

文章编号: 0258-7025(2002)Supplement-0281-04

激光在湍流大气中传播的高频起伏特征*

饶瑞中 龚知本

(中国科学院安徽光学精密机械研究所国家 863 计划大气光学重点实验室, 合肥 230031)

提要 研究激光在湍流大气中起伏的频谱特性一般不能把激光束当作平面波或球面波处理, 其高频特征与下列因素有关: 1) 接收口径: 随接收口径的增大, 高频谱下降加快, 对于平(球)面波, 高频谱偏离 $-8/3$ 幂律, 在接近菲涅耳尺度时呈现 $-11/3$ 的幂律。2) 湍流耗散区的谱特征: 随着湍流内尺度的增大和风速的减小, 高频谱下降趋势加快。3) 激光束形状: 当激光束不能作为平(球)面波处理时, 高频谱呈 $-8/3$ 和 $-14/3$ 两段幂律或仅呈 $-14/3$ 的幂律。上述结果得到了实验验证。

关键词 激光大气传播, 频谱特征, 大气湍流

中图分类号 TN012 **文献标识码** A

High-frequency Fluctuation Behavior of Laser Beam Propagating through a Turbulent Atmosphere

RAO Rui-zhong GONG Zhi-ben

(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

Abstract In the investigation of the temporal feature for a laser beam propagating through a turbulent atmosphere, in general, the Gaussian beam wave can not be treated simply as a plane or a spherical wave. The high-frequency spectrum (HFS) is affected by the receiver aperture, the turbulence spectrum in the dissipation range, and the Gaussian beam type. The HFS departs from the ordinary behavior in a deeper tendency with the increase of the receiver aperture. For a plane or a spherical wave, the HFS departs from the $-8/3$ power law and trends to a $-11/3$ power law when the aperture is as large as the Fresnel length. With the increase of the turbulence inner scale and the wind speed the HFS departs from the ordinary power law in a deeper tendency. When the Gaussian beam can not be treated as a plane or a spherical wave the HFS presents a $-8/3$ and a $-14/3$ power-law dependence in two regions or a unique $-14/3$ power-law dependence. The results are verified by experimental data.

Key words light propagation, temporal spectrum, atmospheric turbulence

1 引言

随机介质中的光传播理论认为: 在湍流介质中传播的平面波、球面波和高斯束状波的时间起伏频谱的高频部分具有相同的 $-8/3$ 幂律^[1]。平面波或球面波的结果得到了大量实验的验证, 而实际湍流大气中激光光强起伏频谱的高频特征与理论结果有很大的出入^[2,3]。由于目前绝大部分的光传播问题都是以激光为光源, 仅有平面波或球面波的结果是不够的, 而且在何种情况下可将激光束当作平面波或球面波处理

尚缺乏明确的标准。在大量理论与实验研究的基础上, 我们发现有限的接收面积、激光束的形状以及湍流谱的特征等因素都对光波起伏频谱有影响。实验结果牵涉到太多的不确定因素, 难以区分各自的影响。我们拟从理论分析入手解决这个问题, 运用数值计算方法, 舍去数学上的近似假设, 分别考察以上各个因素的作用。不失一般性, 在研究接收口径和湍流谱的影响时以球面波作为处理对象。

2 接收孔径对起伏频谱的影响

球面波的对数振幅 χ 的起伏频谱为^[4],

* 国家 863 计划激光技术主题资助

$$W_x(f) = 8\pi^2 k^2 \int_0^L dz \int_{2zfv}^{\infty} dK \frac{K\Phi_n(K)}{\sqrt{(Kv)^2 - (2\pi f)^2}} \times \left\{ 1 - \cos\left[\frac{K^2 z(L-z)}{kL}\right] \right\} \quad (1)$$

这里 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, v 是垂直于传播路径的风速, L 是传播距离, f 是时间频率, Φ_n 为湍流谱密度。对(1)式进行孔径平均后可获得相应的起伏频谱, 这里采用内尺度为零的 Kolmogorov 湍流谱。

在弱起伏条件下, 点接收的功率谱密度 $W(f)$ 以特征频率 $f_0 = v/\sqrt{L\lambda}$ 为界分为低频段和高频段

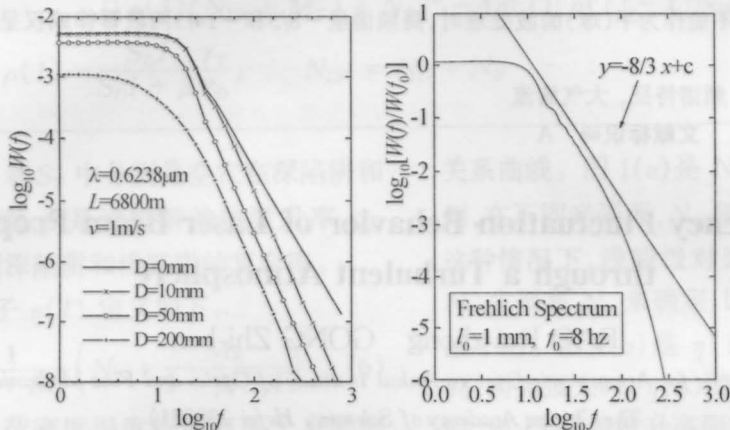


图1 对数振幅的起伏频谱:(a) 不同接收口径,湍流内尺度为零;(b) 点接收,对应于内尺度为1 mm 的 Frehlich 湍流谱
Fig. 1 Temporal spectra for log - amplitude fluctuation: (a) In apertures of different diameters with zero turbulence inner scale; (b) With Frehlich turbulence spectrum and a 1 mm inner scale

3 湍流谱对起伏频谱的影响

上节结果针对内尺度为零的湍流谱,湍流谱所有空间频率范围的谱形式都等同于惯性区。数值分析表明^[5],在许多情况下,即使在较低的时间频率上惯性区对光波起伏频谱的贡献已经无足轻重,而在较高的时间频率上,起伏频谱的特征与惯性区完全无关,而与湍流耗散区密切相关,因此湍流内尺度是一个关键的参量。图 1(b)是用内尺度为 1 mm 的 Frehlich 湍流谱计算的球面波对数振幅的起伏频谱(以 f_0 处的值归一化)。在 f_0 之上存在着一段区域,斜率接近 $-8/3$ 。但在此区域之上频谱密度偏离 $-8/3$ 幂律,以更快的趋势下降。风速越小,湍流内尺度越大,耗散区的湍流谱对光波起伏频谱的影响就越明显。

将起伏频谱随接收口径的变化关系与起伏频谱随湍流内尺度的变化关系进行比较可知,只有当湍流内尺度为零并且接收口径非常接近于零时,平面波或球面波闪烁频谱的高频部分才严格服从 $-8/3$ 幂律。这两个关系相似但存在着十分明显的区别:

两个区间,低频段为常数,高频段呈幂指数变化关系,在 f_0 处的转折明显^[2]。图 1(a)绘出了接收口径 $D=0$ mm, 10 mm, 50 mm, 200 mm 的起伏频谱。对于点接收,频率高于 f_0 的频谱呈 $-8/3$ 幂律。随着接收口径的增大,高频谱在越来越低的频率上偏离 $-8/3$ 幂律,以更快的幂律下降。当接收口径接近菲涅耳尺度 $\sqrt{L\lambda}$ (65.6 mm) 时,完全呈现 $-11/3$ 的幂律。当接收口径进一步增大时,特征频率 f_0 作为功率谱高频与低频的分界点越来越模糊,频谱低频部分向高频部分的转折越来越平缓。

随内尺度的增大,高频谱下降越来越快,如果拟合成幂律,则幂值的绝对值越来越大;而随着接收口径的增大,对球面波而言,高频谱偏离 $-8/3$ 幂律,却很快服从另一固定的 $-11/3$ 幂律。

4 激光束形状的影响

对于 Kolmogorov 湍流谱,高斯光束光轴上光强起伏的时间频谱密度为^[6]

$$W_I(f) = 4.236\sigma_1^2 f_0^{-1} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi dt \times \exp[-\Lambda\xi(t+f_1^2)] t^{-1/2} (t+f_1^2)^{-11/6} \times \{1 - \cos[(t+f_1^2)\xi(1-\bar{\Theta}\xi)]\}, \quad (2)$$

式中 $f_1 = f/f_0$, $\sigma_1^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 是闪烁指数, C_n^2 为折射率结构常数。此频谱密度与高斯光束的两个特征参量有关: $\Lambda = \pi^{-1}(\sqrt{\lambda L}/w)^2$, w 为接收位置的光束半径; $\bar{\Theta} = -L/R$, R 为接收位置的曲率半径。对于具有无穷大光腰的高斯光束 $\Lambda = 0, \bar{\Theta} = 0$, 其频谱密度等同于平面波的频谱密度。对于光腰为 0 的准直光束,其频谱密度等同于球面波的频谱密度。

对于一定光腰半径 w_0 的高斯光束,如用参数 $\Delta = \pi^{-1}(\sqrt{\lambda L}/w_0)^2$ 来描述,则光腰半径为 $\sqrt{L\lambda/\pi\Delta}$,发散角为 $\sqrt{\Delta\lambda/\pi L}$,随 Δ 的增大,光腰半径减小,发散角增大。考虑三种高斯光束,一是光腰位于接收端的聚焦光束, $\Lambda = \Delta$;二是光腰位于发射端的准直光束, $\Lambda = \Delta/(1 + \Delta^2)$,在 $\Delta = 1$ 时达到极大值 0.5;三是一种光腰位于传播路径中心的发散光束, $\Lambda = 4\Delta/(4 + \Delta^2)$,在 $\Delta = 2$ 时达到极大值 1。

当 Δ 很小时(大光腰,小发散角),三种光束的频谱基本一致,如图 2(a) 所示。 $\Delta = 0$ 的情况等同于

平面波,高频谱呈现 $-8/3$ 幂律,随着 Δ 的增大,高频谱偏离 $-8/3$ 幂律,并出现另一个 $-14/3$ 的幂律。当 Δ 达到 0.1,高频谱呈现单一的 $-14/3$ 幂律。大 Δ 值(小光腰,大发散角)的准直光束的频谱密度如图 2(b) 所示, $\Delta = \infty$ 等同于球面波,高频谱呈 $-8/3$ 幂律,随 Δ 的增大高频谱在越来越低的频率上偏离 $-8/3$ 幂律,同时出现另一段 $-14/3$ 幂律的频谱,当 Δ 达到 0.1,高频谱呈完全的 $-14/3$ 幂律。如以参数 Δ 为参照,则聚焦光束和发散光束的高频谱也具有相同的特征。

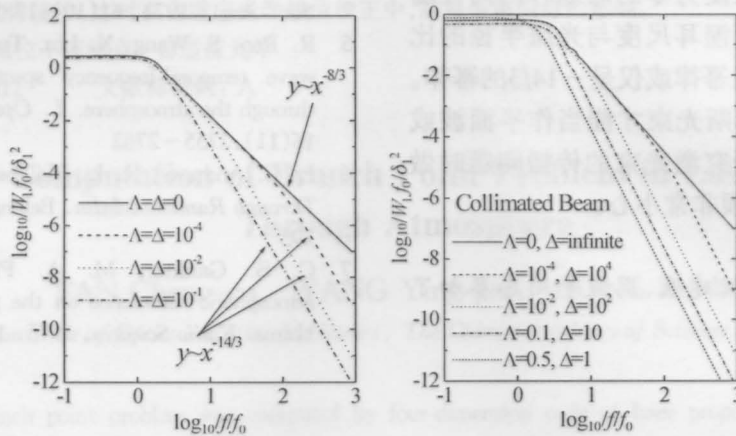


图 2 (a) 具有小 Δ 值的高斯光束; (b) 具有大 Δ 值的准直高斯光束的频谱密度

Fig.2 Temporal spectra of Gaussian beam waves with small Δ (a); collimated Gaussian beam waves with large Δ (b)

以前曾有研究结果认为高斯光束的高频谱具有 $-11/3$ 的幂律^[7],本文否定了这个结论。

10^{-4} 比较小,高频谱中存在一端 $-8/3$ 的部分,当特征频率较高时,该部分将使拟合的幂值的绝对值小于 $14/3$ 。

5 实验验证

湍流大气中的激光闪烁实验验证了上述分析结果。实验使用 $0.6328 \mu\text{m}$ 的准直激光束,其发散角为 0.7 mrad ,传播距离 1000 m ,在此条件下 $\Delta = 4 \times 10^{-4}$ 。利用五线段法系统拟合一天内每 10 min 一次的闪烁频谱得到高频谱的幂律^[2]。幂值 α 随时间变化如图 3 所示,全天 145 次样本的平均值为 $-13.32/3$,标准差为 $2.4/3$ 。日出日落时分,因大气层结转换湍流处于不稳定状态,排除这两段时间内的数据($6:30 \sim 7:10, 16:00 \sim 17:10$)剩余的 132 个样本的平均值为 $-13.78/3$,标准差为 $1.96/3$ 。

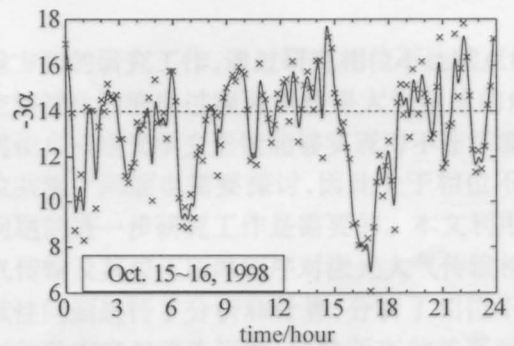


图 3 $0.6328 \mu\text{m}$ 激光在 1000 m 传播距离上的对数光强起伏频谱的时间变化特征

Fig.3 Diurnal variation of HFS exponent for the intensity spectrum of a collimated $0.6328 \mu\text{m}$ laser propagating 1000 m in the atmosphere

从统计平均的角度来看,实验结果较好地符合 $-14/3$ 幂律,但幂值的起伏也是明显的。可能有三方面的原因,一是湍流内尺度的影响,使得幂值的绝对值大于 $14/3$;二是湍流谱幂值的起伏,使闪烁频谱的幂值在 $-14/3$ 附近起伏,三是高斯光束的 $\Delta = 4 \times$

6 小 结

大气湍流的复杂性、激光束的特殊结构以及不

同的传播起伏条件使得研究激光在湍流大气中起伏的频谱特性不能简单利用平面波或球面波的结果,其高频谱具体特征与下列因素有关:

1) 接收口径:随接收口径的增大,高频谱下降加快,对于平(球)面波,高频谱偏离 $-8/3$ 幂律,在接近菲涅耳尺度时呈现 $-11/3$ 的幂律。

2) 湍流耗散区的谱特征:湍流内尺度是一个关键的参量,随着湍流内尺度的增大和风速的减小,高频谱下降趋势加快。

3) 激光束形状:一般情况下激光束不能作为平(球)面波处理,对于内尺度为零的局地各向同性湍流,高频谱主要取决于菲涅耳尺度与光斑半径的比值,呈 $-8/3$ 和 $-14/3$ 两段幂律或仅呈 $-14/3$ 的幂律。只有当 Δ 值非常小时高斯光束才能当作平面波或球面波来处理,因此在研究激光束的传播问题时做平面波或球面波假定必须非常小心。

感谢 王世鹏、刘晓春、汪建业、周毅等同志参加了有关实验工作。

参 考 文 献

- 1 A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. New York: IEEE and Oxford University, 1997. 380~394
- 2 R. Rao, S. Wang, X. Liu. Characteristics of laser irradiance scintillation in a real atmosphere. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(5):411~414
- 3 R. Rao, S. Wang, X. Liu. Wavelet spectrum analysis of laser scintillation in a turbulent atmosphere. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(12):1634~1638
- 4 S. F. Clifford. Temporal-frequency spectra for a spherical wave propagating through atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**(10):1285~1292
- 5 R. Rao, S. Wang, X. Liu. Turbulence spectrum effect on wave temporal-frequency spectra for light propagating through the atmosphere. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1999, **16**(11):2755~2762
- 6 L. C. Andrews, R. L. Phillips. *Laser Beam Propagation Through Random Media*. Bellingham: SPIE, 1998. 192~193
- 7 C. S. Gardner, M. A. Plonus. The effects of a atmospheric turbulence on the propagation of pulsed laser beams. *Radio Sciences*, 1975, **10**(1):129~137