

海洋湍流中自适应光学成像系统特征参量研究

吴彤 季小玲 罗燊娟

Characteristic parameters of adaptive optical imaging system in oceanic turbulence

Wu Tong Ji Xiao-Ling Luo Yu-Juan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 054206 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171851

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171851>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

随机电磁高阶 Bessel-Gaussian 光束在海洋湍流中的传输特性

Propagation of stochastic electromagnetic high-order Bessel-Gaussian beams in the oceanic turbulence

物理学报.2017, 66(12): 124205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.124205>

基于分光光度法痕量重金属传感模型和影响因素的研究

Study on the influence factors of the concentration of heavy metals by spectrophotometry

物理学报.2017, 66(7): 074206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074206>

粗糙海面和高斯分布激光光束的反射模型推导

Modeling of Gaussian laser beam reflection from rough sea surface

物理学报.2016, 65(14): 144204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.144204>

部分相干环状偏心光束通过海洋湍流的传输特性

Propagation characteristics of partially coherent decentred annular beams propagating through oceanic turbulence

物理学报.2015, 64(20): 204206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204206>

不同光照条件下水下成像背景光的建模与研究

Modeling and simulation of the background light in underwater imaging under different illumination conditions

物理学报.2015, 64(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.104201>

海洋湍流中自适应光学成像系统特征参量研究*

吴彤 季小玲† 罗熿娟

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2017年8月16日收到; 2017年11月26日收到修改稿)

随着水下光通信、传感和激光雷达等应用的发展, 研究水下光学系统成像特性具有重要意义. 本文研究了海洋湍流对自适应光学成像系统特征参量(如Strehl比、Greenwood时间常数和等晕角)的影响. 推导出了海洋湍流中短曝光成像Strehl比的近似解析表达式, 并证明: 除了在近场 $D_G/r_0 = 1$ 附近外(D_G 和 r_0 分别为光学系统的光瞳直径和海洋湍流中可见参数), 该近似公式均可保证足够的精度. 此外, 还得到了海洋湍流中Greenwood时间常数和等晕角的表达式. 研究表明: 随着海水盐度变化引起的海洋湍流逐渐占主导地位时, 这三个特征参量值均减小; 随着海水湍流动能耗散率的减小或海水湍流温度方差耗散率的增大, 这三个特征参量值也均减小. 本文研究结果对工作于水下湍流环境中自适应光学成像系统应用具有理论参考意义.

关键词: 海洋湍流, Strehl比, Greenwood时间常数, 等晕角

PACS: 42.68.Xy, 42.68.Wt, 95.75.Qr, 92.10.Lq

DOI: 10.7498/aps.67.20171851

1 引言

自适应光学(adaptive optics, AO)的概念和原理最早于1953年由海尔天文台的Horace Babcock提出, 直到20世纪70年代这一设想才得以实现, 其主要用于实时校正光束波前畸变, 以提高光学系统成像性能. 目前, AO技术已广泛被应用于天文观测、激光传输、人眼成像、生物医学等领域^[1-4]. Strehl比、Greenwood时间常数和等晕角等是自适应光学成像系统特征参量^[5]. Strehl比表征由于非理想因素使得光强峰值下降的程度^[6], Greenwood时间常数表征有效校正因湍流引起的波前畸变所需的系统波前探测器采样的最短时间^[7], 等晕角表征湍流引起的波前畸变得得到补偿的两个测量点间对同一观察目标能保持相位相干的最大角度^[8]. 迄今为止, 国内外学者已对大气湍流中自适应光学成像系统这三个特征参量做了大量研究^[9-15]. 例如: 2004年, Fusco和Conan^[9]研究了AO系统沿轴和离轴方向上短曝光斯特列尔比的统计行

为, 给出了沿轴方向上短曝光斯特列尔比统计量的表达式. 1977年, Greenwood^[10]提出了大气湍流中Greenwood时间常数的相关理论; 2015年, 瞿青等^[11]利用位相差值法实现了大气湍流Greenwood时间常数的测量. 1979年, Loos和Hogge^[12]提出了大气湍流等晕角的相关理论, 该理论已被广泛应用^[13-15], 但传统的自适应光学系统只能在很小的视场内进行高精度成像. 为了能在更大范围获得清晰的像, 可采用多层共扼自适应光学扩大等晕角, 提高成像质量. 2008年, Ding等^[13]研究了大气湍流中激光雷达中的双层共扼系统; 2014年和2015年, Yu等^[14,15]分别从理论和实验上证明了可以利用球面波闪烁测量有限距离内的等晕角.

随着水下光通信、传感和激光雷达等应用的兴起, 水下环境对光成像提出了新的挑战. 已有实验证明: 自然环境中水下湍流是限制成像质量的一个重要因素^[16]. 2012年, 美国海军研究实验室Hou等^[17]通过测量自然水域中湍流耗散率, 用调制传递函数定量地描述图像质量劣化程度. 与大气湍流不同, 海洋湍流是由温度和盐度变化引起水折射率

* 国家自然科学基金(批准号: 61475105, 61775152)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiXL100@163.com.

起伏而造成的, 其折射率起伏空间功率谱具有复杂的双峰值结构. Nikishov 等^[18]建立了海洋湍流折射率起伏空间功率谱的解析模型. 最近, 我们课题组推导出了海洋湍流中光波空间相干长度和可见参数的解析表达式, 并修正了 Hou 等^[19,20]提出的水下光学成像模型. 然而, 迄今为止海洋湍流中自适应光学成像系统特征参量 Strehl 比、Greenwood 时间常数和等晕角的研究还未涉及. 本文拟推导出海洋湍流中这三个特征参量的解析表达式, 并研究海洋湍流对这三个特征参量的影响.

2 Strehl 比

在各向同性的均匀海水介质中, Nikishov 等^[18]建立了海洋湍流折射率起伏空间功率谱的解析模型, 即:

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa) = & 0.388 \times 10^{-8} \varepsilon^{-1/3} \kappa^{-11/3} \\ & \times [1 + 2.35(\kappa\eta)^{2/3}] \frac{\chi_T}{\omega^2} (\omega^2 e^{-A_T \delta} \\ & + e^{-A_S \delta} - 2\omega e^{-A_{TS} \delta}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 κ 是空间波数, η 是 Kolmogorov 内尺度, $A_T = 1.863 \times 10^{-2}$, $A_S = 1.9 \times 10^{-4}$, $A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}$, $\delta = 8.284(\kappa\eta)^{4/3} + 12.978(\kappa\eta)^2$, ε 表示海水单位质量湍流动能耗散率, 其取值范围为 $10^{-1} - 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$, χ_T 表示海水温度方差耗散率, 其取值范围为 $10^{-4} - 10^{-10} \text{ K}^2/\text{s}$, ω 表示海洋湍流功率谱中温度与盐度起伏引起折射率变化贡献的比率, 其范围取值为 $[-5, 0]$, -5 和 0 分别对应于温度和盐度变化引起的光学湍流. 值得指出的是, Nikishov 等建立的海洋湍流折射率起伏空间功率谱模型在弱、中、强海洋湍流中均可适用^[18,21]. 该模型是基于 Hill 提出的温度起伏以及盐度起伏的标量谱模型建立的, 而 Hill^[22,23]模型有大量实验数据验证其正确性. 目前, Nikishov 等建立的海洋湍流折射率起伏空间功率谱模型已被广泛利用^[24-28].

基于 Nikishov 等提出的海洋湍流功率谱, 2016 年我们课题组推导出了海洋湍流中球面波可见参数 r_0 的解析表达式^[20]:

$$\begin{aligned} r_0 = & [5.237 \times 10^{-8} k^2 L \varepsilon^{-1/3} (\chi_T/\omega^2) \\ & \times (0.419\omega^2 - 0.838\omega + 0.419)]^{-3/5}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 L 为传输距离, 波数 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长.

Strehl 比 (SR) 是评价光学系统成像质量好坏的重要物理量, 它表示焦平面上的实际光波光强峰值与理想光波光强峰值之比^[5]. 长曝光 Strehl 比 SR_{LE} 的精确解析解很难求得, 但采用内插值方法可给出代数形式的近似解^[5]:

$$SR_{LE} = [1 + (D_G/r_0)^{5/3}]^{-6/5}, \quad (3)$$

其中 LE 表示长曝光, D_G 为光学系统的光瞳直径.

短曝光 Strehl 比 SR_{SE} 的精确解析解也很难求得, 本文采用内插值方法求其代数形式的近似解. 由调制传递函数 MTF 表示的 SR_{SE} 的积分形式如下^[5]:

$$SR_{SE} = 8 \int_0^1 MTF_0 MTF_{SE} u du, \quad (4)$$

其中 SE 表示短曝光, $MTF_0 = \frac{2}{\pi}(\cos^{-1} u - u\sqrt{1-u^2})$ 表示透镜调制传递函数, $MTF_{SE} = \exp[-3.44(D_G u/r_0)^{5/3} + 2\pi^2(F_G \nu)^2 \delta^2]$ 表示短曝光湍流调制传递函数, $u = \nu/\nu_0$, ν 为空间频率, ν_0 为截止空间频率, F_G 为透镜焦距, δ^2 是光瞳直径面上光波波面起伏方差 (到达角起伏)^[20,29]. 当到达角起伏很小时, (4) 式可表示为^[5]:

$$\begin{aligned} SR_{SE} = & \frac{16}{\pi} \int_0^1 u (\cos^{-1} u - u\sqrt{1-u^2}) \\ & \times \exp \left[-3.44 \left(\frac{D_G u}{r_0} \right)^{5/3} (1 - qu^{1/3}) \right] du, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 q 为表征 MTF_{SE} 远场与近场参数. 近场条件 $\sqrt{\lambda L} \ll D_G$ 下, $q = 1$; 远场条件 $\sqrt{\lambda L} \gg D_G$ 下, $q = 0.5$. 相比于长曝光成像, 短曝光成像应除去因大尺度倾斜效应所引起的像斑随机位移部分, 则短曝光 Strehl 比的代数近似解应从长曝光 Strehl 比 (3) 式中合理地去除含有因子 $(D_G/r_0)^{5/3}$ 的到达角起伏项. 因此, SR_{SE} 的代数近似式可写为:

$$\begin{aligned} SR_{SE} \cong & \{ [1 + (D_G/r_0)^{5/3}]^{6/5} - y(q) \\ & \times (D_G/r_0)^{5/3} \}^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $y(q)$ 为与参数 q 有关的调节系数, 其表达式为^[29]

$$y(q) = 0.8q \frac{[1 + (D_G/r_0)^{3/2}][1 + 1.5q(D_G/r_0)^{-1/2}]}{1 + (D_G/r_0)^{3/2} + 1.5q(D_G/r_0)^{-1/2}}. \quad (7)$$

为验证本文所得 (6) 式的正确性, 将分别讨论 $D_G/r_0 \gg 1$ 和 $D_G/r_0 \ll 1$ 两种极限情况下 (6) 式

与(5)式的一致性. 当满足 $D_G/r_0 \gg 1$ 时, 只考虑短曝光时湍流 MTF_{SE} 的影响, 忽略透镜 MTF_0 的影响^[30], (5)式可简化为

$$\begin{aligned} SR_{SE,\infty} &= \lim_{D_G \rightarrow \infty} SR_{SE} \\ &= 8 \int_0^1 u \exp[(D_G u/r_0)^{5/3}(1 - qu^{1/3})] du \\ &= \frac{24}{5} (\lambda/D_G)^2 H^{-6/5} \Gamma(6/5) \\ &\cong (r_0/D_G)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $H = 3.44(\lambda/r_0)^{5/3}$. 比较(8)式与 $D_G/r_0 \gg 1$ 时的(6)式可知, 两者是一致的.

当满足 $D_G/r_0 \ll 1$ 时, 只考虑透镜 MTF_0 的影响, 忽略短曝光时湍流 MTF_{SE} 的影响^[20], 并利用贝塔函数 $B(P, Q)$, 对(5)式做积分变换, (5)式可简化为

$$SR_{SE,0} = \frac{16}{\pi} \int_0^1 u(\cos^{-1} u - u\sqrt{1-u^2}) du$$

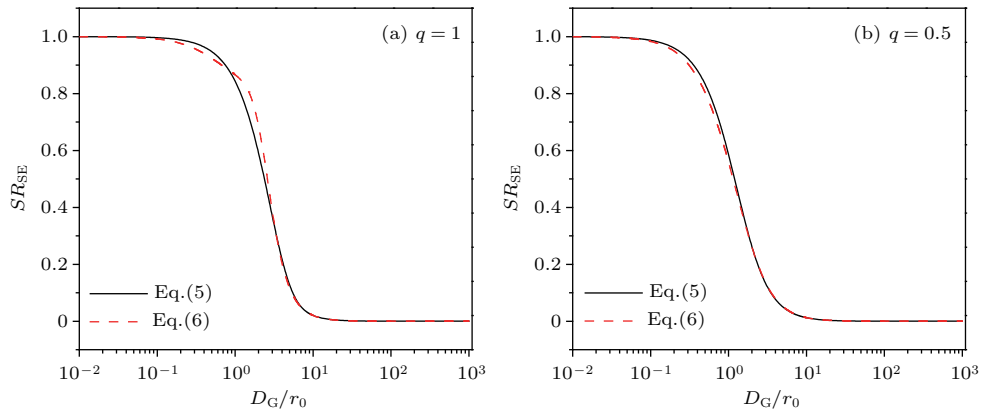


图1 短曝光 Strhel 比 SR_{SE} 随 D_G/r_0 的变化 (a) 近场; (b) 远场
Fig. 1. Curves of SR_{SE} versus D_G/r_0 : (a) Near field; (b) far field.

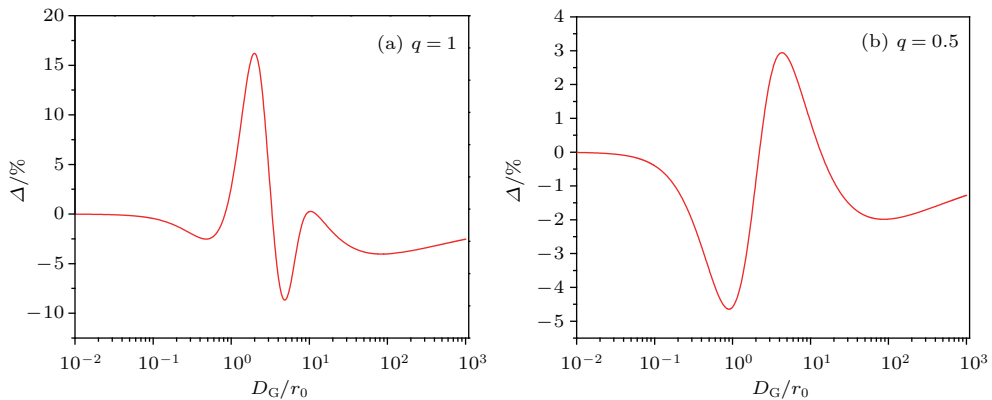


图2 近似(6)式与积分(5)式的相对误差 Δ 随 D_G/r_0 的变化 (a) 近场; (b) 远场
Fig. 2. Curves of the relative error Δ between Eq. (6) and Eq. (5) versus D_G/r_0 : (a) Near field; (b) far field.

$$\begin{aligned} &= \frac{16}{\pi} \left[\frac{1}{4} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2} B\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right] \\ &\cong 1. \end{aligned} \quad (9)$$

比较(9)式与(6)式(当 $D_G/r_0 \ll 1$ 时)可知, 两者也是一致的.

另一方面, 本文还利用数值计算结果验证了(6)式的正确性(见图1和图2). 由图1和图2可知: 仅在 $D_G/r_0 = 1$ 附近, SR_{SE} 的代数近似式(6)与(5)式存在差异, 其他区域两者均符合得很好. SR_{SE} 的代数近似式(6)式在近场的误差大于远场的误差, 例如: 近场最大相对误差接近16%, 而远场最大相对误差小于5%. 因此, 除了在近场 $D_G/r_0 = 1$ 附近外, 本文所得 SR_{SE} 的代数近似式(6)式在弱湍流情况下均可保证足够的精度.

根据本文所得 SR_{SE} 的近似公式(6), 可以研究海洋湍流各参数($\omega, \varepsilon, \chi_T$)对短曝光时的 SR_{SE} 的影响(见图3). 图3中同时还给出了长曝光

时 SR_{LE} 曲线, 若图中没有特别标注, 计算参数为: 光波波长 $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$, 光瞳直径 $D_G = 0.3 \text{ m}$, 传输距离 $L = 9 \text{ m}$, $q = 1$, $\omega = -3$, $\varepsilon = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$. 根据计算参数可知: 图 3 考虑的是近场情况, 但在 $D_G/r_0 = 1$ 附近, 因此计算结果是可信的. 图 3(a) 表明: 随着 ω 的增大(即盐度变化引起的海洋湍流逐渐占主导地位), 长、短曝光的 Strehl 比均减小, 即系统的成像质量变差. 并且, 随着海水湍流动能耗散率 ε 的减小(见图 3(b)) 或海水温度方差耗散率 χ_T 的增大(见图 3(c)), 长、短曝光的 Strehl 比均减小, 即成像质量变差. 从

图 3 还可看出 $SR_{SE} > SR_{LE}$, 这是因为短曝光成像 SR_{SE} 中除去了因大尺度倾斜效应而引起的到达角起伏项. 此外, 远场情况下也可得到与近场情况类似的结果, 本文不再赘述.

海洋湍流中, 短曝光成像的 Strehl 比 SR_{SE} 随传输距离 L 变化曲线示于图 4, 若图中没有特别标注, 计算参数为: $q = 1$, $\omega = -3$, $\varepsilon = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$, $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$, $D_G = 0.3 \text{ m}$. 可以看出: 随着 L 和 D_G 的增大(图 4(a)) 及 λ 的减小(图 4(b)), SR_{SE} 减小, 即系统成像质量变差.

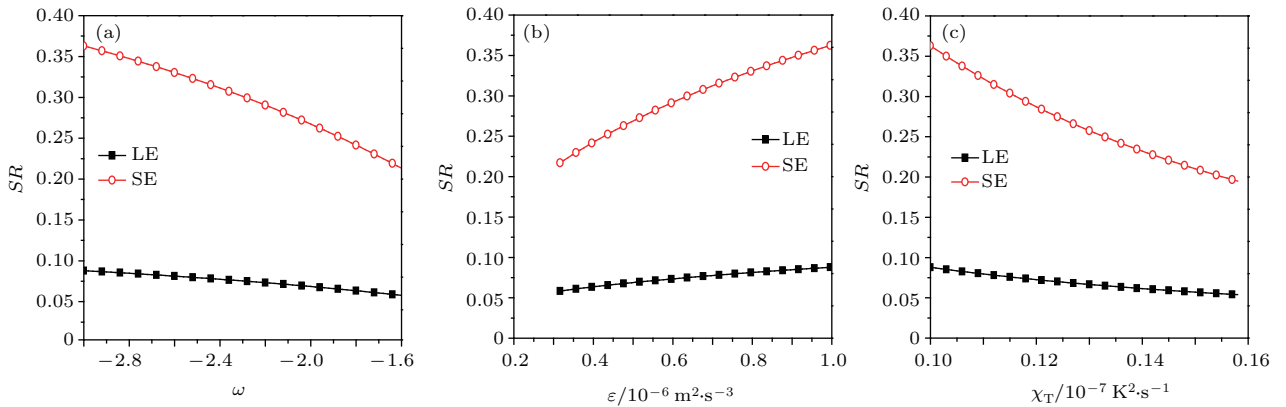


图 3 Strehl 比 SR 随海洋湍流各参数的变化 (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T
 Fig. 3. Curves of Strehl ratio versus the oceanic turbulence parameters: (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T .

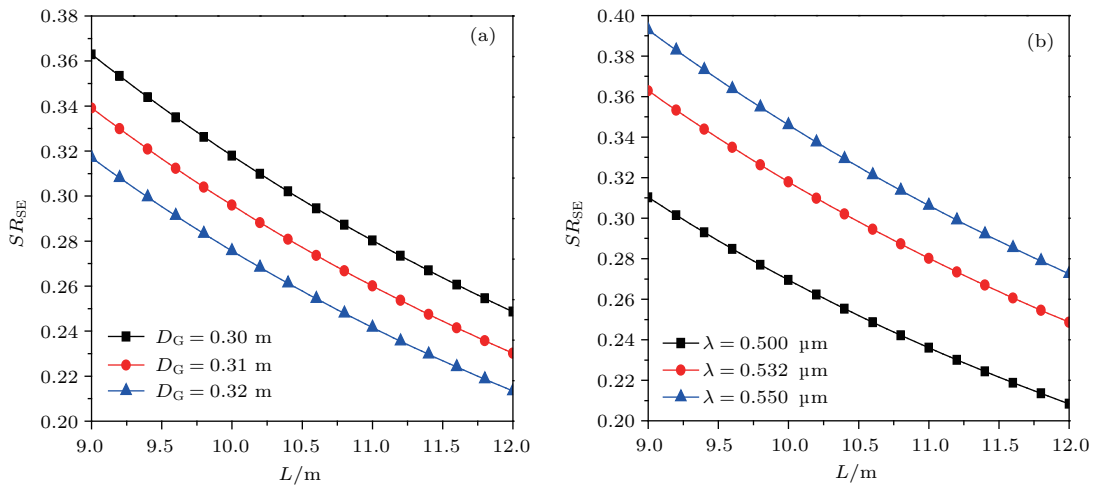


图 4 海洋湍流中, 短曝光 Strehl 比 SR_{SE} 随 L 的变化
 Fig. 4. Curves of short-exposure Strehl ratio versus L in oceanic turbulence.

3 Greenwood 时间常数

Greenwood 时间常数 τ_0 是指湍流基本保持不变的时间间隔 [5]. τ_0 越大, 表征湍流扰动越弱, 反之湍流扰动越强 [7]. 大气湍流中 Greenwood 时间

常数可表示为 [31]

$$\tau_0 = \left[2.91k^2 \int_0^L C_n^2(z)v^{5/3}(z)dz \right]^{-3/5}, \quad (10)$$

其中 $C_n^2(z)$ 是折射率结构常数, $v(z)$ 是横向风速.

最近, Baykal 推导出了弱海洋湍流情况下球面

波等效折射率结构常数 [32],

$$C_n^2(z) = 16\pi^2 k^{5/6} z^{-5/6} \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \times \left\{ 1 - \cos \left[\frac{z\kappa^2}{k} \xi(1 - \xi) \right] \right\} d\kappa d\xi, \quad (11)$$

其中 $\Phi_n(\kappa)$ 为 Nikishov 提出的海洋湍流功率谱.

将 (11) 式代入 (10) 式中, 且考虑横向海水流速为常数 v , 即可化简得到弱海洋湍流情况下海洋湍流 Greenwood 时间常数为

$$\tau_0 = \frac{\left[2.91k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \right]^{-3/5}}{v}, \quad (12)$$

(12) 式仅对于海洋湍流参数不随传输路径变化情况有效.

海洋湍流中, Greenwood 时间常数 τ_0 随海洋湍流各参数 (ω , ε , χ_T) 变化曲线示于图 5, 若图中没有特别标注, 计算参数为: Kolmogorov 内尺度 $\eta = 1 \text{ mm}$, 波长 $\lambda = 0.532 \text{ }\mu\text{m}$, 海水横向流速 $v = 0.04 \text{ m/s}$, $\omega = -3$, $\varepsilon = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$. 图 5 表明, Greenwood 时间常数 τ_0 随 ω , χ_T 的增大及 ε 的减小而减小, 即湍流保持不变的时间 τ_0 减小. 此外, 传输距离 L 越远, 对应的 τ_0 也越小. 为了有效校正因湍流引起的波前畸变, 系统波前探测器的采样时间应小于 τ_0 , 否则会导致测量值有较大误差. 因此可根据实际海洋湍流参数得到对应的 τ_0 值来调节自适应光学系统的采样时间, 提高系统的校正精度.

4 等晕角

等晕角是描述光波在湍流中传播时两点间角度相干性的物理量, 是自适应光学系统的重要参数之一. 等晕角值为两个测量点间对同一观察目标能保持相位相干的最大角度, 若大于这个最大角度, 则湍流引起的波前畸变将无法得到补偿 [8]. 依据文献 [12] 中等晕角的定义, 在各向同性且均匀的海水介质中的等晕角可表示为

$$\theta_0 = 0.566r_0/L. \quad (13)$$

将海洋湍流中可见参数 r_0 表达式 (2) 代入 (13) 式中, 即可得海洋湍流中球面波等晕角的解析表达式,

$$\theta_0 = [1.354 \times 10^{-7} k^2 L^{8/3} \varepsilon^{-1/3} (\chi_T/\omega^2) \times (0.419\omega^2 - 0.838\omega + 0.419)]^{-3/5}, \quad (14)$$

等晕角 (14) 式在弱、中、强海洋湍流条件下均成立.

海洋湍流中, 等晕角 θ_0 随海洋湍流各参数 (ω , ε , χ_T) 变化曲线示于图 6, 若图中没有特别标注, 计算参数为: $\lambda = 0.532 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega = -3$, $\varepsilon = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\chi_T = 10^{-7} \text{ K}^2/\text{s}$. 图 6 表明, 随着 ω , χ_T 的增大以

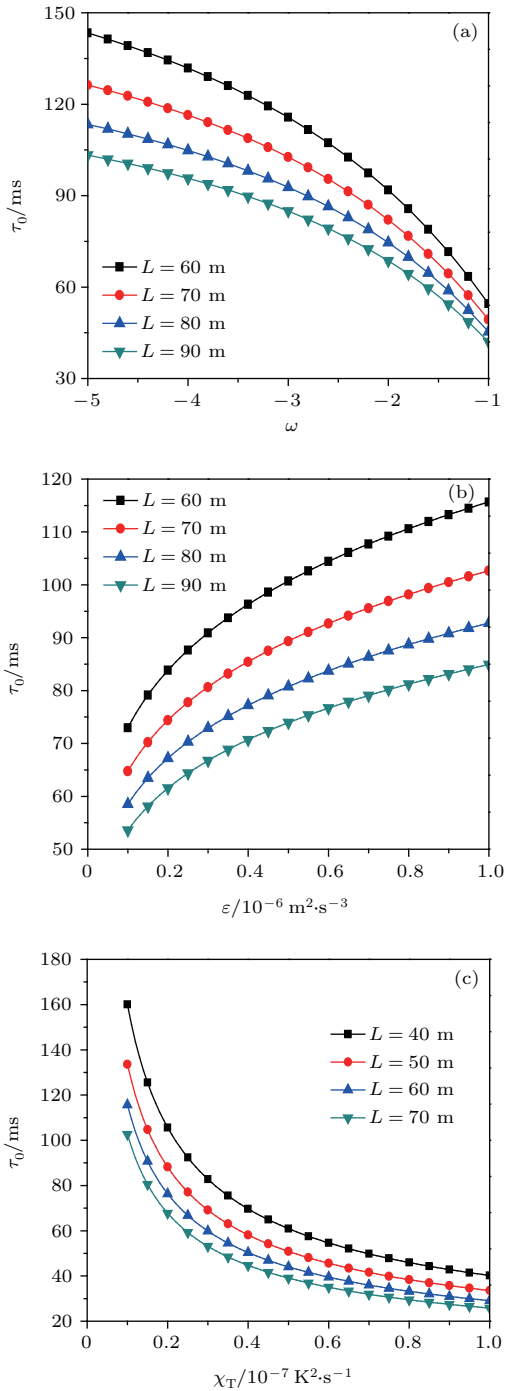


图 5 Greenwood 时间常数 τ_0 随海洋湍流参数的变化 (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T

Fig. 5. Curves of Greenwood time constant τ_0 versus oceanic turbulence parameters: (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T .

及 ε 的减小, 等晕角 θ_0 减小, 即系统可校正湍流的角度范围减小, 光波的波前畸变便无法得到适当补偿. 此外, 传输距离增加, θ_0 也明显减小. 值得指出的是, 海洋湍流对系统的视场角度影响很大, 例如: 海洋湍流中光短距离传输(如100 m)后, 等晕角可下降至微弧度量级, 这与大气湍流中光从地面到太空近垂直路径长距离传输时等晕角的数量级相同.

5 结 论

本文研究了海洋湍流对自适应光学成像系统三个特征参量(即Strhel比 SR , Greenwood时间常数 τ_0 和等晕角 θ_0)的影响. 推导出了海洋湍流中短曝光成像Strhel比 SR_{SE} 的代数近似解析表达式, 并证明: 除了在近场 $D_G/r_0 = 1$ 附近外, 本文所得 SR_{SE} 的近似公式均可保证足够的精度. 此外, 还得到了海洋湍流中Greenwood时间常数 τ_0 和等晕角 θ_0 的解析表达式. 研究表明: 随着盐度变化引起的海洋湍流逐渐占主导地位(即海洋湍流功率谱中温度与盐度的比率 ω 的增大), SR , τ_0 和 θ_0 值均减小; 随着海水湍流动能耗散率 ε 的减小或海水温度方差耗散率 χ_T 的增大, SR , τ_0 和 θ_0 值亦均减小. SR , τ_0 和 θ_0 值减小意味着成像质量变差、波前探测器的采样时间减小、系统可校正湍流的角度范围变小. 下面从描述海洋湍流的三个主要参数的物理含义来解释本文结果. 第一, 海水单位质量湍流动能耗散率 ε , 它由黏滞力引起, 将湍流动能转换成分子热运动的动能. 第二, 海水温度方差耗散率 χ_T , 较大的 χ_T 表示湍流具有较强能量. 第三, 温度与盐度起伏引起折射率变化贡献的比率 ω , 而盐度起伏占主导地位时比温度起伏占主导地位引起的光学湍流更严重[18,22]. 因此, χ_T 和 ω 值越大、 ε 值越小, 表明海洋湍流越强, 则 SR , τ_0 和 θ_0 值越小.

值得指出的是, 大气湍流中, 光从地面到太空近垂直路径长距离传输时, 典型等晕角度值达微弧度量级[5]. 然而, 本文研究表明, 海洋湍流中光在短距离传输(如100 m)等晕角可下降至微弧度量级. 可见, 海洋湍流对等晕角影响很大. 本文研究结果对工作于水下湍流环境中自适应光学成像系统应用具有理论参考作用.

参考文献

- [1] Guo Y M, Rao C H, Bao H, Zhang A, Wei K 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 149501 (in Chinese) [郭友明, 饶长辉, 鲍华, 张昂, 魏凯 2014 物理学报 **63** 149501]
- [2] Booth M J 2014 *Light-Sci. Appl.* **3** e165
- [3] Miller D T, Kocaoglu O P, Wang Q, Lee S 2011 *Eye* **25** 321
- [4] Jiang W H 2006 *Chin. J. Nature* **28** 7 (in Chinese) [姜文汉 2006 自然杂志 **28** 7]
- [5] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation through Random Media* (2nd Ed.) (Bellingham, WA: SPIE Optical Engineering Press) pp606-623

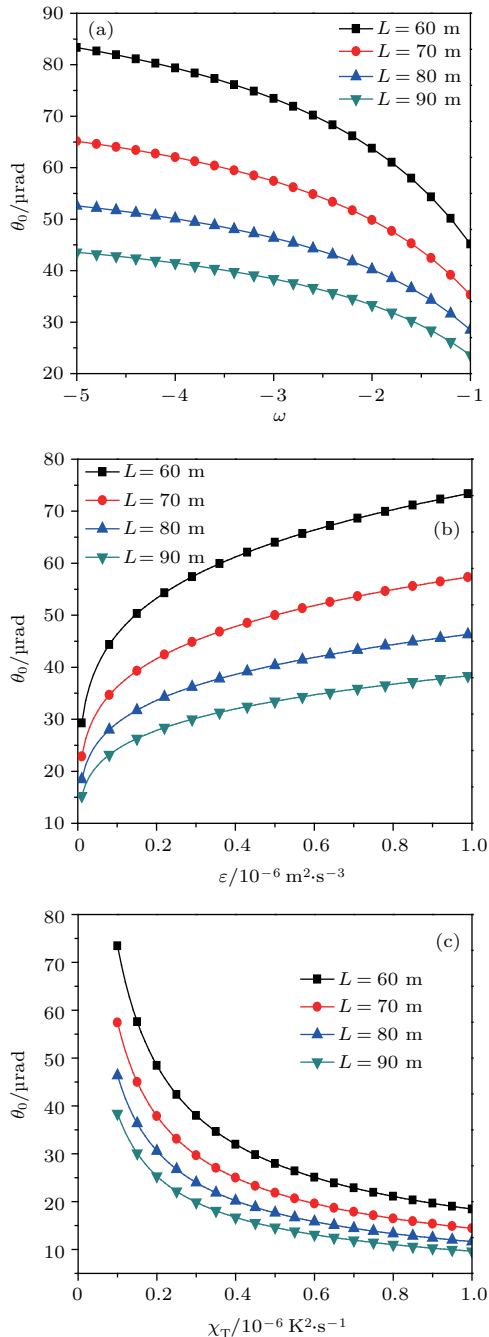


图6 等晕角 θ_0 随海洋湍流参数的变化 (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T

Fig. 6. Curves of isoplanatic angle θ_0 versus the oceanic turbulence parameters: (a) ω ; (b) ε ; (c) χ_T .

- [6] Mahajan V N 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 1824
- [7] Chen T J, Zhou W C, Wang F, Huang D Q, Lu Y H, Zhang J Z 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 134207 (in Chinese) [陈天江, 周文超, 王峰, 黄德权, 鲁燕华, 张建柱 2015 物理学报 **64** 134207]
- [8] Zong F, Qiang X W, Wu M, Chang J Y, Feng S L 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 16 (in Chinese) [宗飞, 强希文, 吴敏, 常金勇, 封双连 2014 光学学报 **34** 16]
- [9] Fusco T, Conan J M 2004 *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 1277
- [10] Greenwood D P 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 390
- [11] Qu Q, Cao Z L, Hu L F, Zhang H S, Zhao J L, Xuan L 2015 *Chin. Opt.* **8** 121 (in Chinese) [瞿青, 曹召良, 胡立发, 张红胜, 赵晶丽, 宣丽 2015 中国光学 **8** 121]
- [12] Loos G C, Hogge C B 1979 *Appl. Opt.* **18** 2654
- [13] Ding X K, Rong J, Bai H, Wang X, Shen J E, Li F 2008 *Chin. Opt. Lett.* **6** 1
- [14] Yu L K, Xu J, Hong S, Hou Z H, Yi W 2014 *Opt. Lett.* **39** 789
- [15] Yu L K, Hou Z H, Zhang S C, Xu J, Yi W 2015 *Opt. Eng.* **54** 024105
- [16] Bogucki D J, Domaradzki J A, Ecke R E, Truman C R 2004 *Appl. Opt.* **43** 5662
- [17] Hou W L, Woods S, Jarosz E, Goode W, Weidemann A 2012 *Appl. Opt.* **51** 2678
- [18] Nikishov V V, Nikishov V I 2000 *Int. J. Fluid Mech. Res.* **27** 82
- [19] Lu L, Ji X L, Baykal Y 2014 *Opt. Express* **22** 027112
- [20] Pu H, Ji X L 2016 *J. Opt.* **18** 105704
- [21] Lu W, Liu L, Sun J 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** 1052
- [22] Hill R J 1978 *J. Fluid Mech. Res.* **88** 541
- [23] Hill R J 1978 *J. Opt. Soc. Amer.* **68** 1067
- [24] Korotkova O, Farwell N, Shchepakina E 2012 *Wave Random Complex* **22** 260
- [25] Tang M M, Zhao D M 2013 *Appl. Phys. B* **111** 665
- [26] Baykal Y 2016 *Opt. Commun.* **375** 15
- [27] Yang T, Ji X L, Li X Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 204206 (in Chinese) [杨婷, 季小玲, 李晓庆 2015 物理学报 **64** 204206]
- [28] Liu Y X, Chen Z Y, Pu J X 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 124205 (in Chinese) [刘永欣, 陈子阳, 蒲继雄 2017 物理学报 **66** 124205]
- [29] Ma X L 2015 *Acta Photon. Sin.* **44** 0601003 (in Chinese) [马雪莲 2015 光子学报 **44** 0601003]
- [30] Fried D L 1966 *J. Opt. Soc. Am.* **56** 1372
- [31] Fried D L 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1224
- [32] Baykal Y 2016 *Appl. Opt.* **55** 1228

Characteristic parameters of adaptive optical imaging system in oceanic turbulence*

Wu Tong Ji Xiao-Ling[†] Luo Yu-Juan

(College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 16 August 2017; revised manuscript received 26 November 2017)

Abstract

Since recently one is interested in underwater communications, imaging, sensing and lidar appeared, it is important to study characteristic parameters of the adaptive optical imaging system in oceanic turbulence. Until now, the characteristic parameters of the adaptive optical imaging system in atmospheric turbulence have investigated widely and in depth, but those in oceanic turbulence have been examined seldom. It is known that the atmospheric turbulence is induced by the temperature fluctuation. However, the oceanic turbulence is induced by both the temperature fluctuation and the salinity fluctuation. The temperature and salinity spectra have similar “bumped” profiles, with bumps occurring at different wave numbers. Thus, the behavior of light propagation in oceanic turbulence is very different from that in atmospheric turbulence. In this paper, the influence of oceanic turbulence on characteristic parameters (i.e., strehl ratio, Greenwood time constant, and isoplanatic angle) of the adaptive optical imaging system is studied. The approximate analytical expression of the Strehl ratio for the short-exposure imaging case is derived. It is demonstrated by the numerical calculation method that this Strehl ratio approximate expression is accurate enough except the near field when $D_G/r_0 = 1$ (where D_G is the pupil diameter of the optical system, r_0 is the seeing parameter in oceanic turbulence), and the relative error maximum of this Strehl ratio approximate expression in the far field is much smaller than that in the near field. In addition, the analytical expressions of the Greenwood time constant and the isoplanatic angle in oceanic turbulence are also obtained in this paper. It is shown that the values of the three characteristic parameters (i.e., Strehl ratio, the Greenwood time constant and the isoplanatic angle) decrease when salinity-induced optical turbulence dominates gradually. The Strehl ratio, the Greenwood time constant and the isoplanatic angle also decrease as the rate of dissipation of kinetic energy per unit mass of seawater decreases or the rate of dissipation of mean-squared temperature increases. It is known that the isoplanatic angle at wavelength $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ are roughly $7\text{--}10 \mu\text{rad}$ for a nearly vertical path from Earth to space in atmospheric turbulence. However, it is shown in this paper that the isoplanatic angle may be on the order of μrad after 100 m propagation distance in oceanic turbulence. Therefore, the influence of oceanic turbulence on the isoplanatic angle is very large. The results obtained in this paper will be useful in the applications of adaptive optics imaging systems involving oceanic turbulence channels.

Keywords: oceanic turbulence, Strehl ratio, Greenwood time constant, isoplanatic angle

PACS: 42.68.Xy, 42.68.Wt, 95.75.Qr, 92.10.Lq

DOI: 10.7498/aps.67.20171851

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61475105, 61775152).

[†] Corresponding author. E-mail: jiXL100@163.com.