滤波窗函数,通过强波动理论给出了大气强湍流信道的闪烁指数近似公式,该公式广泛用于各种大气湍流信道的分析。但由于大气湍流信道的功率谱函数与海水湍流信道的功率谱函数存在明显差别,采用 Andrews 的近似公式得到的不是海水湍流的闪烁指数^[12-13]。

本文首先基于海水湍流折射率的光功率谱函数和强波动理论,推导出了既适用于强湍流、也适用于弱湍流的闪烁指数表达式。为了反映实际海水的光学特性,采用了海水的热力学数据以及与海水光学特性相关的实验数据(TEOs-10)^[14-16],计算出了湍流的闪烁指数。然后,考虑了海水的吸收和散射衰减,在存在光接收机对准误差的情况下,推导出了海水湍流信道无线光通信系统的平均误码率、信道容量和中断概率的解析式。最后,仿真分析了海水不同传输距离、发射光功率和湍流强度下光通信系统的性能。这对于实际水下无线光通信系统的设计、性能的改进以及网络的部署具有重要的借鉴和指导意义。

2 海水湍流信道在强波动理论下的闪烁指数

2.1 海水湍流折射率光的功率谱函数

海水湍流的强度与闪烁指数的值息息相关,当闪烁指数小于 0.3 时为弱湍流,而当闪烁指数大于 1 时为强湍流^[17]。闪烁指数可通过对海水湍流折射率的光功率谱函数的积分得到。水下无线光湍流信道折射率的功率谱函数^[10]可以表示为

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{C_0 \alpha_0^2}{4\pi} \epsilon^{-1/3} \kappa^{-11/3} \left[1 + C_1 (\kappa l_0)^{2/3} \right] \times \omega^{-2} X_T \left[\omega^2 \exp(-A_T \delta) + \exp(-A_S \delta) - 2\omega \exp(-A_{TS} \delta) \right], \quad (1)$$

式中: κ 为空间波数; $C_0=0.72$; $C_1=2.35$; α_0 为热膨胀系数,可由文献^[15]获得; ϵ 为每单位流体的湍动能耗散率; l_0 为湍流的内尺度,通常湍流强度越强则内尺度越小; $\omega = -1.48 \frac{\partial T / \partial z}{\partial S / \partial z}$,反映单位长度的温度和盐度变化对折射率的贡献,取值为 $-5 \sim 0$, $\omega = -5$ 表示海水温度的随机波动很严重, ω 接近 0 时说明温度几乎无波动,盐度波动剧烈,其中 T 为海水温度, S 为海水盐度, z 为海水的深度,单位为 m; X_T 为温度的最小均方耗散率,单位为 $K^2 \cdot s^{-1}$; $A_T = C_0 C_1^{-2} P_r^{-1}$, $A_S = C_0 C_1^{-2} S_c^{-1}$, $A_{TS} = 0.5 C_0 C_1^{-2} (P_r^{-1} + S_c^{-1})$,其中 P_r 和 S_c 分别为温度的 Prandtl 数和盐度的 Schmidt 数,它们取决于海水局部的平均温度和盐度,并可从文献^[15],

18]中得到,当温度为 20°C 、盐度为 3.5×10^{-11} 时, $P_r = 7$, $S_c = 700$; δ 与 κ 和 l_0 有关,且有

$$\delta(\kappa, l_0) = \frac{3}{2} C_1^2 (\kappa l_0)^{4/3} + C_1^3 (\kappa l_0)^2. \quad (2)$$

2.2 强波动理论下的湍流的闪烁指数

基于弱波动理论得到的闪烁指数表达式仅适用于闪烁指数远小于 1 的弱湍流。对于强湍流,采用由弱波动理论得到的闪烁指数表达式求解,得到的值远大于其实测值。因此,强湍流应该采用强波动理论得到其闪烁指数表达式,而且实际上由强波动理论得到的闪烁指数也适用于弱湍流,因此它更具有普适意义。在强波动理论下,信道强湍流的闪烁指数^[9]定义为

$$\sigma_I^2 \triangleq \exp(\sigma_{mX}^2 + \sigma_{mY}^2) - 1, \quad (3)$$

式中: σ_{mX}^2 和 σ_{mY}^2 为对数闪烁指数,分别与内尺度和外尺度有关,它们可以由下述积分式获得:

$$\sigma_{mX}^2 \triangleq 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 d\xi \int_0^\infty \kappa d\kappa G_X(\kappa, l_0, L_0) \Phi_n(\kappa) \left[1 - \cos(L\kappa^2 \xi/k) \right], \quad (4)$$

$$\sigma_{mY}^2 \triangleq 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 d\xi \int_0^\infty \kappa d\kappa G_Y(\kappa, l_0) \Phi_n(\kappa) \left[1 - \cos(L\kappa^2 \xi/k) \right], \quad (5)$$

式中: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数, λ 为光波长; L 为光发射机与光接收机之间的光链路距离,单位为 m; ξ 为积分变量; $G_X(\kappa, l_0, L_0)$ 和 $G_Y(\kappa, l_0)$ 为滤波窗函数(L_0 为湍流外尺度),在弱波动理论中二者皆取为 1,而在强波动理论中,二者分别为

$$G_X(\kappa, l_0, L_0) = \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_X^2} - \frac{\kappa^2}{\kappa_1^2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2}\right) \right] \times \left[1 + 1.802 \frac{\kappa}{\kappa_1} - 0.254 \left(\frac{\kappa}{\kappa_1}\right)^{7/6} \right], \quad (6)$$

$$G_Y(\kappa, l_0) = \frac{\kappa^{11/3}}{(\kappa^2 + \kappa_Y^2)^{11/6}}, \quad (7)$$

式中: $\frac{1}{\kappa_X} = \begin{cases} \sqrt{L/k}, & \sigma_R^2 \ll 1 \\ L/(k\rho_0), & \sigma_R^2 \gg 1 \end{cases}$, ρ_0 为与湍流强度有关

的光束的协方差半径, σ_R^2 为 Rytov 方差; $\frac{1}{\kappa_Y} =$

$$\begin{cases} \sqrt{L/k}, & \sigma_R^2 \ll 1 \\ \rho_0, & \sigma_R^2 \gg 1 \end{cases}; \kappa_1 = 3.3/l_0; \kappa_0 = 8\pi/L_0.$$

2.3 推导闪烁指数的解析式

在强波动理论下,将式(6)代入式(4),并借助积分公式 $\int_0^\infty \exp(-st) t^{x-1} dt = \Gamma(x)/s^x$ (其中, $\Gamma(\cdot)$ 为伽马函数, s, t 为积分参量),推导可得对数闪烁指数 σ_{mX}^2 的解析解为

$$\sigma_{\ln X}^2 = C_X \sum_{j=1}^4 \sum_{i \in \{T, S, TS\}} \sum_{p=1}^3 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{-R_{1,j}^i (-c_{i,1})^m \Gamma\left(\frac{1}{2} R_{2,j}^i + \frac{2}{3} m + 1\right)}{m! (R_{3,j}^i)^{\frac{1}{2} R_{2,j}^i + \frac{2}{3} m + 1}} \times \left\{ {}_2F_1\left[\frac{1}{4} R_{2,j}^i + \frac{1}{3} m + 1, \frac{1}{4} R_{2,j}^i + \frac{1}{3} m + \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{-L^2}{(R_{3,j}^i)^2 k^2}\right] - 1 \right\}, \quad (8)$$

式中: $C_X = C_0 a_0^2 \pi k^2 L X_T \epsilon^{-1/3}$; ${}_2F_1(\cdot; \cdot; \cdot)$ 为超几何函数; $i \in \{T, S, TS\}$, T、S、TS 分别表示温度、盐度及温度和盐度共同的贡献; $c_{i,1} = \frac{3}{2} C_1^2 l_0^{4/3}$;

$$[R_{*,j}^i]_{3 \times 4} = \begin{bmatrix} a_i b_{1,p} & a_i C_1(l_0)^{2/3} b_{1,p} & -a_i b_{1,p} & -a_i C_1(l_0)^{2/3} b_{1,p} \\ b_{2,p} - 11/3 & b_{2,p} - 3 & b_{2,p} - 11/3 & b_{2,p} - 3 \\ \frac{1}{\kappa_X^2} + \frac{1}{\kappa_1^2} + c_{i,2} & \frac{1}{\kappa_X^2} + \frac{1}{\kappa_1^2} + \frac{1}{\kappa_0^2} + c_{i,2} & \frac{1}{\kappa_X^2} + \frac{1}{\kappa_1^2} + c_{i,2} & \frac{1}{\kappa_X^2} + \frac{1}{\kappa_1^2} + \frac{1}{\kappa_0^2} + c_{i,2} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$[b_{*,p}]_{2 \times 3} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1.802}{\kappa_1} & -\frac{0.254}{\kappa_1^{7/6}} \\ 0 & 1 & 7/6 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中: $R_{*,j}^i$ 和 $b_{*,p}$ 中的符号“*”表示与式(8)中相同参数的下标, 其中 $a_T = 1$, $a_S = \frac{1}{\omega^2}$, $a_{TS} = \frac{-2}{\omega}$; $c_{i,2} = A_i C_1^3 l_0^2$ 。再借助积分公式

$$\int_0^{\infty} \kappa^{2\mu} \exp(-a^2 \kappa^2) / (b^2 + \kappa^2)^{11/6} d\kappa = \frac{1}{2} b^{2\mu-8/3} \Gamma\left(\mu + \frac{1}{2}\right) U\left(\mu + \frac{1}{2}; \mu - \frac{1}{3}; a^2 b^2\right) \quad (\text{其中, } \mu \text{ 为积分上限, } a \text{ 为吸收系数, } b \text{ 为散射系数}),$$

将式(7)代入式(5), 可得到对数闪烁指数 $\sigma_{\ln Y}^2$ 的解析解为

$$\sigma_{\ln Y}^2 = C_X \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-c_{i,1})^m}{m!} \sum_{i \in \{T, S, TS\}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} a_i (L\epsilon)^{2n}}{(2n+1)!} \kappa_Y^{\frac{4}{3}m+4n-1} k_0^2 \times \left[\Gamma\left(\frac{2}{3}m+2n+1\right) U\left(\frac{2}{3}m+2n+1; \frac{2}{3}m+2n+\frac{1}{6}; c_{i,2}^2 \kappa_Y^2\right) \kappa_Y^{-\frac{2}{3}} + C_1(l_0)^{2/3} \Gamma\left(\frac{2}{3}m+2n+\frac{4}{3}\right) U\left(\frac{2}{3}m+2n+\frac{4}{3}; \frac{2}{3}m+2n+\frac{1}{2}; c_{i,2}^2 \kappa_Y^2\right) \right], \quad (11)$$

式中: $U(\cdot; \cdot; \cdot)$ 表示合流超几何函数。式(8)和式(11)是满足强波动理论下的湍流对数闪烁指数 $\sigma_{\ln X}^2$ 与 $\sigma_{\ln Y}^2$ 的解析解, 将二者代入式(3), 即可计算得到强波动理论下的闪烁指数。下面将根据这里的推导结果, 分析强湍流信道水下无线光通信系统的性能。

3 海水湍流信道无线光通信系统的性能分析

3.1 光接收机接收到的信号

在海水湍流信道中, 受到湍流作用影响下的光接收机的信噪比 γ 可以表示为

$$\gamma = \gamma_0 I^2, \quad (12)$$

式中: γ_0 为光接收机接收信号的平均信噪比; I 为信道增益系数^[19], 可以表示为

$$I = I_{wt} I_p I_1, \quad (13)$$

式中: I_{wt} 为由海水湍流引起的信号衰落; I_p 为由光接收机与光发射机之间存在的对准偏差引起的衰减; I_1 为在传输路径上由海水的吸收和散射引起的信号衰减, 它与传输距离的关系为

$$I_1 = \exp(-cL), \quad (14)$$

式中: c 为海水的衰减系数(吸收系数+散射系数)。考虑上述海水吸收与散射、湍流和对准误差三种因素对接收光信号的影响, 信道增益系数 I 的概率密度函数可以表示为

$$f_I(I) = \int f_{I|I_{wt}}(I|I_{wt}) f_{I_{wt}}(I_{wt}) dI_{wt}, \quad (15)$$

式中: $f_{I|I_{wt}}(I|I_{wt})$ 为条件概率分布, 它与海水的对准偏差有关, 可以表示为

$$f_{I|I_{wt}}(I|I_{wt}) = \frac{g^2}{A_0^2 I_{wt} I_1} I_p^{g^2-1} = \frac{g^2}{A_0^2 I_{wt} I_1} \left(\frac{I}{I_{wt} I_1}\right)^{g^2-1}, \quad 0 \leq I \leq A_0 I_{wt} I_1, \quad (16)$$

式中: A_0 为光接收机接收到的光功率的比例; g 为接收机处的等效光束半径与对准方向误差位移标准差的比值, 仿真中设置 $g^2/A_0^2 = 1$ 。

3.2 推导湍流信道的概率密度函数

关于 I_{wt} , 这里采用 Málaga 概率分布, 即 $I_{wt} \sim M(\alpha, \beta, \xi_g, \rho, \Omega^l)^{[20]}$ { α 和 β 分别为与湍流的外尺

度 L_0 和内尺度 l_0 有关的参数, ξ_g 为轴外接收的散射光的平均功率, ρ 为耦合到视距的散射光功率与总光功率的比例, Ω' 为与视距分量的平均光功率等因素相关的平均光功率的分布比值[注:文献[20]中的式(23)省略了 Ω'], 它既适用于弱湍流, 也适用于强湍流, 只是参数的取值不同而已。 I 的概率密度可以表示为

$$f_i(I) = A^{(G)} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^{(G)} I^{\alpha+k-1} K_{\alpha-k} \left(2 \sqrt{\frac{\alpha I}{\xi_g}} \right), \quad (17)$$

其中

$$A^{(G)} \triangleq \frac{2\alpha^{\frac{\alpha}{2}}}{\xi_g^{1+\frac{\alpha}{2}} \Gamma(\alpha)} \left(\frac{\xi_g \beta}{\xi_g \beta + \Omega'} \right)^{\beta}, \quad (18)$$

$$a_k^{(G)} \triangleq \frac{(\beta)_{k-1} (\alpha \xi_g)^{\frac{\alpha}{2}}}{[(k-1)!]^2} \left(\frac{\Omega'}{\xi_g + \xi_g^2 \beta} \right)^{k-1}, \quad (19)$$

式中: $K_{\nu}(\cdot)$ 表示第二类 ν 阶修正贝塞尔函数; $(\cdot)_{k-1}$ 表示递增阶乘。这里在仿真过程中设定参数 $\xi_g=1, \rho=0, \Omega'=0$; α 和 β 可通过前文中的对数闪烁指数计算得到, 即

$$\alpha = \frac{1}{\sigma_X^2} = \frac{1}{\exp(\sigma_{\ln X}^2) - 1}, \quad (20)$$

$$\beta = \frac{1}{\sigma_Y^2} = \frac{1}{\exp(\sigma_{\ln Y}^2) - 1}. \quad (21)$$

将式(16)和式(17)代入式(15), 并根据文献[21]

推导得到 I 的概率密度函数为

$$f_i(I) = \frac{g^2 A^{(G)}}{2I} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^{(G)} \left(\frac{\alpha}{\xi_g} \right)^{-\frac{\alpha+k}{2}} G_{1,3}^{3,0} \left[\frac{\alpha I}{\xi_g A_0 I_1} \middle| 1+g^2 \right], \quad (22)$$

式中: $G_{p,q}^{m,n}(\cdot|\cdot)$ 表示 Meijer-G 函数。

3.3 通信系统的平均误码率和中断概率与系统容量推导

在湍流作用的影响下, 水下无线光通信系统的误码率、中断概率和信道容量都将受到严重的影响。对于水下无线光通信系统, 在湍流作用影响下的平均误码率表达式为

$$\bar{R}_{\text{BER}} = \int_0^{\infty} p_{\text{BER}}(I) f_i(I) dI, \quad (23)$$

式中: $p_{\text{BER}}(I)$ 为误码率的概率密度函数。对于 M 阶调制的光通信系统, 误码率的概率密度函数可以表示为

$$p_{\text{BER}}(I) = 2 \left(1 - \sqrt{M}^{-1} \right) \text{erfc} \left(\sqrt{\gamma_0 I^2} \right), \quad (24)$$

式中: $\text{erfc}(\cdot)$ 为补误差函数, 可以用 Meijer-G 函数表示为

$$\text{erfc}(\sqrt{x}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} G_{1,2}^{2,0} \left[x \middle| 1, \frac{1}{2} \right]. \quad (25)$$

根据式(25)和文献[21], 将式(22)和式(24)代入式(23), 可推导出强波动理论下平均误码率的表达式为

$$\bar{R}_{\text{BER}} = \frac{(1 - \sqrt{M}^{-1}) g^2 A^{(G)}}{\pi \sqrt{\pi} \times 2^{3-(\alpha+k)}} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^{(G)} \left(\frac{\alpha}{\xi_g} \right)^{-\frac{\alpha+k}{2}} \times G_{7,4}^{2,6} \left[16\gamma_0 \left(\frac{\xi_g A_0 I_1}{\alpha} \right)^2 \middle| \frac{1-g^2}{2}, \frac{2-g^2}{2}, \frac{1-\alpha}{2}, \frac{2-\alpha}{2}, \frac{1-k}{2}, \frac{2-k}{2}, 1 \right]. \quad (26)$$

由于湍流的影响, 水下无线光通信系统的平均信道容量为

$$\bar{C} = \int_0^{\infty} \text{lb}(1 + \gamma_0 I^2) f_i(I) dI. \quad (27)$$

这里的对数函数亦可用 Meijer-G 函数来表示:

$$\text{lb}(1 + \gamma_0 I^2) = \frac{1}{\ln 2} G_{2,2}^{1,2} \left(\gamma_0 I^2 \middle| 1, 1 \right). \quad (28)$$

将式(22)和式(28)代入式(27), 可以推导出系统的平均信道容量为

$$\bar{C} = \frac{g^2 A^{(G)}}{\pi \ln 2} \sum_{k=1}^{\infty} 2^{\alpha+k-4} a_k^{(G)} \left(\frac{\alpha}{\xi_g} \right)^{-(\alpha+k)/2} \times G_{8,4}^{1,8} \left[16\gamma_0 \left(\frac{\xi_g A_0 I_1}{\alpha} \right)^2 \middle| 1, 1, \frac{1-g^2}{2}, \frac{2-g^2}{2}, \frac{1-\alpha}{2}, \frac{2-\alpha}{2}, \frac{1-k}{2}, \frac{2-k}{2} \right]. \quad (29)$$

水下无线光通信系统的中断概率可表示为

$$P_{\text{oug}} = P_{\text{BER}}(\gamma < \gamma_{\text{th}}) = \int_0^{\gamma_{\text{th}}} f_{\gamma}(\gamma) d\gamma, \quad (30)$$

式中: γ_{th} 为光接收机的通信中断阈值, 即当通信系统的信噪比 $\gamma < \gamma_{\text{th}}$ 时, 可认为通信中断。信噪比 γ 与 I 的概率密度函数之间的关系为

$$f_{\gamma}(\gamma) = \frac{1}{2\sqrt{\gamma\gamma_0}} f_i\left(\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}}\right). \quad (31)$$

根据式(30)、(31)和文献[21],可推导出中断概率为

$$P_{\text{out}} = \frac{g^2 A^{(G)}}{2} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^{(G)} \left(\frac{\alpha}{\xi_g}\right)^{-\frac{g^2}{k}} \times G_{2,4}^{3,1} \left[\frac{\alpha}{\xi_g A_0 I_1 \sqrt{\gamma_0}} \left| 1, 1 + g^2 \right. \right]_{g^2, \alpha, k, 0}. \quad (32)$$

4 仿真结果和分析

仿真考虑衰减最小的纯净海水,其吸收系数 $a=0.053 \text{ m}^{-1}$, 散射系数 $b=0.030 \text{ m}^{-1}$, 因此,总的衰减系数 $c=0.056 \text{ m}^{-1}$, 光信号的波长为 450 nm 。数据模拟海水的其他热力学参数均来自 TEOs-10 工具箱^[22-23], 如 P_r 和 S_c 等。 X_T 取 $10^{-5} \text{ K}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 湍流动能耗散率为 $\epsilon=10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ 。光接收机的接收孔径取为 0.1 m 。 ω 的

取值反映信道中温度和盐度的波动情况:当 ω 接近 0 时,盐度波动更剧烈;当 ω 的值接近 -5 时,温度波动更为严重。仿真得到在不同的 ω 值下,强湍流信道的闪烁指数随海水的平均盐度和平均温度的变化曲线分别如图 1 和图 2 所示。这些结果均是在内尺度为 0.001 m 和传输距离为 30 m 的条件下得到的。当 $\omega=-0.25$ 时,由图 1(a)可看出,除了温度为 0°C 和 2°C 时闪烁指数随盐度的变化之外,其他比此高的温度下闪烁指数随盐度基本保持不变,说明盐度对闪烁指数的影响可忽略不计。由图 1(b) ($\omega=-2.00$) 和图 1(c) ($\omega=-5.00$) 可看出,温度对于闪烁指数的影响比盐度要大得多。图 1(b) 中相同盐度下:当温度从 0°C 变为 5°C 时,闪烁指数增加了约 0.6 ;而在海水温度为 0°C 时,盐度从 3×10^{-11} 逐渐变至 3.7×10^{-11} , 闪烁指数仅增加了约 0.2 。进一步将图 1(a) 与图 1(c) 进行比较,可看出:当温度大于 20°C 时,闪烁指数几乎不随盐度变化。这说明当温度大于 20°C 时,平均盐度的变化对通信系统性能的影响可忽略不计。

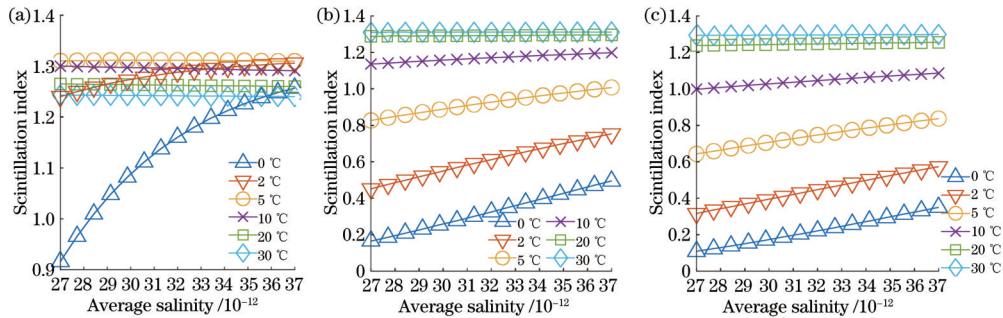


图 1 在不同的 ω 值和不同的温度下,强湍流信道的闪烁指数随平均盐度的变化曲线。(a) $\omega=-0.25$; (b) $\omega=-2.00$; (c) $\omega=-5.00$

Fig. 1 Variation of scintillation index with average salinity at different ω and temperature under strong turbulence. (a) $\omega=-0.25$; (b) $\omega=-2.00$; (c) $\omega=-5.00$

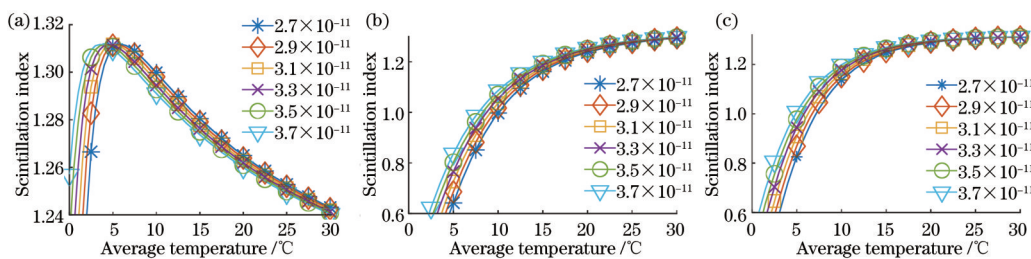


图 2 在不同的 ω 值和不同的盐度下,强湍流信道的闪烁指数随平均温度的变化曲线。(a) $\omega=-0.25$; (b) $\omega=-2.00$; (c) $\omega=-5.00$

Fig. 2 Variation of scintillation index with average temperature at different ω and salinity under strong turbulence. (a) $\omega=-0.25$; (b) $\omega=-2.00$; (c) $\omega=-5.00$

由图 2(a) ($\omega=-0.25$) 可以看出,随着海水平均温度的升高,闪烁指数先上升后下降。而由图 2(b) ($\omega=-2.00$) 和图 2(c) ($\omega=-5.00$) 可以看出:闪烁指数也是随着海水平均温度的增加而增加,最终趋于饱和;当温度大于 20°C 之后,即使平均温度和平均盐度继续增加,闪烁指数几乎不再发生变化。这说明海水平均温度高于 20°C 之后,平均温度和平均盐度的变化

对于信道的影响可以忽略不计。所以,后面的实验选择了 20°C 和 3.5×10^{-11} 的情况。

经仿真得到当湍流的内尺度为 0.001 m 时,闪烁指数随传输距离的变化如图 3 所示,可看出:不管 ω 为何值,闪烁指数均是随着传输距离的增加先增加再减小,最终趋于一个平稳的值。但闪烁指数的峰值随着 ω 绝对值的减小而减小,这说明盐度波动越强烈,对于

闪烁指数的影响越明显。当传输距离较长、闪烁指数趋于一个小于峰值的稳定值之后,尽管湍流的影响变弱,但由于通信系统中还存在固有的吸收和散射等链路损耗,通信质量必然随着传输距离的增加而降低。同时,随着传输距离的增加,信道的随机折射率扰动也将会积累,闪烁现象将更为严重。

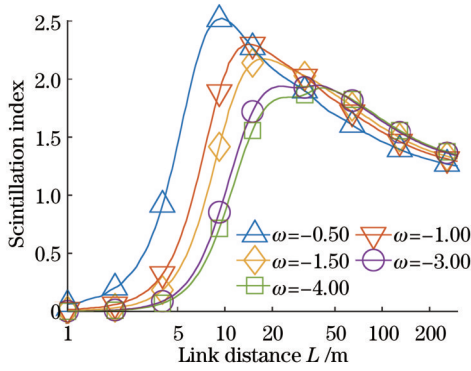


图 3 ω 取不同值时,强湍流信道的闪烁指数随通信距离 L 的变化曲线
Fig. 3 Variation of scintillation index with distance L for strong turbulence and different ω

内尺度与湍流的强度息息相关,湍流的内尺度较大意味着涡流将更快地消散,说明湍流强度低;反之,当内尺度很小时,湍流强度高。仿真得到:不同传输距离下,湍流的闪烁指数与内尺度 l_0 之间的关系曲线如图 4 所示,其中 $\omega = -1.00$ 。闪烁指数随着内尺度 l_0 的增加先增大后减小。当湍流的内尺度 $l_0 = 0.100$ m、传输距离 $L < 50$ m 时,闪烁指数均很小,这说明湍流的强度很低;当传输距离大于 10 m、内尺度小于 0.001 m 时,闪烁指数始终大于 1,这说明当内尺度小于 0.001 m 时,信道已处于强湍流状态。

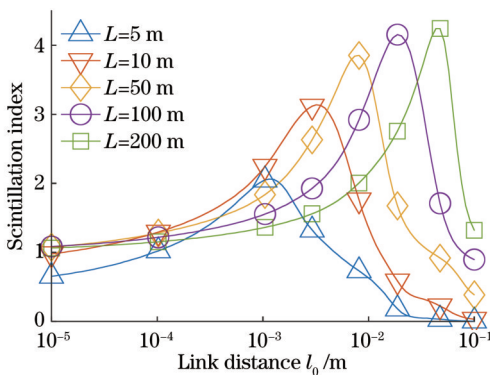


图 4 不同链路长度下湍流的闪烁指数与内尺度 l_0 的关系曲线 ($\omega = -1.00$)
Fig. 4 Scintillation index varying with inner scale l_0 for different link lengths ($\omega = -1.00$)

当通信系统采用开关键控调制时,仿真得到了两种强度湍流信道的误码率与传输距离的变化曲线,如图 5 所示,其中弱湍流 $l_0 = 0.100$ m,强湍流 $l_0 = 0.001$ m, $\omega = -1$ 。在相同的发射光功率下,无论强湍

流还是弱湍流,误码率均随着传输距离 L 的增加而迅速增大,但在相同的误码率要求下,弱湍流信道的传输距离要比强湍流大得多。在前向纠错(FEC)误码率阈值为 3.8×10^{-3} 时,假定发射功率为 30 dBm,强湍流信道仅能传输 15 m 左右,弱湍流信道能传输约 47 m。因此,在设计和部署水下无线光通信系统时,必须充分考虑海水湍流的情况,并采用如多输入、多输出等技术,来抑制或减少湍流对信号的影响,或在系统指标中留有足够的余量,以保证在海水信道状况变化时保持可靠的通信质量。

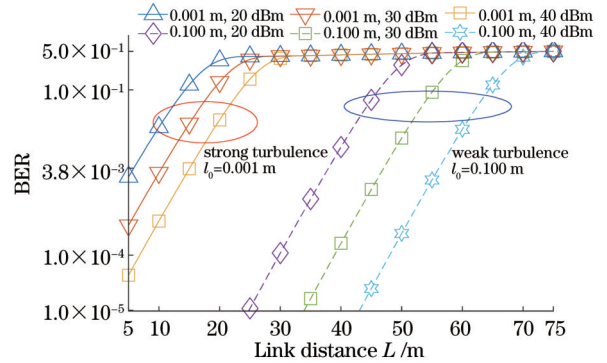


图 5 在不同强度湍流信道和光发射机输出功率下,系统的平均误码率随传输距离 L 的变化曲线
Fig. 5 Variation curves of average bit error rate of system with transmission distance L for different turbulent channels and optical transmitter output power

仿真得到湍流信道下系统中断概率随传输距离的变化曲线如图 6 所示,其中 $\omega = -1.00$ 。随着传输距离的增加,中断概率增大;而随着发射功率的增大,通信的中断概率减小;在相同的发射功率如 40 dBm 下,强湍流 ($l_0 = 0.001$ m) 信道的通信中断概率要比弱湍流信道的中断概率高约一个量级。在允许的相同的中断概率下,强湍流信道的传输距离要比弱湍流信道短得多。

图 7 所示为仿真得到的单位带宽平均信道容量与传输距离 L 之间的关系曲线,其中 $\omega = -1.00$ 。随着

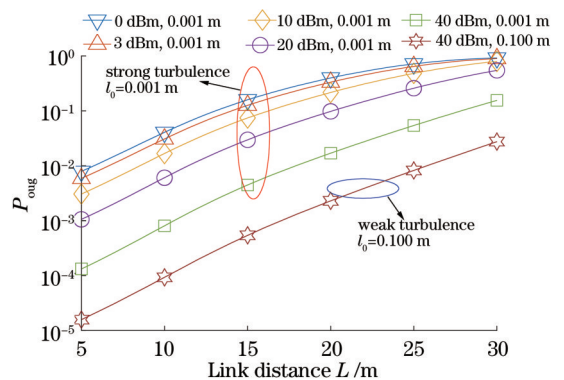


图 6 强湍流信道通信中断概率 P_{oug} 与传输距离 L 的关系曲线
Fig. 6 Outage probability P_{oug} varying with transmission distance L in strong turbulence environment

传输距离 L 的增加,信道容量迅速下降。随着发射光功率的增大,信道容量也将增加。对于强湍流信道,当传输距离大于 10 m 时,信道容量均不超过 $1.0 \text{ bit} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$;而对于相同的发射功率,例如 40 dBm,链路长度为 15 m,弱湍流的信道容量可增加至 $2.5 \text{ bit} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 。信道的湍流强度将限制水下无线光通信的传输距离和容量,因此,在系统设计和部署时要充分考虑湍流的影响。

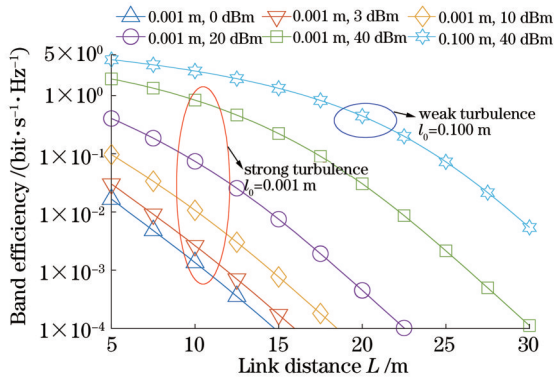


图 7 强湍流环境下信道容量与传输距离 L 的关系曲线

Fig. 7 Channel capacity varying with transmission distance L in strong turbulent environment

5 结 论

本文根据强波动理论,从海水湍流折射率的光功率谱密度函数出发,推导出了海水湍流光信道的闪烁指数解析式,然后利用该结果推导和分析了湍流信道水下无线光通信系统的平均误码率、中断概率和平均信道容量。仿真结果表明,平均温度的变化比平均盐度对闪烁指数的影响更为明显。当温度高于 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 时,改变平均温度和平均盐度对闪烁指数影响甚微。而不论平均温度为多少, ω 的取值会对闪烁指数有明显的影响。这意味着温度和盐度的随机波动始终会对系统通信质量有较大的影响。同时,不论湍流的强度如何,传输距离增加,系统的平均误码率和中断概率都将增加,平均信道容量会迅速下降。当湍流的内尺度小于 0.001 m 时,可认为信道处于强湍流状态;而当内尺度为 0.100 m 时,可认为信道处于弱湍流状态,通信的误码率、中断概率和信道容量均将有所改善,这意味着湍流强度会限制水下无线光通信系统的性能。因此在海水湍流环境中设计或部署无线光通信系统时,有必要考虑抑制或减少强湍流效应的技术,以保证可靠和有效的通信质量。

参 考 文 献

- [1] Zhu S J, Chen X W, Liu X Y, et al. Recent progress in and perspectives of underwater wireless optical communication[J]. Progress in Quantum Electronics, 2020, 73: 100274.
- [2] Saeed N, Celik A, Al-Naffouri T Y, et al. Underwater optical wireless communications, networking, and

localization: a survey[J]. AD Hoc Networks, 2019, 94: 101935.

- [3] Zeng Z Q, Fu S, Zhang H H, et al. A survey of underwater optical wireless communications[J]. IEEE Communications Surveys & Tutorials, 2017, 19(1): 204-238.
- [4] 王建英, 殷洪玺, 季秀阳, 等. 采用 mQAM 和孔径平均的水下弱湍流 MIMO 系统性能分析[J]. 光学学报, 2021, 41(19): 1901002.
- Wang J Y, Yin H X, Ji X Y, et al. Performance analysis of MIMO UWOC systems with weak turbulence channels using mQAM and aperture averaging[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(19): 1901002.
- [5] 谭跃跃, 李岳衡, 黄平, 等. 水下无线光通信系统信道冲激响应拟合函数对比分析[J]. 光学学报, 2021, 41(11): 1106001.
- Tan Y Y, Li Y H, Huang P, et al. Comparative analyses of fitting functions for channel impulse response in underwater wireless optical communication systems[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(11): 1106001.
- [6] 任庭瑞, 于笑楠, 佟首峰, 等. 基于数字信号处理的高灵敏度水下光通信收发机设计与评估[J]. 中国激光, 2022, 49(4): 0406005.
- Ren T R, Yu X N, Tong S F, et al. Design and evaluation of a high-sensitivity underwater optical communication transmitter and transceiver based on digital signal processing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(4): 0406005.
- [7] Zhang L, Wang H, Zhao X, et al. Experimental demonstration of a two-path parallel scheme for m-QAM-OFDM transmission through a turbulent-air-water channel in optical wireless communications[J]. Optics Express, 2019, 27(5): 6672-6688.
- [8] Du J, Wang Y, Fei C, et al. Experimental demonstration of 50-m/5-Gbps underwater optical wireless communication with low-complexity chaotic encryption[J]. Optics Express, 2021, 29(2): 783-796.
- [9] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE, 2005.
- [10] 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.
- [11] Andrews L C, Phillips R L, Hopen C Y, et al. Theory of optical scintillation[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1999, 16(6): 1417-1429.
- [12] Xu G J, Lai J H. Scintillation index and BER performance for optical wave propagation in anisotropic underwater turbulence under the effect of eddy diffusivity ratio[J]. Applied Optics, 2020, 59(8): 2551-2558.
- [13] Xu G J, Song Z H, Zhang Q Y. Outage probability and channel capacity of an optical spherical wave propagating through anisotropic weak-to-strong oceanic turbulence with Málaga distribution[J]. Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision, 2020, 37(10): 1622-1629.
- [14] Nayar K G, Sharqawy M H, Banchik L D, et al.

- Thermophysical properties of seawater: a review and new correlations that include pressure dependence[J]. *Desalination*, 2016, 390: 1-24.
- [15] Sharqawy M H, Lienhard J H, Zubair S M. Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data[J]. *Desalination and Water Treatment*, 2010, 16(1/2/3): 354-380.
- [16] Yao J R, Zhang H J, Wang R N, et al. Wide-range Prandtl/Schmidt number power spectrum of optical turbulence and its application to oceanic light propagation [J]. *Optics Express*, 2019, 27(20): 27807-27819.
- [17] Andrews L C. *Field guide to atmospheric optics*[M]. Bellingham: SPIE, 2004.
- [18] McDougall T J, Feistel R, Millero F, et al. The international thermodynamic equation of seawater 2010 (TEOS-10): calculation and use of thermodynamic properties[EB/OL]. [2021-09-29]. <https://publications.csiro.au/rpr/pub?list=BRO&pid=changeme:1936>.
- [19] Farid A A, Hranilovic S. Outage capacity optimization for free-space optical links with pointing errors[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, 25(7): 1702-1710.
- [20] Jurado-Navas A, Maria J, Francisco J, et al. A unifying statistical model for atmospheric optical scintillation[M]// *Numerical simulations of physical and engineering processes*. London: InTech, 2011.
- [21] Wolfram Function Site. Meijer-G functions[EB/OL]. (2009-05-15) [2021-12-21]. <https://functions.wolfram.com/HypergeometricFunctions/MeijerG/>.
- [22] McDougall T J, Barker P M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs seawater (GSW) oceanographic toolbox[EB/OL]. [2021-09-29]. http://www.teos-10.org/pubs/Getting_Started.pdf.
- [23] Yao J R, Elamassie M, Korotkova O. Spatial power spectrum of natural water turbulence with any average temperature, salinity concentration, and light wavelength [J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2020, 37(10): 1614-1621.