

大气风速的光学遥感实验

李玉杰 宋正方

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031)

摘要: 利用激光大气闪烁的频谱特性尝试进行横截风速的遥感。简单描述了这种方法的理论基础和实验装置。同时用均匀分布在光程中的五台风速计作了实际测量。结果表明两种方法的结果很一致。

关键词: 激光闪烁 大气风速 光学遥感

Experiment on optical remote sensing of atmospheric wind

Li Yujie, Song Zhengfang

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei, 230031)

Abstract: According to theoretical analysis, the spectrum of the laser scintillation in atmosphere has relation to atmosphere transverse wind. So the detection and evaluation of the spectrum characteristics of laser scintillation can perform the remote sensing of atmosphere transversal wind. In our experimental system, the expression $V = 0.01715fc$, here V is transversal wind speed and fc is turn point frequency of the laser scintillation spectrum, is derived. The experimental results are well agree with three cup anemometers.

Key words: laser scintillation atmospheric wind optical remote sensing

引 言

风速的遥感因较少受使用环境和地理条件的限制而备受欢迎。业已出现了多种遥感方法,其载体不外乎声波、电波和光波等。实践表明,光学方法分辨率高,响应快,其应用前景最为广阔。各种光学遥感方法中理论较严格、装置最简单的当数单波长闪烁频谱法。 $\Delta\Delta^3 \circ \dot{E}^{[1]}$ 和石丸^[2]曾讨论过这方面的理论问题,也指出过用于遥感风速的可能性,但有关实验工作尚未见报道。众所周知,激光闪烁(强度起伏)花样是随横向风速移动的,风速越大,其变化也越快。这表明光束的相位和振幅起伏频谱是与横向风速直接相关的,这就是利用闪烁频谱法遥感风速的物理依据。作者对利用激光闪烁频谱法遥感风速作了尝试,得到了比较满意的结果。

一、理 论 基 础

闪烁频谱 $W(\omega)$ 可由振幅起伏的时间自相关函数 $R(\tau)$ 的富氏变换给出:

$$W(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(\omega\tau) R(\tau) d\tau \quad (1)$$

式中, $\omega = 2\pi f$, f 为频率, τ 为时间变量。

引用 Taylor 假设(即湍流在随风移动的过程中其本身特征不起变化,只要所观测的时间不超过大气的相关时间 τ_0), $R(\tau)$ 等于振幅起伏的相关函数 $B(\rho)$ 。对于形为:

$$u_0(0, \vec{\rho}) = \exp[-\rho^2/(2a^2) - (ik\rho^2)/(2F)] \tag{2}$$

的高斯光束,其相关函数可表达为^[3]:

$$B_{\times}(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \tau) = \langle \times(\vec{\rho}_1, t_0) \times(\vec{\rho}_2, t_0 + \tau) \rangle = 2\pi^2 k^2 \text{Re} \int_0^L dz \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n(z, \kappa) \tag{3}$$

$$\kappa \cdot J_0(\kappa | \vec{P}_1 |) \exp - \gamma_2 \frac{\kappa^2}{k} (L - z) + J_0(\kappa | \vec{P}_2 |) \exp - i\gamma \frac{\kappa^2}{k} (L - z)$$

式中, $\vec{P}_1 = \gamma \vec{\rho}_1 - \gamma^* \vec{\rho}_2 + V_{\perp}(z)\tau$ $\vec{P}_2 = \gamma(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2) + V_{\perp}(z)\tau$
 $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = \{ [1 - z^2/(FL)] + iQ(z/L) \} / [1 - (z/F) + iQ]$
 $Q = ka^2/L$

L 为传播距离, a 为光束的有效半径, F 为光束的曲率半径, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长。

在 Kolmogorov 湍流模型下, 折射率起伏谱函数 $\Phi_n(\kappa)$ 具有如下形式:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \tag{4}$$

若仅考虑光束轴上的起伏, 并且光路是均匀的, 将(3)式代入(2)式, 并利用 Taylor 假设可以求得^[2]:

$$W(\omega) = 0.34 \sigma_{\text{xp}}^2 \int_0^1 d\eta \xi(\eta) \Omega^{8/3}(\eta) \omega_0^{-1}(\eta) \int_0^\infty ds s^{-1/2} (1+s)^{-11/6} \tag{5}$$

$$\cdot [1 - \cos \frac{1}{4} \Omega^2(\eta) \xi(1-\eta)(1-\eta)(1+s)] \exp - \Omega^2(\eta) \xi(1-\eta)^2(1+s)$$

式中, $\Omega = \omega/\omega_0$, $\omega_0 = V_{\perp}(\eta)(k/L)^{1/2}$, $\eta = z/L$

$$\delta_1 = [ka^2 - z(L-z)]/[ka^2 + (L-z)^2], \delta_2 = (ka^2L)/[k^2a^4 + (L-z)^2]$$

$$\sigma_{\text{xp}}^2 = 0.307 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$$

在球面波($F = L$)情况下(4)式简化为:

$$W(\omega) = 0.132\pi^2 C_n^2 k^{2/3} L^{7/6} V_{\perp}^{-1} \Omega^{-8/3} \cdot \int_0^\infty ds s^{-1/2} (1+s)^{-11/6} [1 - \cos \frac{1}{4} \Omega^2(1+s)(1-\eta^2)] \tag{6}$$

在平面波($F \rightarrow \infty$)情况下, 上式简化为:

$$W(\omega) = 0.132\pi^2 C_n^2 k^{2/3} L^{11/6} \omega_0^{-1} \Omega^{-8/3} \cdot [1.69 - \text{Im} \pi^{1/2} \Omega^2 e^{i\Omega^2} \cdot \frac{\Gamma(7/3)}{\Gamma(11/6)} {}_1F_1(\frac{1}{2}; -\frac{4}{3}; -i\Omega^2 + (i\Omega^2)^{7/3} \pi^{-1/2} \Gamma(-\frac{7}{3}) {}_1F_1(\frac{17}{6}; \frac{10}{3}; i\Omega^2)] \tag{7}$$

式中, $\text{Im}[\dots]$ 表示取括号中量的虚部。在极限情况下(6)式和(7)式分别简化为:

对于球面波 $W(\omega) = \begin{cases} 0.1905 C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} V_{\perp}^{-1} (1 + 0.119 \Omega^{4/3}) & \Omega \ll 1 \\ 2.192 C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} V_{\perp}^{-1} \Omega^{-8/3} & \Omega \gg 1 \end{cases} \tag{8}$

对于平面波 $W(\omega) = \begin{cases} 0.8506 C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} V_{\perp}^{-1} (1 + 0.27 \Omega^{4/3}) & \Omega \ll 1 \\ 2.192 C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} V_{\perp}^{-1} \Omega^{-8/3} & \Omega \gg 1 \end{cases} \tag{9}$

图 1 给出了由(8)式和(9)式计算的对数振幅起伏归一化频谱的理论曲线, 其中归一化频谱的定义为 $U(f) = fW(f)/\sigma_x^2$ 。

从图 1 可以看到 $\Omega \ll 1$ 时, 曲线确实如近似表达(7)式和(8)式所示的与频率无关, 而在 $\Omega \gg 1$ 时按 $\Omega^{-8/3}$ 的关系递减, 两条渐近线在 f_c 处交汇, 交点频率(或称为拐点频率)分别由下述

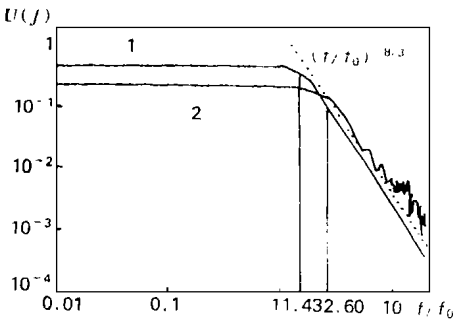


Fig. 1 The normal spectrum of bg amplitude fluctuation

二、实验结果

实验工作是在 1995 年 10 月份进行的,图 2 概要地示出了所用的实验装置。我们使用发散角为 1mrad 的 30mW 稳频

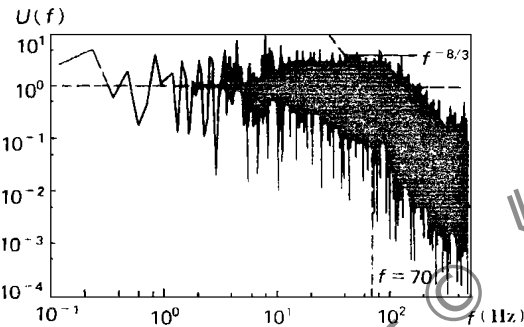


Fig. 3 Comparison between theoretical and experimental normalized scintillation spectrum

比较,图中同时画出了理论曲线。由该图可知,理论曲线和实验结果的平均趋势很一致。该图中拐点频率 $f_c \approx 70\text{Hz}$ 。

由于探测器孔径满足条件 $d \ll$

Λ , 可以认为是点接收方式,且光束在 500m 处的有效直径 $D \approx 50\text{cm}$, 这种情况下可当作球面波处理,因此用 (10) 式和 (12) 式计算横向风速。在我们的条件下,易推出: $V_{\perp} = 0.01715f_c$ (13)

为了检验频谱法所得的结果的正确性,同时还用三杯式风向风速计对风速进行了实际测量。风速计的风向分辨率为 3° , 风速大小误差为 0.3m/s。为使风速测量能反映整条光路上的平均风速,共用五台风速

$$\text{表达式给出}^{[3]}: f_{cs} = 2.60f_0 \quad (10)$$

$$f_{cp} = 1.43f_0 \quad (11)$$

$$f_0 = V_{\perp} / 2\pi\Lambda \quad (12)$$

下标 s 和 p 分别表示球面波和平面波。

由上述讨论可见,不论是平面波还是球面波,对数振幅起伏归一化频谱存在一个确定的拐点频率,而此频率与横向风速密切相关(成正比关系),这就是我们用单波长闪烁频谱法遥感风速的理论基础。

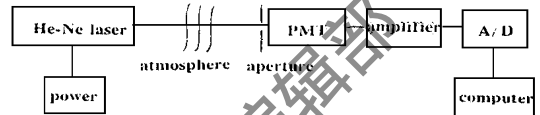


Fig. 2 The schematic diagram of experiment system

单模 He-Ne 激光($\lambda = 0.6328\mu\text{m}$)直接发射,光束离地面的高度平均为 6m,光程长 500m。接收端用光电倍增管探测,探测器前面加了一个 $d = 2\text{mm}$ 的小孔光阑,探测到的信号经 A/D 转换后由微型计算机以 1000Hz 的采样率采集后存入硬盘。我们以 10s 的数据作为一个样本,对此样本的 $2^{13} = 8192$ 个数(约 8s 的数据)进行快速傅里叶变换(FFT)运算,从而得到闪烁的时域频谱,再用最小二乘法多项式拟合,从中找出拐点频率 f_c 。图 3 是实验中获取的闪烁频谱的一个典型例子,为了

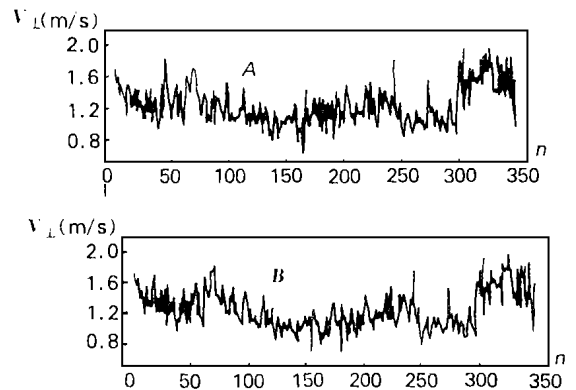


Fig. 4 Comparison both methods
a-anemometer b-remote sensing

共 5 台风速

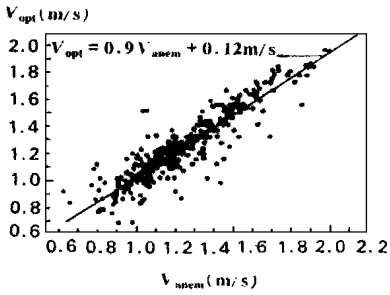


Fig. 5 The relationship both methods

计均匀放置在 500m 通道上, 安放的平均高度为 3m。风矢量(包括风向和风速)由计算机自动以每秒一次的速率采样, 处理数据时我们对每个风速计的数据换算成横向风速, 并取 8s 的平均值, 最后对五个风速计的结果进行平均, 得出该路径上 8s 内的平均横截风速 V_{anem} , 作为对遥感的风速 V_{opt} 进行比较的依据。图 4 分别是这两种方法各自所得的约 350 个数的变化图。

图 5 考察了它们的相关性, 图中实线是全部数据的最小二乘法线性拟合, 由下式表达:

$$V_{opt} = 0.9 V_{anem} + 0.12m/s \tag{14}$$

相关系数达 0.91, 标准差为 0.10。结果表明这两种方法有良好的相关性。数值上平均说来相当一致, 风速较大时的相对误差大约是 10%。

三、讨 论

我们的实验结果表明, 这种通过求取闪烁频谱的拐点以遥感风速的方法能很好地给出光路上的平均横截风速。但是, 实际上曲线的拐点往往不易分辨, 风速较大时可能有 $\pm 10Hz$ 的误差。由(13)式可知这时 V_{opt} 的误差为 0.17m/s。这点误差与风速计的误差是相当的。

考虑到光路的高度与风速计高度不一致, 应对 V_{anem} 的数值进行订正。根据气象学研究成果, 地面上风速廓线平均服从下述规律^[4]: $V = V_0(h/h_0)^n$ (15) 式中, 幂指数 n 的数值随大气层结的稳定度而变, 在晚间的中性层结下, $n = 0.25$, 现在 $h = 6m$, $h_0 = 3m$, 故有 $V = 1.2 V_0$, 则(13)式应订正为: $V_{opt} = 1.07 V_{anem} + 0.14m/s$ (16) 订正后遥感的风速仍然与风速计有一个不大的偏差, 风速较大时其相对偏差有可能超过 10%。

事实上, 两种方法之间因各有误差, 相互之间存在一定偏差是必然的。严格说来, 我们的光路是不均匀的, 五台风速计的数值经常会相差 1m/s 或更多, 这就是说, 一方面五个点的平均是否能足以代表光路上的平均值存在疑问; 另一方面(5)式以及后面的表达式成立的条件也不能满足了。此外, 理论分析^[5]表明, 在湍流较强时闪烁可能出现饱和现象, 其频谱有加宽的趋势。这时基于平缓扰动理论的频谱表达(15)式可能不再有效, 这些都是实际应用中需要注意的问题。

文中引用的风速计数据由曾宗泳研究员、谭锟研究员等提供, 特此致谢。

参 考 文 献

1. 石丸 A. 随机介质中波的传播和散射(中译本). 北京: 科学出版社, 1986
2. Schmeltzer R A. Quart Appl Math, 1967; 24(4): 339~ 354
3. 朱炳海主编. 气象学词典. 上海: 上海辞书出版社, 1985: 176
4. Fante R L. J O S A, 1974; 64(3): 592

* * *

作者简介: 李玉杰, 男, 1970年4月出生。硕士。现在甘肃省电力试验研究所工作。攻读硕士学位期间从事激光湍流效应方面的研究。