

有限湍流尺度对红外大气成像系统分辨率的影响*

张逸新^{1,2}, 陶纯堪²

(1.江南大学理学院, 江苏无锡 214036; 2.南京理工大学电子工程与光电技术学院,
江苏南京 210014)

摘要:采用包含大气湍流内、外尺度的调制折射率谱函数分析了湍流尺度对 Fried 相干参数(大气相干直径)的影响, 给出了 Fried 参数修正关系。结果表明大气湍流的内尺度对 Fried 相干参数影响不大, 然而由于尺度为 L_0 的大气湍流透镜和相干 Fried 湍涡的相互作用以及它们对传播光波的衍射作用, 有限大气湍流外尺度“增大”了 Fried 大气相干直径。

关键词:湍流尺度; Fried 参数; 折射率功率谱; 分辨率

中图分类号: TN929.12, P427.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 1007-2276(2005)02-0192-03

Effect of finite turbulence-scale on the resolutions of infrared imaging system in atmosphere *

ZHANG Yi-xin^{1,2}, TAO Chun-kan²

(1.School of Science, Southern Yangtze University, Wuxi 214036, China; 2.Institute of Electronic Engineering and Photoelectric Technology Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210014, China)

Abstract: Based on the modulation model of the power spectrum of refractive index fluctuation that includes the outer and inner scale, the effect of the finite outer scale of the atmospheric turbulence on Fried coherence parameter is studied and a modified Fried parameter is developed. Results clearly show that atmospheric transverse coherence diameter is increased when the finite outer scale of the atmospheric turbulence is considered, and the effect of inner scale on atmospheric transverse coherence diameter can be ignored, because of the action between the atmosphere-turbulence lenses with the diameter (turbulent out-scale) and the Fried coherent lenses with the diameter (Fried parameter).

Key words: Turbulence-scale; Fried parameter; Power spectrum of refractive index fluctuation; Resolutions

0 引言

在研究远离地面大气层红外发光体的成像规律时, 等晕成像是一个经常遇到的概念。所谓等晕成像

是指从发光体上相距线度为 d_0 的两点出射的光线经过起伏介质传播到达同一像点时所经历的干扰相同, 发光物面上这个小于 r_0 的区域称为等晕区。Fried 引入的参数(大气相干直径)就是用于反映此概念的一

收稿日期: 2004-04-16 修订日期: 2004-06-20

* 基金项目: 教育部重点科学技术资助项目(01091)

作者简介: 张逸新(1956-), 男, 江苏无锡人, 教授, 博士生, 研究方向为光波在湍流大气中的传播与成像。

个参量。从等晕成像的角度来说,大气相干直径 r_0 是用于描述光波在湍流大气中传输的光束空间相干特性的重要参数之一^[1,2],其限制了大气成像系统的成像分辨率。因此,研究大气湍流参数对 r_0 的影响是分析大气湍流尺度影响红外大气成像系统分辨率的有效方法之一。

传统理论认为在斜程传输时,大气湍流的外尺度 L_0 在几十米到几千米的大范围内。所以在进行传输光束的相干性研究时,不必考虑湍流内、外尺度的影响。然而实验表明,就整层大气而言, L_0 的值域范围仅在米的量级范围内^[3]。例如,Coulman 等人采用球载探空仪和星光闪烁技术测得的 L_0 统计值为 0.3~0.4 m。因此,有必要在研究工作于大气湍流中的红外成像系统成像分辨率时,考虑湍流内、外尺度的影响。

本文利用调制折射率谱,研究大气相干直径 r_0 随湍流尺度变化的规律,探讨大气湍流尺度对成像系统分辨率的影响。

1 波结构函数

通常,人们认为大气湍流的外尺度 L_0 足够大,所以,在进行天体成像分析中一般采用 Kolmogorov 湍流谱^[1]:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \quad (1)$$

式中 κ 是空间波数 (m^{-1}); C_n^2 为表征湍流强度的折射率结构常数 ($\text{m}^{-2/3}$)。在采用公式(1)的情况下,平面波波结构函数和 Fried 参数(相干直径)分别为^[2]:

$$D_{\text{ph}}(\rho) = 6.88 (\rho/r_0)^{5/3} \quad r_0 = \left[0.423 k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \right]^{-3/5} \quad (2)$$

式中 r_0 是 Fried 参数; $k=2\pi/\lambda$, λ 是传输光波的波长; L 是光波传输路径长度。

如果成像红外光源是点光源,则球面波波结构函数 $D_{\text{sph}}(\rho)$ 和 Fried 参数分别为 $D_{\text{sph}}(\rho) = \frac{3}{8} D_{\text{ph}}(\rho)$ 和 $r_0(\text{球面波}) = \left(\frac{3}{8} \right)^{3/5} r_0(\text{平面波})$ 。

如前所述,实际大气湍流的外尺度是有限的^[3]。因此,在天文成像研究和计算相干直径时应该采用包含

湍流内外尺度影响的谱,采用湍流起伏调制谱计算大气相干直径。湍流起伏调制谱可以表示为^[4]:

$$\phi_n(\kappa, L_0, l_0) = 0.0165 C_n^2 \kappa^{-11/3} \left[1 + \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) - \exp(-\kappa/\kappa_0) \right] \quad (3)$$

式中 $\kappa_0=1/L_0$ 和 $\kappa_m=5.92/l_0$, l_0 是湍流内尺度。

在考虑大气湍流内、外尺度有限的情况下,采用下例平面波波结构函数计算大气相干直径^[1]:

$$D_{\text{ph}}(\rho) = 8\pi^2 k^2 \int_0^L dz \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa, \rho)] \Phi_n(\kappa) \kappa d\kappa \quad (4)$$

式中 $J_0(x)$ 是零阶贝塞耳函数; ρ 为所考虑平面内两点间距离。把公式(3)代入公式(4),通过计算得到:

$$\begin{aligned} D_{\text{ph}}(\rho) = & 1.30 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-8/3} [1 - J_0(\kappa\rho)] \times \\ & \left[\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) + 1 - \exp(-\kappa/\kappa_0) \right] = \\ & 0.25 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \\ & \left\{ 5.85 \rho^{5/3} - 17.404 \kappa_0^{-5/3} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\kappa_0^2 \rho^2}{4} \right) - 1 \right] \right. \\ & \left. + 17.404 \kappa_m^{-5/3} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\kappa_m^2 \rho^2}{4} \right) - 1 \right] \right\} = \\ & 1.464 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \\ & \left\{ \rho^{5/3} - 2.98 \kappa_0^{-5/3} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\kappa_0^2 \rho^2}{4} \right) - 1 \right] \right. \\ & \left. + 2.98 \kappa_m^{-5/3} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\kappa_m^2 \rho^2}{4} \right) - 1 \right] \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

式中 ${}_1F_1(a, b, x)$ 是合流超几何函数。

实际使用的成像系统的直径 D_0 往往远小于湍流外尺度 L_0 和远大于湍流内尺度 l_0 , 即 $D_0 \ll L_0$ 和 $D_0 \gg l_0$ 。此外,我们所观察的传输场处于 $\rho \leq D_0/2$ 的范围内,由此可以把 ρ/L_0 (即 $\frac{\rho^2 \kappa_0^2}{4}$) 作为小量展开公式(6)中

的合流超几何函数 ${}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\rho^2 \kappa_0^2}{4} \right)$ 为^[5]:

$${}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\rho^2 \kappa_0^2}{4}\right) \approx 1 + \frac{5/6 \rho^2 \kappa_0^2}{4} \quad (6)$$

在又考虑到成像系统满足 $\kappa_m \rho \gg 1$, 并把 $\frac{\rho^2 \kappa_m^2}{4}$ 作为大量展开公式 (5) 中的合流超几何函数 ${}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\rho^2 \kappa_m^2}{4}\right)$, 利用大负值 z 时的合流超几何函数 ${}_1F_1(\alpha; \gamma; z)$ 近似式为^[5]:

$${}_1F_1(\alpha; \gamma; z) \approx \frac{\Gamma(\alpha)}{\Gamma(\gamma-\alpha)} (-z)^{-\alpha} \quad (7)$$

有:

$${}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{\rho^2 \kappa_m^2}{4}\right) \approx \frac{1}{\Gamma(11/6)} \left(\frac{\kappa_m \rho^2}{4}\right)^{5/6} \quad (8)$$

由上述近似公式 (7)、(8) 和 (5) 近似为:

$$D_{ph}(\rho) = 1.464k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \times \left[\rho^{5/3} - 0.602\kappa_0^{1/3} \rho^2 + 2.98 \frac{1}{2^{5/3} \Gamma(11/6)} \rho^{5/3} \right] \quad (9)$$

对上式括号中第二项作平方近似的逆近似^[6]:

$$0.62\kappa_0^{1/3} \rho^2 \approx \rho^{5/3} (0.62\kappa_0^{1/3})^{5/6} \quad (10)$$

把公式 (10) 代入公式 (9), 即得到:

$$D_{ph}(\rho) = 6.88 (\rho/R_0)^{5/3} \quad (11)$$

式中 R_0 为新大气相干直径。

$$R_0 = \left\{ 0.423k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \left[1 - \frac{1}{2} \left(0.602 \left(\frac{1}{L_0(z)} \right)^{1/3} \right)^{5/6} \right] \right\}^{-3/5} = \left\{ 0.423k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \left[1 - 0.328 \left(\frac{1}{L_0(z)} \right)^{5/18} \right] \right\}^{-3/5} \quad (12)$$

显然, 当考虑湍流外尺度 $L_0 \rightarrow \infty$ 时, $R_0 = \left(0.423k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \right)^{-3/5} = r_0$ 。 L_0 随高度而改变的规律目前尚无公认的关系, 可通过实验数据拟合获取经验关系。在近地面水平传输时, 常取 $L_0 = \nu H (m)$, $\nu \approx 0.1 \sim 0.4$, H 是传输光束平均离地高度。这时 $C_n^2(z) = C_n^2$ 与

传输路径无关, 则有:

$$R_0 = r_0 \left[1 - 0.328 (1/L_0)^{5/18} \right]^{-3/5} \quad (13)$$

采用类似分析, 可以得出球面波源成像的相干直径为 $(8/3)^{3/5} R_0$ 。

2 数值计算与结论

为了进一步分析湍流外尺度对大气相干半径的影响, 在光束近地面水平传输情况下用含有有限湍流外尺度的大气相干直径 R_0 与 Fried 参数 r_0 的比 $\eta = R_0/r_0$ 进行计算, 结果如图 1 所示。从图 1 可以看出, 当 $L_0 = 0.4 \text{ m}$ 时, $R_0 = 1.5r_0$, 结合图 1 和公式 (13) 可以看到随着有限湍流外尺度的增大, 大气相干半径趋向于 Fried 参数 $r_0 = \left[0.423k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \right]^{-3/5}$ 。从图 1 也可以发现: 当湍流外尺度 L_0 小于 1 m 时, 随着 L_0 的增加, R_0 下降很快, 而当 L_0 达到 1 m 后, 随着 L_0 的增加, R_0 的下降十分平缓。

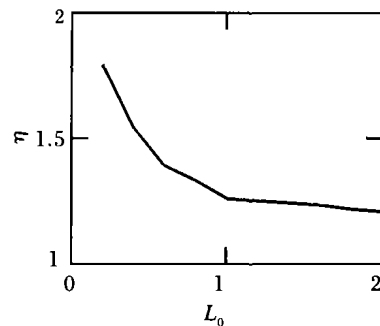


图 1 大气相干直径的放大率 η

Fig.1 Amplification of atmospheric transverse coherence diameter

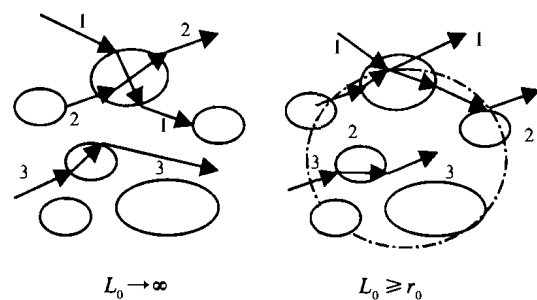


图 2 光束通过不同尺度湍流传播

— 直径为 r_0 的 Fried 相干透镜; --- 直径为 L_0 的大气湍流透镜
Fig.2 Light beam propagating in the different scales of turbulent eddies
— Frid coherent lens of diameter r_0 ; --- Atmospheric turbulence lens of diameter L_0 (下转第 199 页)

3 结论

用研制的微型共焦光学检测系统对不同含量的 IR ink 进行测量,检测器有较高的检测灵敏度和可靠性。实验结果表明,用 IR ink 可以印刷透明的防伪隐形条码,用于数据储存,也可以用来隐藏特定的信息,作为印刷水印出现,还可以用不同含量的 IR ink 组成图形。该技术作为信息编码、防伪(用一般复制技术无法复制)等用途有着广泛的应用前景。除此之外,根据红外上转换材料对离焦反应灵敏的特性,还可将 IR ink 用于样品表面平整度和微位移等方面的检测。

参考文献:

- [1] 王立强,陆祖康,林斌. 生物芯片及其荧光信号检测[J]. 光学仪器, 2002, 24(4-5):7-13.
 [2] Zenzinger M, Götz M H, Fischer S, et al. Confocal fluorescence

microscopy for minimal-invasive tumor diagnosis [J]. Applied Physics B, 2000, 70:281-286.

- [3] Oelckers S, Gurzadyan G G, Roeder B. The use of infrared up-conversion for the detection of 1.3 μm luminescence[J]. Infrared Physics & Technology, 1998, 39:425-431.
 [4] Hernandes Faustino de Carvalho, Sebastiao Roberto Taboga. Fluorescence and confocal laser scanning microscopy imaging of elastic fibers in hematoxylin-eosin stained sections[J]. Histochem Cell Biol, 1996, 106:587-592.
 [5] 曹玉琳. 红外上转换材料在防伪技术中的应用[J]. 激光与红外, 2001, 31(3):190-191.
 [6] 龚平, 侯洵. 一种可用于红外条纹相机的新材料[J]. 红外与毫米波学报, 1995, 14(2):156-158.
 [7] 张大慰, 龚平, 过晓晖, 等. 一种反光发光复合标牌材料的研究[J]. 光子学报, 1997, 26(3):252-255.
 [8] 周望, 陈林森, 叶燕. 共焦光学传感头用于红外上转换油墨的微弱光检测[J]. 光子学报, 2004, 33(7):814-817
 [9] 李金哲, 朱俊英. 条形码自动识别技术[M]. 北京:国防工业出版社, 1993.

(上接第 194 页)

由上述分析得出如下结论:湍流内尺度对大气相干直径影响不大,有限湍流外尺度则“增大”了大气相干直径。对此结果的物理含义可作如下分析:由大气湍流理论得知,不同大气湍流涡旋间的折射率是有差异的,光束通过它们传播时将产生散射与折射。当光束不经过任何光学系统且在如图 2(a)所示的大气湍流外尺度 L_0 为无穷大的情况下传播时,根据 Fried 的分析思路^[2]和大气湍流等效透镜观点^[7],光波仅被由一系列随机分布、半径为 r_0 和“质地均匀”的大气“相干透镜”构成的透镜阵散射和折射,通过某一截面的光束是通过不同路径散射与折射子光束的叠加。而当光束在如图 2(b)所示的有限外尺度的湍流大气中传播时,由于光束除受到大气“相干透镜”构成的透镜阵散射和折射外,还进一步受到尺度为 L_0 不同湍流构成的边界层的反射与折射,反射作用使光线折回而部分地被限制在较小的空间内传播形成“弱波导”,湍流边界的反射作用同时也局部限制了“弱波导”以外的光线进入“弱波导”。正因为如此,在有限尺度为 L_0 湍流层中传播的光束的各子光束受不同湍流扰动的程度要低于在湍流尺度为无限大的湍流成像系统。

参考文献:

- [1] 张逸新. 随机介质中光的传播与成像[M]. 北京:国防工业出版社, 2002. 206-21.
 [2] Fried D L. Limiting resolution looking down through the atmosphere[J]. J Opt Soc Am, 1966, 56(11):1380-1385.
 [3] Coulman C E, Vernin J, Coqueugniot Y, et al. Outer scale of turbulence appropriate to modeling refractive-index structure profiles [J]. Appl Opt, 1988, 27(1):155-160.
 [4] 张逸新, 陶纯堪, 朱拓. Two-scales model of the refractive-index fluctuations for laser propagation in an atmospheric turbulence [J]. 光电子·激光, 2004, 15(10):1246-1249.
 [5] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Washington:SPIE Optical Engineering Press, 1998.
 [6] Mironov V L, Nosov V V. On the theory of spatially limited light beam displacements in a randomly inhomogeneous medium [J]. J Opt Soc Am, 1977, 67(8):1073-1079.
 [7] Tyson R. Principles of adaptive optics[M]. New York:Academic Press, 1991.