

实际大气中激光强度起伏的全年统计特征

王世鹏 饶瑞中 刘晓春

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学研究室, 合肥 230031)

摘 要 对实际湍流大气中的激光强度起伏进行了系统的实验观测, 详细分析了光强起伏的强度、概率密度分布与功率谱的统计特征及其周日、全年变化规律, 同时分析了探测器件的饱和效应对实验结果的影响.

关键词 光传播, 大气湍流, 光强起伏.

1 引 言

在湍流大气中传播的激光的强度起伏及其概率密度分布函数, 一直是人们关心的一个重要问题^[1, 2]. 业已证明^[3]: 当大气湍流满足局地均匀各向同性时, 激光强度起伏的概率密度分布在弱起伏传播条件下服从对数正态分布, 在强起伏传播条件下服从指数分布. 但实际大气中的湍流很难满足局地均匀各向同性的条件, 同时介于弱、强起伏传播条件下传播的激光强度起伏的概率密度分布函数的形式一直是人们关心的重点, Andrews、Churnside 等人^[4-7]根据一些假设提出了各种光强起伏概率密度分布函数的模型. 这些模型的正确与否, 都是通过由实验数据确定的三、四、五(有的高达八^[8])阶统计矩和二阶统计矩的关系与由模型确定的相应关系的比较来检验的. 实际上, 由于探测系统的饱和效应^[9]是无法消除的, 高阶次统计矩是不可能准确得到的. 至今, 这一问题仍无定论^[10], 研究工作仍在进行中^[11, 12].

为探索实际大气中激光强度起伏的统计特征变化规律, 作者于 1997 年在合肥地区进行了传输距离为 500 m 的湍流大气中激光强度起伏的系统实验观测. 分析了实际大气中激光强度起伏统计特征的周日及全年变化规律, 并对光强起伏的强度、概率密度分布和功率谱的统计特征进行了讨论. 最后, 就探测器件的饱和效应对实验结果精度的影响进行了探讨.

2 实验系统

反映大气湍流对激光强度起伏影响的实验观测, 一般都选择在晴朗无云且传播路径下垫面相对均匀(如草坪、沙漠)的条件下进行的. 由于合肥地区全年晴朗无云的天数有限, 实验场地的地形复杂(前 130 m 草坪, 中间 320 m 为水面, 后 50 m 复杂地表), 因此作者每月选择天气条件好(晴朗、基本无云)的一天进行实验观测(有时一个月内也难以找到满意的天气条件, 如 4 月.). 同时还注意到, 即使同为晴朗天气, 天气条件仍会有所不同, 如云的厚薄、风

向及大小、能见度高低等等。

实验系统如图 1 所示, 所用光源是波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 、输出功率约 30 mW 的 He-Ne 基模激光, 激光通过 500 m 的湍流大气后, 经 0.6 mm 的小孔及干涉滤光片, 入射到光电倍增管, 信号通过放大并经 A/D 转换后由计算机以约 1300 Hz 的采样速率实时采集. 每次实验持续 24 h , 每 10 min 进行一次数据采集, 每次采 135168 个样本.

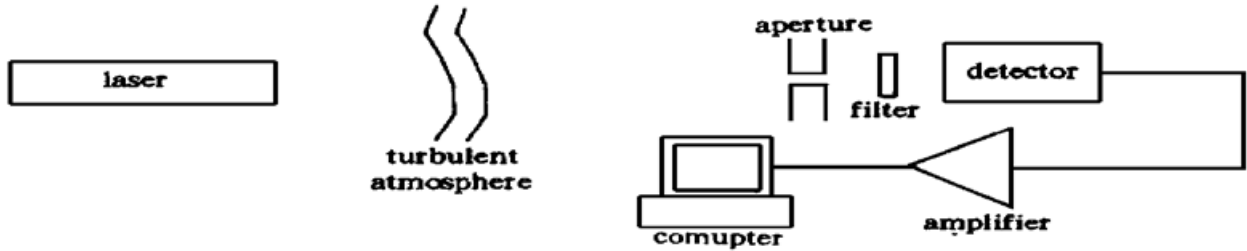


Fig. 1 Configuration of the experiment

3 数据分析

由实验数据, 本文对光强起伏的强度、概率密度分布和频谱等统计特征量进行分析.

3.1 光强起伏方差的日变化

光强起伏方差反映了激光传播的起伏条件. 其归一化的值即为常用的闪烁指数. 闪烁指数 β^2 为:

$$\beta^2 = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 \quad (1)$$

式中 I 为激光强度, $\langle \rangle$ 为统计平均. 图 2 为 2 月 20 日至 21 日、6 月 12 日至 13 日、8 月 22 日至 23 日和 12 月 11 日至 12 日的闪烁指数 β^2 日变化曲线. 从图可以发现: 闪烁指数 β^2 的变化趋势与日出、日落有明显的关系. 早晨起 β^2 逐渐增大, 至中午前后 β^2 下降, 日落前后一小时前 β^2 降为最小, 整个夜间 β^2 都比白天的低, 有时变化较平稳, 有时变化较剧烈. 至次日凌晨日出前 β^2 迅速升高, 日出后 β^2 降为最小. 由图可以看出实验中的传播条件基本上满足理论

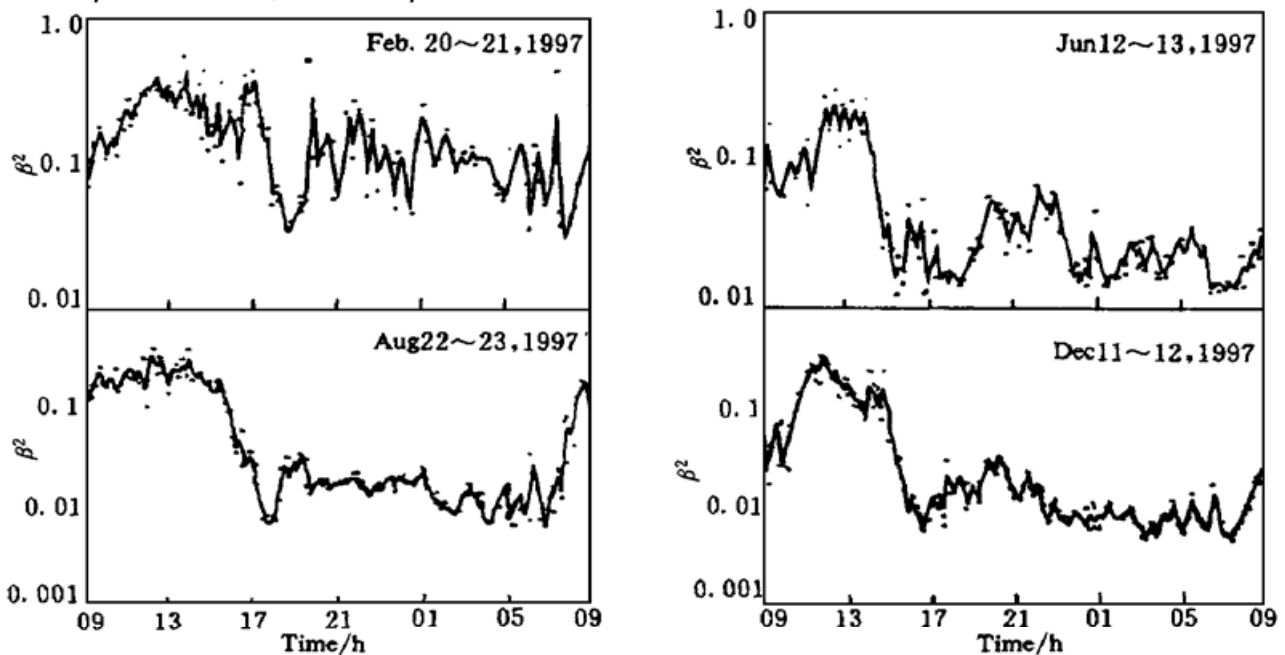


Fig. 2 The diurnal variation of the scintillation index

上认为的弱起伏传播条件 $\beta^2 < 0.3$.

日出日落前后闪烁指数 β^2 最小的原因在于 β^2 与大气折射率结构常数 C_n^2 密切相关, 而 C_n^2 又与温度结构常数 C_T^2 呈线性关系. 由于太阳、大气、地球的辐射交换过程, 使得在日落时大气由非稳定层结转为稳定层结(日出时相反), 此时 C_T^2 的值最小.

3.2 强度起伏的概率密度分布

由于理论上认为弱起伏传播条件下对数强度起伏的概率密度分布服从正态分布, 以下的分析都以对数强度 $\ln I$ 为研究对象^[13]. 概率密度分布的偏斜度 γ_1 和陡峭度 γ_2 分别定义为:

$$\gamma_1 = \mu_3/\mu_2^{3/2}, \quad \gamma_2 = \mu_4/\mu_2^2 - 3 \tag{2}$$

其中: μ_2 、 μ_3 、 μ_4 分别为 $\ln I$ 的二、三、四阶中心矩. 偏斜度反映了概率分布相对于均值的非对称性, 陡峭度反映了概率分布相对于正态分布的集中程度.

图 3 和图 4 分别为春夏秋冬四季闪烁指数与对数强度概率分布的偏斜度和陡峭度的关系. 总的来说, 数据较为分散. 春冬两季尤其是冬季, 尚存在可见的趋势: 当起伏强度很小时, 随起伏强度的增加偏斜度和陡峭度的绝对值也增大, 在一定起伏强度下达到最大; 而后随起伏强度的增加偏斜度和陡峭度的绝对值反而减小. 而夏秋时的数据较春冬的更为分散, 看不出明显的趋势, 此两季的对数强度概率分布的偏斜度和陡峭度与起伏强度不存在明确的依赖关系, 尤其是夏季. 同时夏秋两季对数强度概率分布偏斜度的绝对值普遍要比春冬两季的小, 这意味着春冬两季的对数强度概率分布较夏秋两季更为偏离正态分布. 图 3 和图 4 表明, 对数强度概率分布的偏斜度和陡峭度有一定的依赖关系.

图 5 直接绘出了春夏秋冬四季两者的变化关系. 由图不难看出: 偏斜度和陡峭度的对数存在着较为明显的线性关系, 即当对数强度起伏概率分布偏离正态分布时, 其对称性与集中程度同时发生改变, 而陡峭度的增加比偏斜度的增加更为急剧. 夏冬季节, 这种关系较为明显. 从这种关系可以看出, 春冬两季的情况相似, 夏秋两季的情况相似.

结合图 3、图 4 和图 5 以及本文所有的实验结果表明, 无论是冬季或夏季、白天或夜晚,

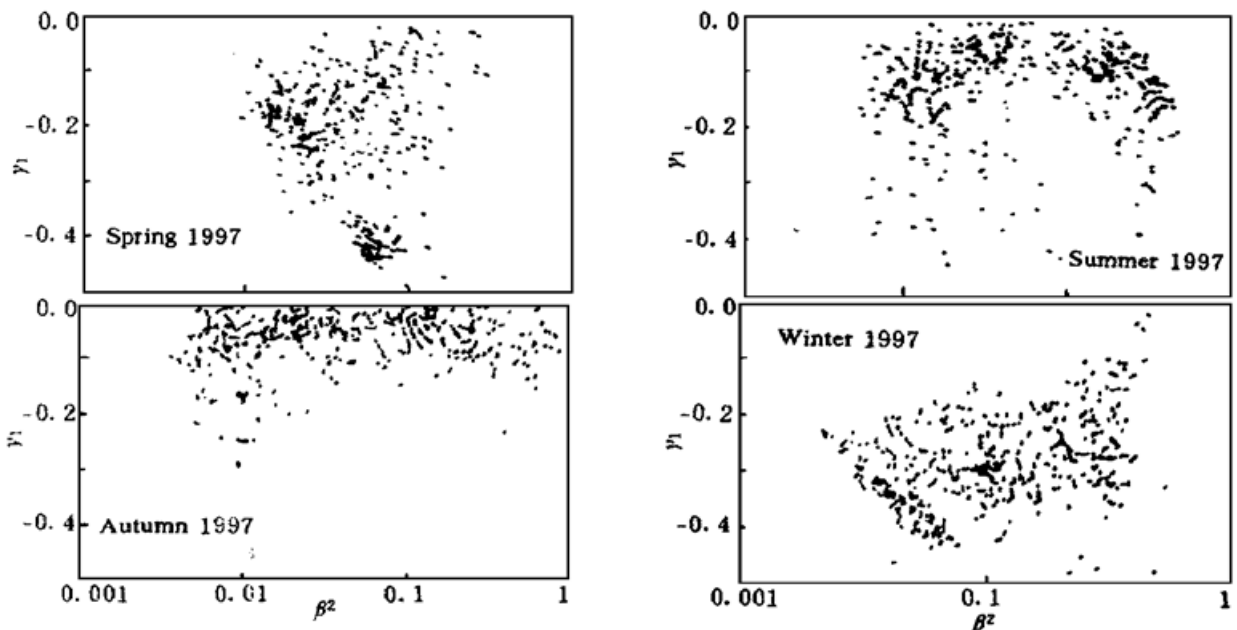


Fig. 3 The relationship between the scintillation index and the skewness of the probability density function of the \ln -intensity in the four seasons, 1997

对于对数强度起伏的概率密度分布, 当其偏离正态分布时, 偏斜度总是为负(即低于均值的概率小于高于均值的概率), 陡峭度总是为正(即实际分布比正态分布更为向均值集中). 实质上由于偏斜度与陡峭度的绝对值都比较小, 因而实际的对数强度起伏的概率密度分布与正态分布的偏离不大.

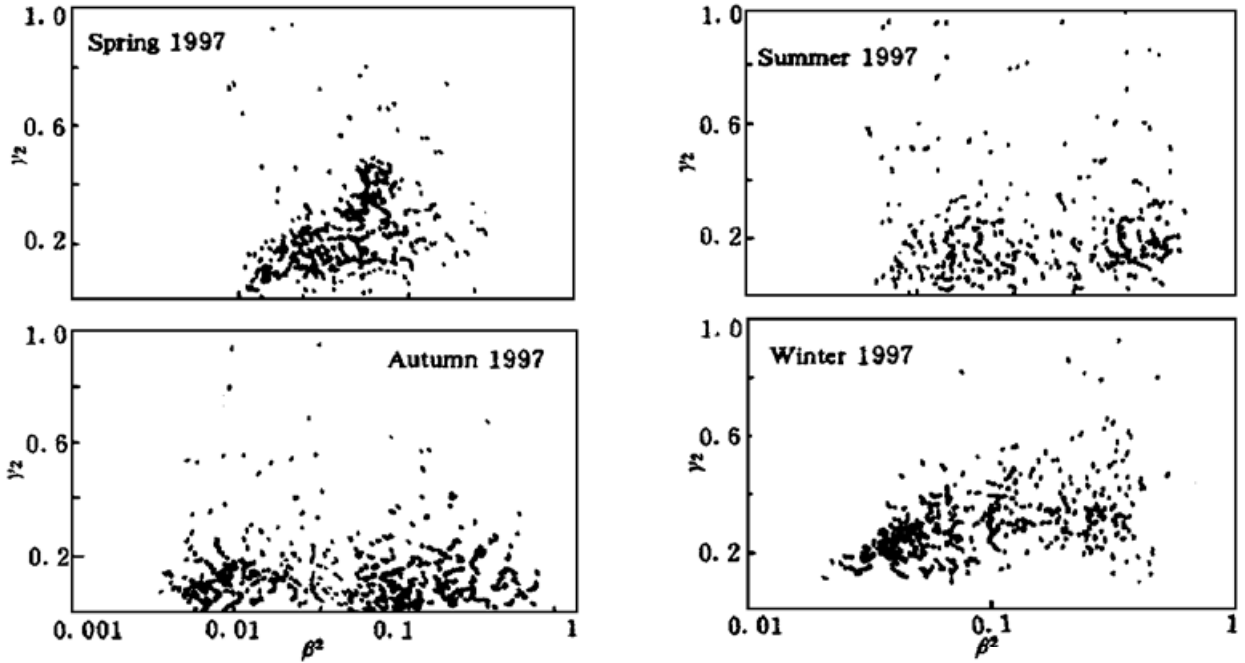


Fig. 4 The relationship between the scintillation index and the kurtosis of the probability density function of the ln-intensity in the four seasons, 1997

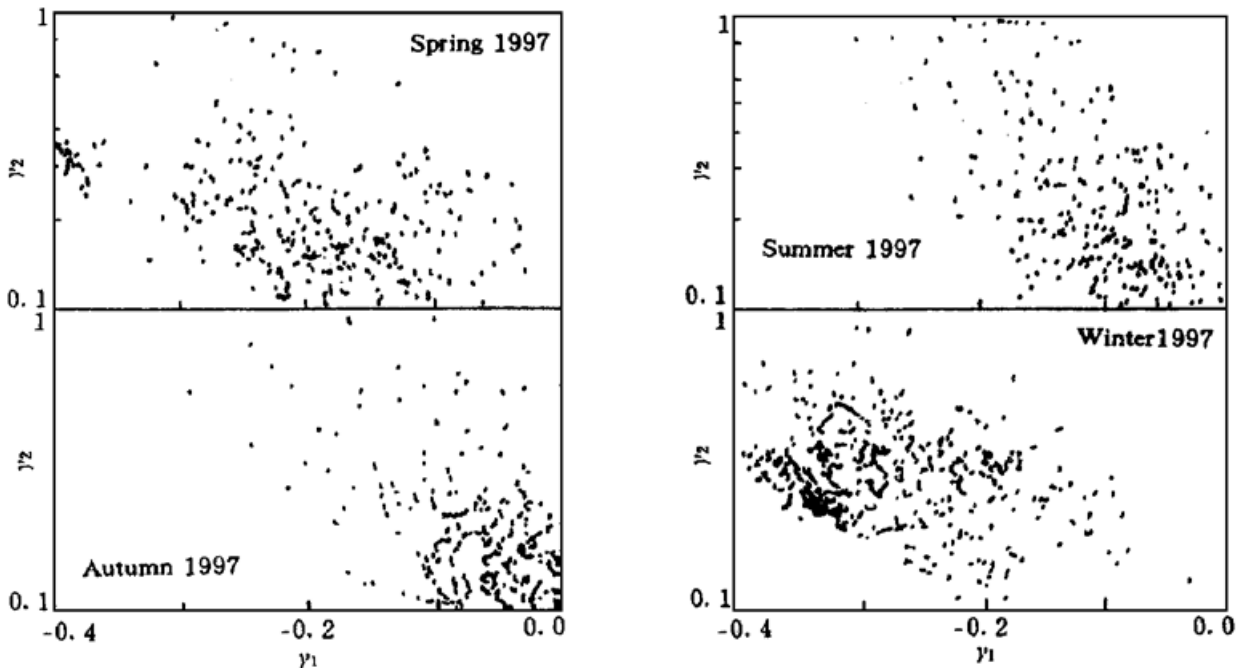


Fig. 5 The relationship between the skewness and the kurtosis of the probability density function of the ln-intensity in the four seasons, 1997

3.3 强度起伏的功率谱特征

强度起伏的功率谱特征在一定程度上反映出湍流介质折射率场起伏的统计特性. 根据局地均匀各向同性湍流介质中的光传播理论^[3], 在湍流介质中传播的不论是平面波还是球面波, 其对数强度起伏的功率谱在频率很高时呈标度律:

$$W_{\ln I}(f) \propto f^{\alpha_0}, \quad \alpha_0 = - 8/3 \tag{3}$$

将由实验数据求得的标度指数 α 与 α_0 进行比较, 两者的差别在一定程度上反映出局地均匀各向同性的假设对实际湍流大气的适用程度.

本文以五线段拟合法对功率谱进行了分析处理. 图 6 为 2 月 20 日至 21 日、6 月 12 日至 13 日、8 月 22 日至 23 日和 12 月 11 日至 12 日的功率谱无标度区间的标度指数 α 的日变化曲线.

从图 6 可以发现: α 的绝对值从早晨日出至中午虽略有起伏, 但基本上为一天中的最高; 中午至傍晚, 略有下降, 在日落前后下降趋势较为明显; 夜间起伏较大, 但其绝对值普遍较白天的小; 至日出前后下降趋势同样较为明显.

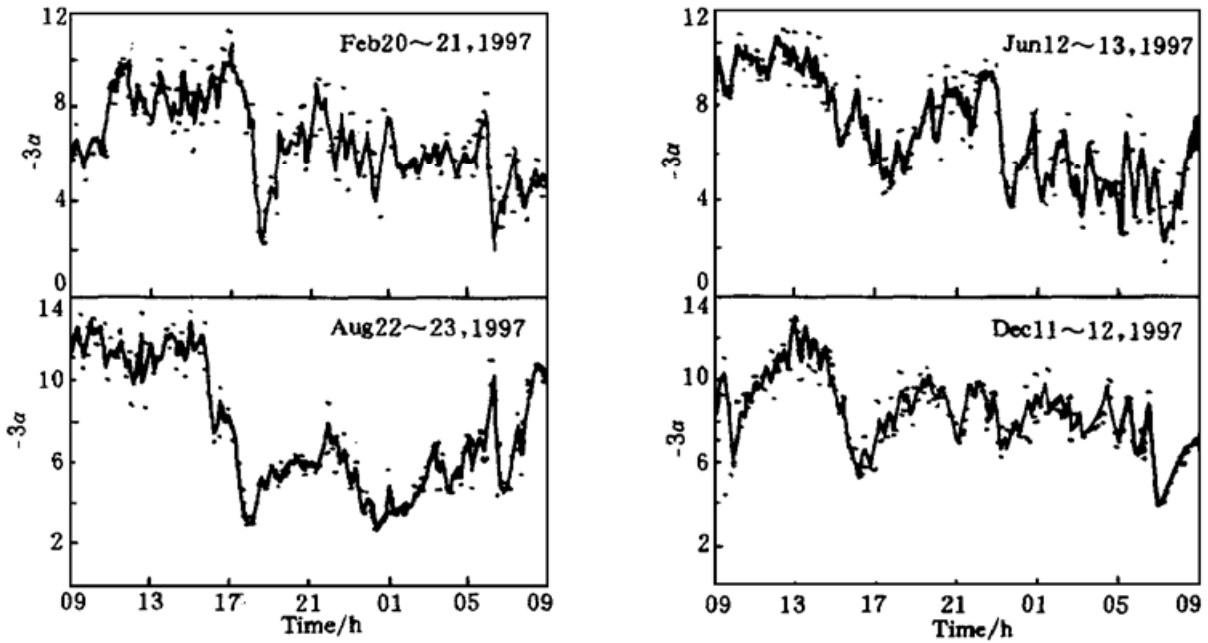


Fig. 6 The diurnal variation of the scaling exponent of the power spectrum of the ln-intensity (multiplying a factor of - 3)

图 7 表示 1997 年春夏秋冬四季的闪烁指数 β^2 与功率谱无标度区间的标度指数 α 的变化关系. 总的来说, 数据比较发散, 尤其是春季 β^2 与 α 无明显的依赖关系. 而夏秋尤其是秋季, β^2 与 α 的绝对值存在着可见的变化趋势: 当起伏强度 β^2 很小时, 标度指数 α 的绝对值随起伏强度的增加而增加, 在一定起伏强度下达到最大; 而后随起伏强度 β^2 的增加而有所下降. 冬季 β^2 与 α 的绝对值存在着线性关系: 即随起伏强度 β^2 的增加标度指数 α 的绝对值也有所增加. 此外发现: 春冬季功率谱无标度区间的标度指数在 $- 8/3$ 左右起伏; 夏秋时功率谱无标度区间的标度指数的绝对值在高于 $8/3$ 左右起伏.

以上结果说明一年四季的大气湍流不仅相当复杂, 而且存在着明显的差别.

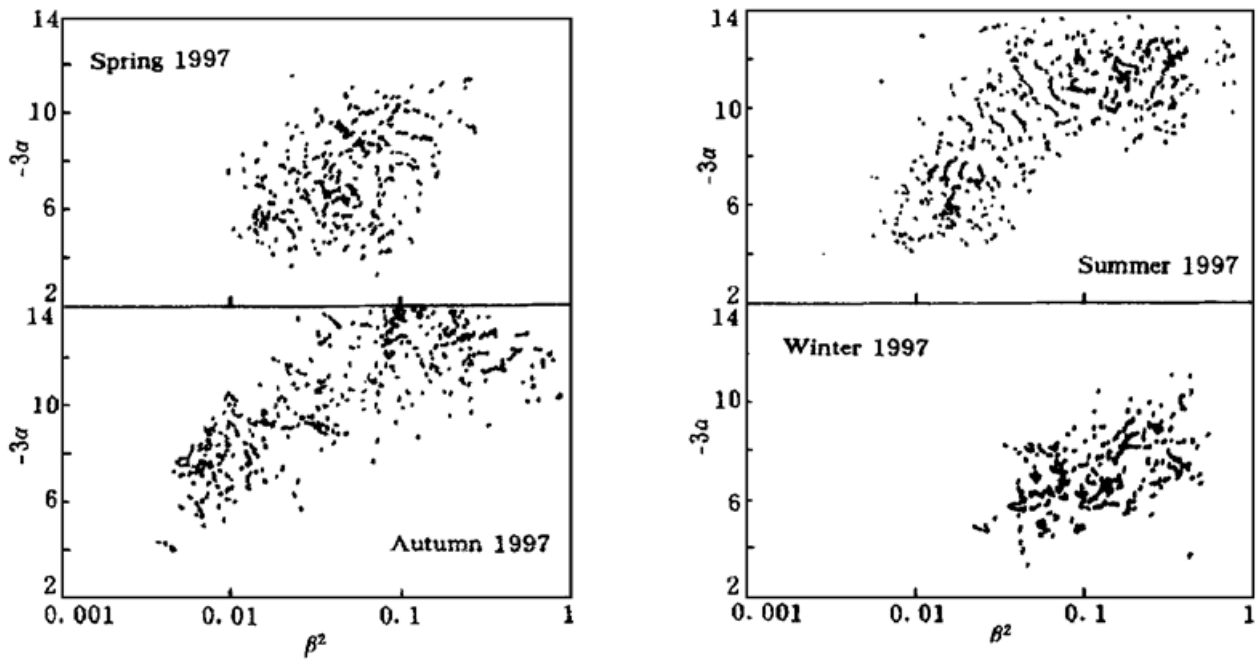


Fig. 7 The scaling exponent of the power spectrum of the \ln -intensity (multiplying a factor of -3) as a function of the scintillation index in the four seasons, 1997

3.4 讨 论

由于实验场地一年四季的平均气温、湿度、风速、风向、气压等变化明显不同^[14], 四季的大气湍流也就明显不同, 这反映在激光强度起伏的概率密度分布和功率谱的变化规律随季节的变化而明显不同上面. 对实验结果的深入分析依赖于对近地面大气湍流的充分认识. 而实验中影响近地面大气湍流的因素多而复杂, 如大气中平均流场与大气温度的分布(尤其是沿垂直方向的大气温度分布)、复杂的下垫面(粗糙度及对太阳辐射的吸收反射特性)、气象要素(如风速风向, 特别是风速剪切)、地球旋转等^[15], 但是由于受到实验条件的限制, 作者尚无所有这些因素的观测资料, 不能充分认识近地面大气湍流的变化规律, 因此尚不能对实验结果作进一步的分析.

4 探测系统对测量结果的影响

一个理想的探测器件测到的概率密度分布函数为 $p(I)$ 的光强 I 的平均值 $\langle I \rangle$ 为:

$$\langle I \rangle = \int_0^{\infty} I p(I) dI \quad (4)$$

但由于探测器件饱和效应的存在, 实际所得到的光强 I 的平均值 $\langle I \rangle_r$ 为:

$$\langle I \rangle_r = \int_0^{I_{ds}} I p(I) dI + I_{ds} \int_{I_{ds}}^{\infty} p(I) dI \quad (5)$$

其中, I 为实际的光强信号, I_{ds} 为探测器件的饱和值. $P_{res} = \int_{I_{ds}}^{\infty} p(I) dI = 1 - \int_0^{I_{ds}} p(I) dI$ 表示大于 I_{ds} 的光强 I 值被探测到的概率(实质上为系统探测不到光强出现的概率).

P_{res} 不仅与探测器件的动态范围有关, 还与光强起伏的概率密度分布有关. 若光强起伏以对数正态分布为例, 有^[9]:

$$P_{\text{res}} = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left[\frac{\ln(\alpha_{\text{ds}}(\beta^2 + 1)^{1/2})}{[2\ln(\beta^2 + 1)]^{1/2}} \right] \right] \quad (6)$$

式中: $\alpha_{\text{ds}} = I_{\text{ds}}/I$, $\operatorname{erf}(z)$ 为误差函数. 其中 I 为以对数正态分布的光强平均值.

对于这次实验: $\beta^2 \leq 0.5$, $\alpha_{\text{ds}} \approx 15$, 由(6)式可得: $P_{\text{res}} \leq 5 \times 10^{-6}$. 可见探测器件的饱和效应对实验测量结果精度的影响可不考虑.

5 结 论

结合非均匀传播路径上激光强度起伏的实验观测结果及分析, 得出以下结论:

1) 迄今为止, 激光大气传播的湍流效应理论与实验数据处理方法大多是建立在大气湍流满足局地均匀各向同性基础上的(Kolmogorov 湍流统计理论). 由实验发现: 实验结果与理论预计的有时很不符合, 实际大气湍流可能很难严格满足 Kolmogorov 假设.

2) 反映激光传播起伏条件的光强起伏方差即闪烁指数的变化趋势与日出、日落有明显的关系, 即在日出日落时闪烁指数最小.

3) 对数光强起伏的概率密度分布大部分接近于正态分布, 当其偏离正态分布时, 偏斜度总是为负, 陡峭度总是为正. 春冬尤其是冬季, 闪烁指数与偏斜度、陡峭度尚存在可见的趋势; 而夏秋时闪烁指数与偏斜度、陡峭度不存在明确的依赖关系. 偏斜度和陡峭度的对数存在着较为明显的线性关系.

4) 对数光强起伏的功率谱的无标度区间的标度指数与闪烁指数的关系在冬春两季与夏秋两季明显不同, 这在一定程度上反映了大气湍流的季节变化.

5) 本文全年进行的激光强度起伏实验, 基本上都是在弱起伏传播条件下进行的. 若探索较强起伏传播条件下的激光强度起伏的统计特征, 应增加传输距离、减小接收口径、增加放大器频宽^[16], 同时增大探测器件的动态范围以提高实验测量的精度. 这些工作正在进行中.

参 考 文 献

- [1] Parry G. Measurement of atmospheric turbulence induced intensity fluctuations in a laser beam. *Opt. Acta*, 1981, **28**(5): 715~ 728
- [2] Hill R J, Clifford S F. Theory of saturation of optical scintillation by strong turbulence for arbitrary refractive-index spectra. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1981, **71**(6): 675~ 686
- [3] Strohben J W. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*. Berlin: Springer-Verlag, 1978. 129~ 170
- [4] Andrews L C, Phillips R L. I-K distribution as a universal propagation model of laser beams in atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(2): 160~ 163
- [5] Phillips R L, Andrews L C. Universal statistical model for irradiance fluctuations in a turbulent medium. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1982, **72**(7): 864~ 870
- [6] Parry G, Pusey P N. K distributions in atmospheric propagation of laser light. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1979, **69**(5): 796~ 798
- [7] Churnside J H, Hill R J. Probability density of irradiance scintillations for strong path-integrated refractive turbulence. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1987, **4**(4): 727~ 733
- [8] Majumdar A K. Higher-order statistics of laser-irradiance fluctuations due to turbulence. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1984, **1**(11): 1067~ 1074
- [9] Consortini A, Conforti G. Detector saturation effect on higher-order moments of intensity fluctuations in atmospheric laser propagation measurement. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1984, **1**(11): 1075~ 1077
- [10] Hill R J, Churnside J H. Observational challenges of strong scintillations of irradiance. *J. Opt. Soc.*

- Am. (A)*, 1988, **5**(3) : 445~ 447
- [11] Flatte S M, Bracher C, Wang G. Probability-density functions of irradiance for waves in atmospheric turbulence calculated by numerical simulation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **1**(7) : 2080~ 2092
- [12] Hill R J, Frehlich R G. Probability distribution of irradiance for the onset of strong scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1997, **14**(7) : 1530~ 1540
- [13] 饶瑞中, 王世鹏, 刘晓春等. 实际大气中激光闪烁的概率分布. *光学学报*, 1999, **19**(1) : 81~ 86
- [14] 凌惠琴, 马成胜. 合肥董铺岛气象要素的统计特征及其分布规律. *安徽气象*, 1998, (1) : 24~ 27
- [15] 胡 非. 湍流、间歇性与大气边界层. 北京: 科学出版社, 1995. 160~ 193
- [16] Churnside J H, Hill R J, Conforti G *et al.*. Aperture size and bandwidth requirements for measuring strong scintillation in the atmosphere. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(19) : 4126~ 4132

Statistical Properties of Laser Irradiance Scintillation in a Real Turbulent Atmosphere Throughout a Year

Wang Shipeng Rao Ruizhong Liu Xiaochun

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

(Received 14 January 1998; revised 9 March 1998)

Abstract We carried out a series of measurements of the irradiance scintillation of a He-Ne laser beam propagating through a real turbulent atmosphere in a whole year. The statistical properties of the irradiance scintillation, such as the scintillation index, the probability distribution, and the power spectrum were analysed. The effect of detector saturation on the accuracy of the measurement data was discussed.

Key words light propagation, atmospheric turbulence, irradiance scintillation.