

文章编号: 1001-4322(2006)11-1793-03

激光大气闪烁的高频谱特性*

朱文越, 马晓珊, 饶瑞中

(中国科学院 安徽光学精密机械研究所 大气光学重点实验室, 合肥 230031)

摘 要: 采用三波长闪烁仪进行了大气边界层的光传输实验, 结果表明: 在相同的传播条件下, 非平面波激光大气闪烁功率谱的高频部分与波长存在着一定的关系, 功率谱无标度区间的斜率即标度指数是一个与湍流强度、波长等因素有关的函数, 在满足弱起伏的条件下, 标度指数一般与波长呈负相关, 波长愈长则标度指数愈小, 频谱下降的趋势愈快; 波长愈短则标度指数愈大, 频谱下降的趋势愈慢。

关键词: 激光大气闪烁; 高频谱特性; 标度指数; 负相关

中图分类号: P427.1

文献标识码: A

根据光传输理论^[1-2], 对于平面波和球面波, 光波振幅(或光强)起伏的频谱(或功率谱)具有明显的特征, 它可以分为低频段和高频段。在低频段的主要部分, 频谱随频率呈线性关系; 而在高频段的大部分范围, 频谱与频率呈负指数变化关系, 满足标度不变律。尽管这些研究考虑了不同的湍流谱模型, 如 Kolmogorov 谱、Tatarskii 谱和 von Karman 谱等, 但得到的高频谱具有一个共同的渐近形式即幂率指数或标度指数为 $-8/3$ 。由于高斯光束对数振幅相关函数的复杂性, 没有可供应用的解析表达式, 一般只能把它当作平面波或者球面波来处理, 认为在高频段依然满足“ $-8/3$ 幂率”, 也有人认为满足“ $-11/3$ 幂率”。最近的研究结果表明^[2-6]: 光波起伏频谱的高频部分与湍流谱的高频特征(湍流耗散区)、风速的不均匀性、有限的接收口径等因素有关, 而高斯光束的频谱, 还与光束本身的参数密切相关, 一般情况下, 其高频谱特征与平面波、球面波并不相同。文献[4]采用数值计算的方法对高斯光束的高频谱特性进行了详细研究后认为: 对于具有一定束腰半径的高斯光束, 其高频谱主要取决于 Fresnel 尺度与束腰半径的比值; 在内尺度为零的局地均匀、各向同性湍流中, 当该比值小于 1 时, 高频功率谱呈 $-8/3$ 或 $-14/3$ 两段幂率; 当比值大于等于 1 时, 高频功率谱呈 $-14/3$ 的幂率。

不论是经典的光传输理论, 还是最近的研究成果, 尽管他们都考虑了诸多因素对频谱的影响, 但是都得到了一个共同的结论: 光波振幅起伏频谱的高频部分都只随频率呈负指数的变化关系, 即

$$W_{\chi, I}(f \gg f_0) \propto f^\alpha \quad (1)$$

式中: χ 和 I 分别为光波的振幅和光强; f 为频率; $f_0 = v_\perp / \sqrt{2\pi\lambda L}$ 为特征频率(v_\perp , λ 和 L 分别表示横向风速、波长和传播距离), 对应于对数振幅频谱曲线的转折点; 标度指数 α 取 $-8/3$, $-11/3$ 或 $-14/3$ 。我们采用三波长闪烁仪进行了海面低层大气光传输的连续观测实验, 结果表明: 在相同光传播条件下, 激光大气闪烁功率谱的标度指数 α 并不是常量, 而是一个与波长有关的函数, 即频谱高频部分随频率的关系为

$$W_{\chi, I}(f \gg f_0) \propto f^{\alpha(\lambda)} \quad (2)$$

1 光波振幅起伏的频谱理论

根据湍流介质中的光传输理论, 光波振幅起伏的时间频谱密度是光波振幅起伏时间相关函数的 Fourier 变换^[7-8], 即

$$W_\chi(f) = 4\pi k^2 \int_0^L dz \int_{2\pi f/v}^\infty [(\kappa\gamma v)^2 - (2\pi f)^2]^{-1/2} \sin^2[P(\gamma, \kappa, z)] \Phi_n(\kappa) |_{z, \kappa} d\kappa \quad (3)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$ 是光波数; κ 是空间波数; $\Phi_n(\kappa)$ 是湍流谱; v 是湍流介质的平均运动速度; γ 和 $P(\gamma, \kappa, z)$ 分别为光波的传播因子和衍射因子, 对于球面波 $\gamma = z/L$, $P(\gamma, \kappa, z) = \gamma(L-z)\kappa^2/2k$ 。

在假设光传播路径上湍流强度均匀的情况下, 球面波的对数振幅起伏的频谱密度为^[2]

$$W_\chi(f) = 2\pi k^2 L \int_{2\pi f/v}^\infty Q(\kappa) [(\kappa\gamma v)^2 - (2\pi f)^2]^{-1/2} \Phi_n(\kappa) d\kappa \quad (4)$$

* 收稿日期: 2005-10-12; 修订日期: 2006-05-18

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 朱文越(1976—), 男, 博士研究生, 主要从事大气光传输的湍流效应研究; wyzhu@aiofm.ac.cn。

其中核函数为

$$Q_{\chi,sp}(\kappa) = \frac{1}{L} \int_0^L \left\{ 1 \mp \cos \left[\frac{z(L-z)}{kL} \kappa^2 \right] \right\} dz$$

对于 Kolmogorov 湍流谱, 球面波对数振幅起伏频谱的低频和低频部分的渐近形式为

$$W_{\chi,sp} = \begin{cases} 0.297 \sigma_{\chi,sp}^2 / f_0, & f \ll f_0 \\ 0.048 3 \sigma_{\chi,sp}^2 / f_0 (f/f_0)^{-8/3}, & f \gg f_0 \end{cases} \quad (5)$$

这里 $\sigma_{\chi,sp}^2 = 0.124 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 为球面波的对数振幅起伏方差。平面波对数振幅的时间频谱的形状和球面波闪烁频谱几乎完全一致, 唯一的区别在于对数振幅低频端的常数值是球面波的 4.44 倍。对于高斯光束, 由于其频谱表达式的复杂性和在实际应用中光强起伏问题普遍性, 更多的研究着眼于光强起伏的时间频谱。对于 Kolmogorov 湍流谱, 弱起伏条件下高斯光束光轴上光强起伏的时间频谱密度为^[8]

$$W_I(f) = 4.236 \sigma_I^2 f_0^{-1} \int_0^1 \int_0^\infty d\xi dt \exp[-\Delta \xi(t+f_1^2)] t^{-1/2} (t+f_1^2)^{-11/6} \{1 - \cos[(t+f_1^2)\xi(1-\Theta\xi)]\} \quad (6)$$

式中: $f_1 = f/f_0$; $\sigma_I^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 是平面波的 Rytov 方差; 此频谱密度与高斯光束的两个特征参量 $\Delta = \pi^{-1} (\sqrt{\lambda L}/\omega)^2$, $\Theta = -L/R$ 有关, 其中 ω 为接收位置的光束半径, R 为接收位置的曲率半径。对于具有无穷大束腰半径的高斯光束 ($\Delta = \Theta = 0$), 其频谱密度等同于平面波的频谱密度; 对于束腰半径为零的准直光束, 其频谱密度等同于球面波的频谱密度。对于束腰半径为 ω_0 的高斯光束, 根据式 (6) 我们可以推断当 $f \rightarrow \infty$ 时, $W_I(f \gg f_0) \propto f^{-11/3}$ 。

2 实验结果

基于三波长的边界层闪烁仪^[9], 在除波长之外的其它所有因素都相同的条件下, 我们定量地研究了激光大气闪烁的高频谱特性与波长的关系。图 1 为三波长闪烁仪的实验光路示意图, 波长为 671, 532 和 473 nm 的三束激光等高度平行通过同一段传播路径, 光电倍增管接收光强起伏的信号并送至计算机中保存。光束的发射间距约为 5 cm, 传输距离为 1 km。三束光波参数均为: 基模、高斯光束, 出口束腰半径为 1.5 mm, 全角发散角小于 1.2 mrad。光传输路径的 80% 位于海面上, 高度距离海平面约 6 m。Fresnel 尺度与束腰半径的比值分别为 14.5, 15.4 和 17.3。

图 2 是三波长激光大气闪烁的频谱分析结果。可以看出: 尽管红 (671 nm)、绿 (532 nm)、蓝 (473 nm) 三束光波同时经过同一段传播路径, 其频谱的低频部分也基本一致, 但高频谱密度的斜率差别比较明显; 波长较长

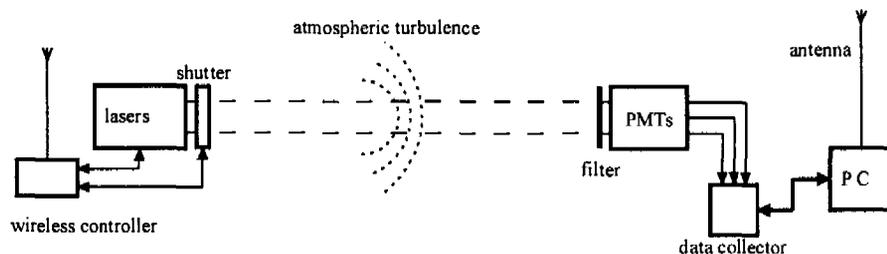


Fig. 1 Sketch of the three-wavelength scintillometer

图 1 三波长闪烁仪示意图

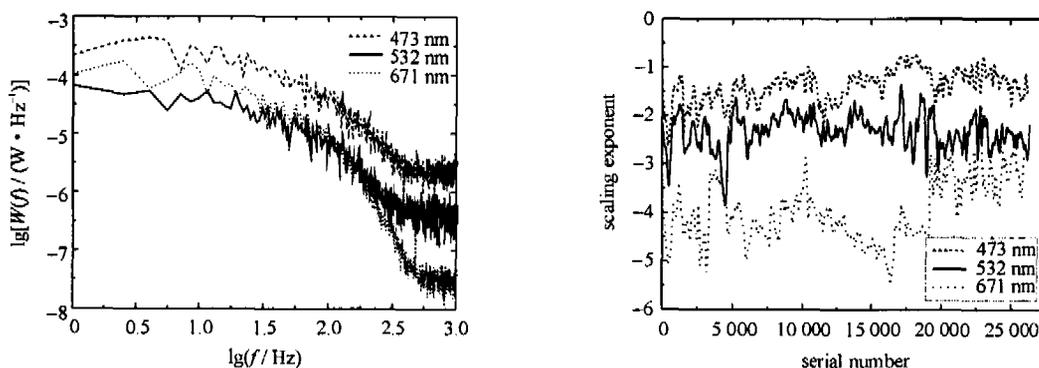


Fig. 2 Comparison of the scaling exponents of laser scintillation at three wavelengths

图 2 三波长激光大气闪烁的功率谱标度指数对比

的红光的高频谱比波长较短的绿光和蓝光的高频谱更加陡峭,其随频率下降的趋势更快;而波长最短的蓝光的高频谱下降得最为缓慢。统计结果揭示了不同波长的光强起伏功率谱标度指数 α 之间的比值关系 $\alpha_{671} : \alpha_{532} : \alpha_{473} = 12 : 7 : 5$, 其标准偏差分别为 $5/9, 1/6$ 和 $4/15$ 。

值得一提的是,文献[5]对实际大气中光强起伏标度指数与闪烁指数的关系进行了实验研究,其结果表明:在弱起伏条件下,标度指数与闪烁指数存在着近似的线性关系,即

$$\alpha \propto \beta_l = aC_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (7)$$

由于实验是在光传输距离为 1 km、波长为 632.8 nm 的条件下进行,因此其结论实质上反映了标度指数与折射率结构常数之间的关系,即 $\alpha \propto C_n^2$ 。结合本文结果,可以得出如下关系

$$W_{x,l}(f \gg f_0) \propto f^{\alpha(C_n^2, \lambda)} \quad (8)$$

3 讨 论

本文的实验表明光强起伏的高频谱幂指数与波长有关,且给出了三个波长光强起伏的功率谱标度指数的比值关系。在实验中,671 nm 的红光的标度指数值在 $-14/3$ 和 $-11/3$ 之间,若考虑到波长的影响,与文献[4]采用 632.8 nm 激光所做的实验值比较符合;532 nm 绿光的标度指数值接近理论值 $-8/3$,与经典的弱起伏条件下的光传输理论所预言的结果差别不大;而 473 nm 蓝光的标度指数值一般都大于理论值 $-8/3$ 。尽管根据文献[3-4]的数值研究,波长(或 Fresnel 尺度)主要起“阈值”的作用,大于或小于某阈值时,功率谱标度指数高频功率谱呈 $-8/3$ 或 $-14/3$ 两段幂率。但实验却表明当 Fresnel 尺度与束腰半径的比值超过 1 时,标度指数与波长具有某种依赖关系,其可能的原因在于:数值计算中采用的是内尺度为零的 Kolmogorov 湍流谱,并且完全排除了其它的一切干扰;而实际的大气湍流状况可能并不符合 Kolmogorov 湍流谱,振幅起伏受到内尺度和湍流耗散区等其它因素的影响,而这些因素可能对波长是敏感的。

参考文献:

- [1] Strohbehn J W. Laser beam propagation in the atmosphere[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978: 158-161.
- [2] Ishimaru A. Wave propagation and scattering in random media[M]. New York, IEEE and Oxford University, 1997: 430-439.
- [3] Rao R Z, Wang S P, Liu X C. Turbulence spectrum effect on wave temporal-frequency spectra for light propagating through the atmosphere [J]. *J Opt Soc Am A*, 1999, 16(11): 2755-2762.
- [4] 饶瑞中, 龚知本. 激光在湍流大气中传播的高频起伏特征[J]. 中国激光, 2002, 29(s0): 281-284. (Rao R Z, Gong Z B. High-frequency fluctuation behavior of laser beam propagating through a turbulent atmosphere. *Chinese Journal of Lasers*, 2002, 29(s0): 285-288)
- [5] 饶瑞中, 王世鹏, 刘晓春, 等. 实际大气中激光闪烁的频谱特征[J]. 中国激光, 1999, 26(5): 411-414. (Rao R Z, Wang S P, Liu X C, et al. Characteristics of the power spectrum of laser irradiance scintillation in a real atmosphere. *Chinese Journal of Lasers*, 1999, 26(5): 411-414)
- [6] 饶瑞中. 大气光传播研究中的湍流谱与间歇性[J]. 电子科技大学学报, 1999, 28(4): 437-442. (Rao R Z. Light propagation in atmosphere, turbulence spectrum and intermittency. *Journal of University of Electronic Science and Technology of China*, 1999, 28(4): 437-442)
- [7] 塔塔尔斯基 V I. 湍流大气中波的传播理论[M]. 北京: 科学出版社, 1978: 3-24. (Tatarskii V I. Wave propagation in a turbulent medium. Beijing: Science Press, 1978: 3-24)
- [8] Andrews L C, Phillips P L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE Press, 1998: 189-193.
- [9] 朱文越, 赵柱灵, 马晓珊, 等. 同步测量大气湍流折射率结构常数和内尺度的光学方法[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(10): 1461-1464. (Zhu W Y, Zhao Z L, Ma X S, et al. Optical method for simultaneously measuring refractive-index structure parameter and inner scale of atmospheric turbulence. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(10): 1461-1464)

High-frequency spectrum behavior of laser scintillation in turbulent atmosphere

ZHU Wen-yue, MA Xiao-shan, RAO Rui-zhong

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 1125, Hefei 230031, China)

Abstract: Field experiments were performed upon the laser beam propagation using a three-wavelength scintillometer in the maritime atmospheric boundary layer. The results show that the high-frequency spectrum behavior has something to do with the wavelength. The slope of the scaling region (or the scaling exponent) is anti-correlated with the wavelength, that is to say, the longer the wavelength is, the less the scaling exponent is, and vice versa.

Key words: Laser scintillation; High-frequency spectrum behavior; Scaling exponent; Anti-correlation