

折叠式光路中激光束的大气闪烁

张逸新* 宋正方 龚知本

(中国科学院安徽光机所)

提要: 我们从实验和理论两个方面研究了激光束在折叠湍流大气路上传输时的统计特性。实验结果证实了闪烁放大效应的理论假设。应用光束漂移和到达角起伏的反射放大的概念从理论上探讨了闪烁反射放大,并得到和实验一致的结果。

Atmospheric scintillation of laser beams propagating through a folded path

Zhang Yixin, Song Zhengfang, Gong Zhiben

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei, Anhui Province)

Abstract: We have studied the statistical characteristics of laser beams propagating through a folded path in the turbulent atmosphere experimentally and theoretically. Experimental data confirmed the theoretical hypothesis of the amplification effects of scintillation. Using a concept of reflected amplification of beam displacement and arrival angle fluctuation, we investigated the amplification of the intensity fluctuation and obtained some results which agree with the experiments.

一、引言

在激光测距和激光大气传输实验等工作中发现折叠型光路上激光回波的起伏要比直接传播同样距离时大^[1,2], 这给人们提出了一系列有关湍流大气在不同散射特性情况下光信号的检测和处理问题。文献[1, 3]试图用反射器表面相位起伏和入射辐射与反射辐射之间的相关特性来解释。最近又有人用光波传播统计理论和对易原理建立了理论模型^[4~6]。但是这些理论不是过于简单就是过于复杂。即使应用于强起伏或弱起伏这两种

特殊区域也仅能得到近似表示式。这些公式的有限性如何尚待实验来验证。此外光在湍流大气中传播时其强度究竟符合什么概率分布, 至今还未圆满解决。而折叠式传播时光强概率分布又有何特点也不清楚。

本文的目的在于从实验和理论上进一步探讨直接传播和折叠传播两种方式中闪烁起伏方差、概率分布的差别, 并应用狭光束的抖动和闪烁以及发散光束的到达角与闪烁之间的关系, 讨论弱起伏区激光闪烁后向反射放大问题, 得到的结果与实验数据相当符合。

收稿日期: 1986年3月10日。

* 现在在华东工学院光电技术系工作。

二 实验概况

1984年8月中旬和同年9月我们分别在河南新乡和合肥西郊进行了光强起伏高阶矩和经平面镜反射后的光强起伏方差和高阶矩的实验。在新乡我们测量了激光直接通过湍流大气的强度起伏高阶矩。测量光路设置在长1390m的开阔草地上,光束平均离地高度约3m,光路顺着风向。在合肥进行折叠光路传播的反射光统计参量实验研究时,实验场地设置在一幢大楼和一幢平房之间,光路单程长370m,光束平均离地高度约11m,风速约在0~2m/s之间。光路的下垫面较复杂,有水泥路、水塘、厂房、树木群等。反射端设置在离地面2.5m高的室内水泥座工作台上。两次实验的光源均用功率为7mW的TEM₁₀ He-Ne激光器,通过孔径为20cm的折射式望远镜准直后发散,测量激光闪烁后向反射放大的参考光源用标称功率为2.2mW的TEM₀₀ He-Ne激光器未经任何望远镜直接发射。用直径(2 α_r)为40cm的涂金膜平面镜作为光束的反射器。为了降低接收孔径的平滑效应,实验中采用半径为0.5mm的小孔作近似点接收。同时用干涉滤光片和接收望远镜降低背景噪声和限制接收视场。光信号由光电倍增管和直流放大器接收和放大后,用MCZ80单板机和打印机进行实时光强闪烁的数据处理和记录。另用TRS-80微计算机、SAD-200多路数据采集器、行式打印机作为强度起伏高阶矩的实时数据处理和记录系统。

我们的闪烁频谱测量资料和文献[7]的实验数据表明,在弱起伏区域闪烁频谱的峰值不大于160c/s,而且大于100c/s的出现次数也很少。根据Tatarskii所给出的闪烁频率峰值经验公式 $f_0 = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{2\pi\lambda L}}$,在垂直光路的风速分量 $v_{\perp} \leq 2$ m/s,波长 $\lambda = 0.6328$

μm ,传输距离 $L = 370$ m的实验条件下,闪烁频率大部分小于100c/s。因此,我们在实验中使用的取样频率为100~1000c/s,而在测量闪烁时实际采用的取样频率为1000c/s。

由于实验条件的限制,我们用交叉测量反射光和参考光闪烁的方案进行实验。现有实验表明大气的状态除非存在较强的热对流,基本上处于一种均匀各向同性的缓变稳定状态,在较短时间内其状态可近似认为不变。我们的实验结果也表明了这一点(见图1)。从图1可见,当入射光束和反射光束中心间距 $R = 0.2$ m时,参考光闪烁方差 $\sigma_x^2(L)$ 和反射光闪烁方差 $\sigma_{rx}^2(2L)$ 的关系相当符合理论预计(图中的虚线)。虽然当 $R = 0.5$ m时两者的关系偏离理论预计,但是它们还是比较对称地分布在理论线(图中的直线)的两侧,也就是说从统计的观点来看它们还是一致的,所以我们的方案是可行的。

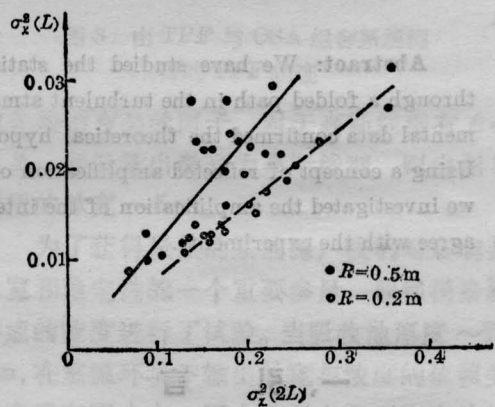


图1 交叉测量闪烁数据的对比

三、结果分析

1. 闪烁方差

图2(a)、(b)给出了9月13日到9月24日实验所取得的资料。它们分别表示了准直光束经平面镜反射后,在发射光束和接收光束两光束中心相距20cm和50cm的不同条件下,光束闪烁的后向散射放大情况。从

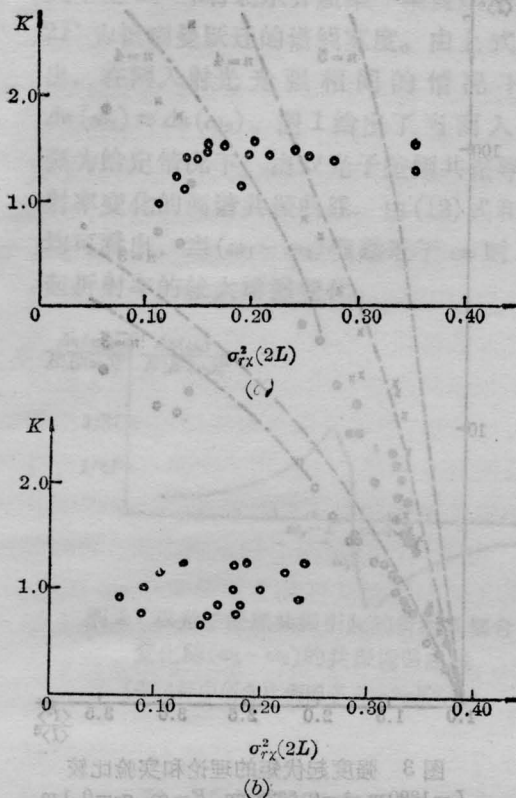


图2 闪烁反射放大率
 $2L=740\text{ m}$, $\lambda=0.6328\text{ }\mu\text{m}$, $\alpha_0=10\text{ cm}$,
 $F=\infty$ (准直), $\Omega_T=\frac{k\alpha_r^2}{L}\gg 1$,
 (a) $R=20\text{ cm}$; (b) $R=50\text{ cm}$

图2(a)可以看到在 $R=20\text{ cm}$ 时准直光束经后向反射后的闪烁方差 $\sigma_{rz}^2(2L)$ 被放大了。与直接传播相同距离的闪烁方差 $\sigma_z^2(2L)$ 相比, 其平均放大倍率 $K=\sigma_{rz}^2(2L)/\sigma_z^2(2L)$ 约为1.4。而图2(b)则表示当 $R=0.5\text{ m}$ 时, 准直光束经平面镜反射后闪烁大小几乎没有变(即 $K\approx 1.0$)。图2的实验结果表明, 有限准直光束的闪烁反射放大性质与接收端反射光束中心和接收光束中心的间距有关。这一结果证实了理论分析所作的假设^[4], 即反射光闪烁的后向反射放大主要是由于入射到反射体的辐射和从反射体反射回来的辐射之间的随机干涉所引起的。

我们同时测量了两光束束心近似重合 ($R\approx 0$) 的球面波经平面镜反射后的放大性

质。实验结果表明, 在弱起伏区球面波的闪烁放大率为 1.9 ± 0.1 。

上述结果表明, 准直光束和球面波的后向反射放大存在着差别。我们认为这主要是由于在弱起伏区造成狭光束闪烁和球面波宽光束闪烁的机制不一样。众所周知, 在弱起伏区, 聚焦光束的闪烁主要是由光束漂移造成的。作为近似, 我们可以认为狭准直有限光束的闪烁也是由整个光束抖动所造成的。在实验中我们对光斑强度起伏和抖动(光束漂移)的观察表明, 上述近似是可取的。对于球面波, 根据现有理论因光束的湍流扩展和本身的发散特性, 当光束通过很短距离后光束等效束径就远大于湍流外尺度, 所以光束漂移对闪烁的贡献很小。这就是说在弱起伏区球面波闪烁的主要贡献来自波阵面起伏也即来自到达角起伏。

下面我们就按上述思路来导出激光束后向反射放大率。

我们已由光的干涉原理推导了准直光束经平面镜反射后光束漂移和到达角起伏方差。在弱起伏区, 它们分别为^[8]

$$\left(\Omega_r = \frac{k\alpha_r^2}{L} \gg 1\right);$$

$$\sigma_{r_0}^2(2L) = \frac{3}{2} \sigma_c^2(2L) \quad (1)$$

$$\alpha_{r_0}^2(2L) = 2\alpha_c^2(2L) \quad (2)$$

其中 $\sigma_{r_0}^2(2L)$ 、 $\alpha_{r_0}^2(2L)$ 分别为经反射后的光束漂移角和到达角起伏方差。 $\sigma_c^2(2L)$ 、 $\alpha_c^2(2L)$ 分别为光束直接通过 $2L$ 后的光束漂移角和到达角起伏方差。

由光束漂移理论可知光束漂移方差为^[9]:

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{(xp_0)^2} \int d^3\rho_1 d^3\rho_2 \rho_1 \times \rho_2 \Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_1, \rho_2) \quad (3)$$

这里 $p_0 = \int d^3\rho I$ 为光束总光通量, I 为随机光强, $\Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_1, \rho_2) = \langle I(x, \rho_1) I(x, \rho_2) \rangle$ 。在弱起伏区, 应用微扰近似可

得:

$$\sigma_c^2 = \frac{4}{(xp_0)^2} \int d^3\rho_1 d^3\rho_2 I_0(x, \rho_1) \times I_0(x, \rho_2) B_{xx}(x, \rho_1, \rho_2) \quad (4)$$

其中 $I_0(x, \rho_i)$ ($i=1, 2$) 为光在自由大气中传输时在 x = 常数平面处的光强, $B_{xx}(x, \rho_1, \rho_2)$ 是光束对数振幅互相关函数, $B_{xx}(x, \rho_1, \rho_1) = \sigma_x^2(x)$ 。把 (4) 式分别应用到光束直接传输和反射传输的两种情况中去, 利用 (1) 式可得 $B_{rxx}(x, \rho_1, \rho_2) \approx \frac{3}{2} B_{xx}(x, \rho_1, \rho_2)$, 从而可得准直光束经平面镜反射后的闪烁为 ($x=2L$):

$$\sigma_{rx}^2(2L) \approx 1.5 \sigma_x^2(2L) \quad (5)$$

对于球面波传输的回波闪烁放大, 可以用类似的方法从到达角起伏求得。在几何光学近似下, 光束到达角起伏方差可近似为^[10]:

$$\alpha_c^2 = \frac{1}{(2p'_0)^2} \int T_1(\rho_1) T_2(\rho_2) \rho_1 \times \rho_2 \Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_1, \rho_2) d^3\rho_1 d^3\rho_2 \quad (6)$$

其中 $p'_0 = \int T(\rho) I d^2\rho$ 为通过接收孔径的总光通量, $T(\rho)$ 为接收孔径的透过率函数。(6) 式可化为:

$$\alpha_c^2 = \frac{2\pi}{(xp'_0)^2} \int_0^\infty d\xi \int \int dK d^3\rho_1 d^3\rho_2 K^2 \times \phi_n(K) T_1(\rho_1) T_2(\rho_2) \times \exp[iK \cdot (\rho_1 - \rho_2)] \times \Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_1, \rho_2) \quad (7)$$

这里 $\phi_n(K)$ 是湍流谱密度, K 是空间频率。从 (7) 式可见, 到达角起伏主要来自靠近接收端光路上湍流对光的作用, 又由于在接收闪烁时接收孔径 $2r \approx 1$ mm, 所以就我们所考虑的问题而言, 光传播基本满足远场条件 $x \gg \frac{r^2}{\lambda}$ 。也就是说可以把远场区的球面波近似为平面波来进一步处理该问题。类似于前面的讨论由 (2) 式和 (7) 式可得到球面波经很大平面镜 ($\Omega_r = \frac{k\alpha_r^2}{L} \gg 1$) 反射后闪烁方差为 ($x=2L$):

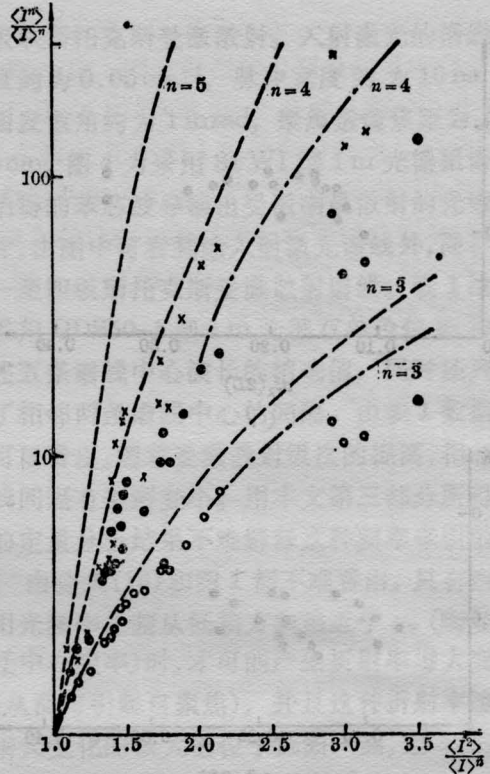


图3 强度起伏矩的理论和实验比较
 $L=1390$ m, $\lambda=0.6328$ μ m, $F=\infty$, $\alpha_0=0.1$ m
虚线——对数正态分布; 点划线——K分布

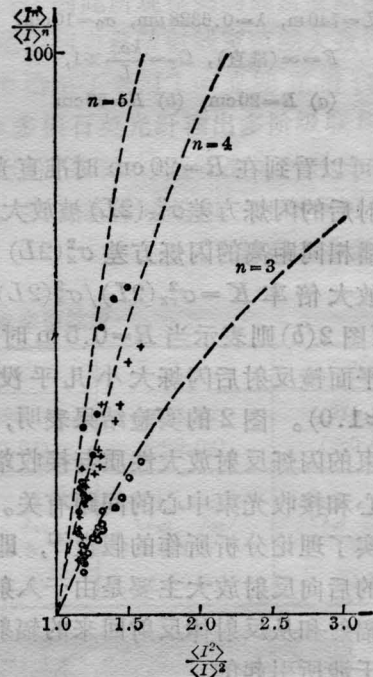


图4 反射波强度起伏矩的理论与实验比较
 $2L=740$ m, $\lambda=0.6328$ μ m, $F=\infty$, $\alpha_0=0.1$ m, $\Omega_r \gg 1$
虚线—K分布

$$\sigma_{r_z}^2(2L) \approx 2\sigma_z^2(2L) \quad (8)$$

公式(5)和(8)就是我们依据前述思路所推导出来的结果,这些结果和我们的实验数据相当符合,也同文献[4]从另一角度经过复杂的推导而得的结果相符。

2. 概率分布

图3、4给出了准直光束高阶矩($n \leq 5$)的实验结果和理论曲线。从图中我们可以看到虽然光束经平面镜($\Omega, \gg 1$)反射后闪烁增大了,但是概率分布规律则几乎没有变($\beta_0^2 = 4\sigma_z^2 \leq 0.7$ 即满足弱起伏条件)。从图中我们可以看到当 $\beta_0^2 \geq 0.7$ 后,对数正态分布即明显与实验数据偏离,在 $\beta_0^2 > 1$ 后 K 分布比对数正态分布较好地与实验资料相接近。和文献[7]的近似球面波的概率分布相比较,准直光束的实验值与对数正态模型和 K 分布模式理论值要偏离大一些。在相同的 $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ 的情况下,准直束各阶矩的实验值系统地低于近似球面波的相应实验值。这与文献[11]的测量结果是一致的。这种差别我们认为主要是准直光束受光束抖动影响较大,即实际光的概率分布还包含有抖动概率的缘故。图中还表明随着矩的阶次 n 增大,这些理论与实验

偏差越大。上述事实意味着这些理论还不够完善,有待于寻求新的能正确描述光强起伏概率分布的理论。

参加本文实验工作的还有顾慰渝、韩守春、刘晓春、邵石生、杨高潮等同志。

参 考 文 献

- [1] T. P. Hansen, S. Madhn; *Appl. Opt.*, 1972, 11, No. 2, 233.
- [2] A. S. Gurvig, S. S. Kashkarov; *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, 1977, 20, No. 5, 794.
- [3] A. G. Venograd et al.; *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, 1973, 16, 1064.
- [4] V. P. Aksenov et al.; *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1984, 1, No. 3, 263.
- [5] V. A. Banakhand, O. V. Tikhomirova; *Opt. Spectroscopy*, 1984, 56, No. 5, 524.
- [6] S. S. Koval et al.; *Radiophys. Electron. Quant.*, 1980, 23, No. 3, 232.
- [7] R. L. Phillips, L. C. Andress; *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, 71, No. 12, 1440.
- [8] 张逸新等;待发表。
- [9] V. L. Mironov, V. V. Nosov; *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, 67, No. 8, 1073.
- [10] Yu. I. Kopilevich, G. B. Sochilin; *Sov. J. Quant. Elect.*, 1984, 14, No. 2, 217.
- [11] G. Ya. Patrushev et al.; *Radiophys. Electr. Quant.*, 1983, 26, No. 7, 612.

波导激光治疗耳鼻咽喉部囊肿 247 例

耳鼻咽喉部囊肿是一种常见病、多发病,我院从1982年开始应用波导 CO_2 激光共治疗247例,取得较好效果。

波导 CO_2 激光器由江苏省激光研究所试制,管长23cm,输出功率1~3W,光斑 $\phi 0.2\text{mm}$ 。在247例中鼻面部69例,耳廓83例,口腔54例,咽部41例。其中属粘液囊肿105例,皮脂囊肿59例,耳廓假性囊肿83例。

治疗方法:根据囊肿分类选用不同方法。

1. 粘液囊肿 1cm以下的可用波导激光直接将浅层囊液完全炭化,排空囊液,暴露深层囊液,经用激光治疗直至正常组织为止。对1cm以上的,于浅层囊液隆起处点射烧灼,形成 $\phi 0.3\text{mm}$ 小

孔,深达囊腔,排出囊液。然后用3%碘酒涂入囊内,每隔3~5天一次,至囊腔消失。

2. 皮脂囊肿——用波导 CO_2 激光点射囊肿,深入囊腔,挤出内容物。再用激光束或3%碘酒烧灼囊底,以促使粘连,防止复发。

3. 耳廓假性囊肿 用波导 CO_2 于囊肿最突出处进行间歇式发射,形成3~4个 $\phi 0.2\text{mm}$ 孔,深达囊腔,直至囊液外溢为止,然后将液囊排空,每天用He-Ne激光照射一次,每次10分钟,4~5次可愈。

(南通医学院附属医院耳鼻咽喉科)

江新 戚琼芳 徐于如 刘兰英

江苏省激光研究所 黄士法 朱选平 冒光荣)