

doi: 10.3788/gzxb20124104.0384

基于光闪烁法的烟气流速反演和路径加权函数的分析

杨阳,董凤忠,倪志波,庞涛,吴边,张志荣,曾宗泳,王煜

(中国科学院合肥物质科学研究院安徽光机所,合肥 230031)

摘 要:为了对工业管道排放的污染气体的流速进行连续监测,设计了一种双路平行对射式烟气流速测量系统,并对基于光闪烁法测量烟气流速的相关理论进行了研究.利用相位屏技术对湍流介质中的光闪烁现象进行了理论分析,得到了用于工业管道烟气流速反演的光闪烁互相关的表达式.对烟气流速反演过程中平均流速的路径加权问题进行了探讨,给出了路径加权函数,数值模拟表明路径加权函数具有近似高斯线型的轴对称分布特性,反映出管道中心流速对于平均流速的较大贡献.在此基础上,分析了光源光谱对路径权重函数的影响,实验证明由于光源光谱具有一定的带宽,使得路径加权函数值有一定的变化,但加权函数的分布形状保持不变.对于平均流速的路径加权函数的分析为计算工业管道中烟气流速的空间分布提供了依据.

关键词:相位屏;光闪烁;流速;路径加权函数

中图分类号:O647.3

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2012)04-0384-5

0 引言

工业排放的烟气是大气中颗粒物和污染气体的主要来源.颗粒物对于人类健康、工业生产、生态环境等各个领域都有十分严重的危害.控制、治理污染必须对工业企业的污染物排放实行在线连续监测,并对烟尘排放速度、颗粒物浓度、排放总量进行准确测量.采用光闪烁法测量是一种具有很多优越性的监测方法,具有很好的发展潜力和实用价值.采用非介入式的光闪烁互相关测流速的方法,减小了维护保养的时间、增加了使用寿命,并且能在非常极端的情况如易爆、高温的环境下使用.这种方法测得的流速与温度、压力、湿度、透光度无关,并且测量的是路径平均的结果,相比皮托管^[1]的单点测量烟道流速更具有代表性.美国国家环保署已批准了这一技术作为流速监测的技术标准,现在也已经有了利用光闪烁技术测量烟道和管道气体流速的仪器,如OFS2000光学流速传感器,可以测量1~10 m直径管道中的流速.

测量光通过湍流介质的闪烁强度的互相关,能够得到光路上的横向平均流速,WANG和CLIFFORD等人已经建立了大口径闪烁仪和流速测量的基本理论^[2].在此基础上,本文对基于双路平

行对射式收发装置测量工业管道烟气流速的技术进行了理论研究,得到了闪烁互相关的表达式,并对平均流速的路径加权函数进行了分析.

测量装置的光源选用高亮度发光二极管(Light Emission Diode,LED),它具有成本低、寿命长、易于维护等特点,并且容易调制以避免背景光的干扰.典型的LED的光输出是一个窄带光谱,其带宽一般在20 nm到50 nm之间.本文讨论了LED光谱对流速的加权函数的影响,并给出了实验结果.对于路径加权函数的讨论,为进一步的计算工业烟道内烟气流速的空间分布提供了依据.

1 光闪烁的互相关函数

光通过工业管道烟气流会产生闪烁现象,造成烟道中光闪烁的原因有很多.首先,当光束通过烟气流时,颗粒物随机地进入或移除视场引起光强起伏^[3-4].在高温烟气流中,由于湍流造成折射率在空间时间上的起伏,当光束通过起伏的折射率场时产生光闪烁.工业管道中颗粒物浓度场的随机起伏也能够造成光强的起伏.当然造成光闪烁现象的原因不仅如此,例如工业生产中的过程控制也会造成通过烟气流的光束发生闪烁现象.互相关技术^[5-6]是一种比较常用的流速测量方法,获取两路光束的闪烁

基金项目:国家高技术研究发展计划(No. 2007AA06Z420)资助

第一作者:杨阳(1985—),男,博士研究生,主要研究方向为光电探测与信号处理. Email: yy6551@163.com

责任作者/导师(通讯作者):董凤忠(1966—),男,研究员,博导,主要研究方向为光电测控技术. Email: fzdong@aiofm.ac.cn

收稿日期:2011-09-13; **修回日期:**2011-09-21

信号,进行互相关计算,从而可以反演出工业管道烟气流速。

1.1 双路平行对射式烟气流速测量系统

如图 1 所示,采用双光源、双探测器的分体式结构,可根据烟道的实际情况在较大范围内改变两探测器间的距离.采用经高频调制的 LED 为光源,入射光经过聚焦透镜后到达探测器进行光电转换,电信号经过信号处理电路后进入数据处理设备。

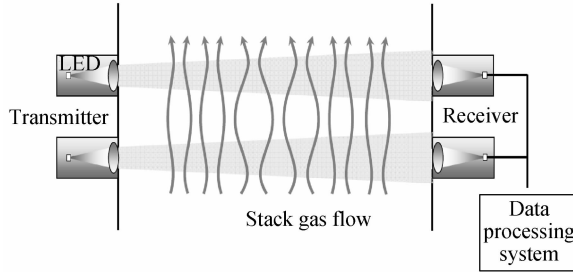


图 1 烟气流速测量系统

Fig. 1 The schematic diagram of stack gas flow velocity measurement system

根据工业现场的实际情况,增加了处理因烟尘浓度起伏引起的低频光闪烁的能力,使仪器能够测量温度分布均匀、折射率起伏非常微弱的情况下的光闪烁信号.自适应的软件处理系统,可以根据实际情况选择不同频段的闪烁信号进行处理.系统硬件部分增加了用于提取对数光强起伏标准差的电路输出,软件部分对这一信号进行处理可同时得到颗粒物浓度。

1.2 两路光闪烁信号的互相关

如图 1,假设位于坐标 $\left[0, \frac{y_0}{2}, 0\right]$ 的点光源 T_a 发射波长为 λ 的发散的球面波,传播方向沿 z 轴,照射在一个无限窄的,边界为平面 z 和 $z+dz$ 的薄片上,薄片中包含有随机湍流场,当光波通过薄片时,将产生一个相位的扰动

$$\Delta\varphi = ka(\kappa)dz \cos[\kappa(y+b)]$$

式中 $k=2\pi/\lambda$, κ 为任一空间波数, b 为在 z 轴的扰动的相位, $ka(\kappa)dz$ 为扰动的幅值。

假设 $\Delta\varphi \ll 2\pi$, 波离开薄片后可表示为

$$\frac{L}{z} \exp\left[-ik\sqrt{z^2+x^2+\left(y-\frac{y_0}{2}\right)^2}\right] \cdot \exp(-ikadz \cos[\kappa(y+b)]) \quad (1)$$

展开式(1)可以看出,离开薄片的波,可以看成三个球面波的叠加,一个是由原点光源 T_a 发出的,另外两个附加的波可以看作是由在点 $\left[0, \frac{y_0}{2} + \kappa \frac{z}{k}, 0\right]$ 和 $\left[0, \frac{y_0}{2} - \kappa \frac{z}{k}, 0\right]$ 上的光源发出的.化简式(1),并去

除常项,得到在探测器 $R_a\left[0, \frac{y_0}{2}, L\right]$ 的场强

$$dE_a = 1 - ikadz \exp\left[\frac{ik^2 z(L-z)}{2kL}\right] \cdot \cos\left\{\kappa\left[\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z}{L} + \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z}{L}\right) + b\right]\right\} \quad (2)$$

同样可以得到,由点光源 $T_b\left[0, -\frac{y_0}{2}, 0\right]$ 发出的发散球面波,到达探测器 $R_b\left[0, -\frac{y_0}{2}, L\right]$ 的场强

$$dE_b = 1 - ikadz \exp\left[\frac{ik^2 z(L-z)}{2kL}\right] \cdot \cos\left\{\kappa\left[-\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z}{L} - \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z}{L}\right) + b\right]\right\} \quad (3)$$

探测器 R_a 和 R_b 上所接收到的光强的起伏可以由式(4)求出

$$dP = |dE|^2 - 1 = [\text{Re}^2(dE) + \text{Im}^2(dE)] - 1 \quad (4)$$

式中 Re 和 Im 分别表示实部和虚部.把式(2)和式(3)分别代入式(4)中,并略去二阶和更高阶小量,得到

$$dP_a = 2kadz \sin\left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL}\right] \cdot \cos\left\{\kappa\left[\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z}{L} + \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z}{L}\right) + b\right]\right\} \quad (5)$$

和

$$dP_b = 2kadz \sin\left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL}\right] \cdot \cos\left\{\kappa\left[-\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z}{L} - \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z}{L}\right) + b\right]\right\} \quad (6)$$

对式(5)、(6)在传播路径上进行积分,根据互相关的定义,可以得到在两探测器上接收到的空间波数为 κ 的光强起伏的互相关为

$$dC_{ab} = 4k^2 \int_0^L dz_1 \sin\left[\frac{\kappa^2 z_1(L-z_1)}{2kL}\right] \int_0^L dz_2 \cdot \sin\left[\frac{\kappa^2 z_2(L-z_2)}{2kL}\right] \langle a(K, z_1) a^*(K, z_2) \cdot \cos\left\{K \cdot \left[\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z_1}{L} + \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z_1}{L}\right) + b_1\right]\right\} \cdot \cos\left\{K \cdot \left[-\frac{y_0}{2} \cdot \frac{z_2}{L} - \frac{y_l}{2}\left(1 - \frac{z_2}{L}\right) + b_2\right]\right\} \rangle \quad (7)$$

式(7)可以化简^[7]为

$$dC_{ab} = 16\pi k^2 \int_0^L dz \cdot \Phi(\kappa) \sin^2\left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL}\right] \cdot \cos\left\{K \cdot \left[y_0 \frac{z}{L} + y_l \left(1 - \frac{z}{L}\right)\right]\right\} \quad (8)$$

式中 $\Phi(\kappa)$ 为湍流谱.在这里只考虑了单一空间波数的情况,由于在积分路径上,不同的空间波数产生的影响是不相关的,所以对所有的 κ 进行积分.令 $d\kappa = \kappa d\kappa d\theta$, 其中 θ 是空间波数矢量和距离矢量的夹角

$$C_{ab} = 16\pi k^2 \int_0^L \int_0^L \int_0^\pi \kappa \Phi(\kappa) \cos\left[\left[y_0 \frac{z}{L} + y_l \left(1 - \frac{z}{L}\right)\right] \kappa\right] \cdot$$

$$\cos\theta \left| \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] \right| d\kappa dz d\theta,$$

完成上式中角变量的积分得到

$$C_{ab} = 16\pi^2 k^2 \int_0^L \kappa \Phi(\kappa) J_0 \left[\left[y_0 \frac{z}{L} + y_t \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right] \kappa \right] \cdot \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] d\kappa dz \quad (9)$$

当 $y_0 = y_t = l$, 即两探测器间隔和两光源间隔相等为 l 时, 使用 Kolmogorov 谱, 即

$$\Phi(\kappa) = 0.033 C_n^2(z) \kappa^{-11/3} \quad (L_0^{-1} < \kappa < l_0^{-1}) \quad (10)$$

式中 C_n^2 是表征湍流强度的折射率结构常量, 式(9)可以表示为

$$C_{ab}(l) = 0.528\pi^2 k^2 \int_0^L d\kappa \int_0^L dz C_n^2(z) \kappa^{-8/3} \cdot \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] J_0(\kappa l) \quad (11)$$

式中 J_0 为零阶贝塞尔函数. 当满足冻结湍流假定, 且按照图 1 所示的几何关系时, 假设光路上的风速为 $v(z)$, τ 为时间延迟, 则 l 应由 $l - v(z)\tau$ 替换. 所以, 光强起伏的时间空间互相关函数为

$$C_{ab}(l, \tau) = 0.528\pi^2 k^2 \int_0^L d\kappa \int_0^L dz C_n^2(z) \kappa^{-8/3} \cdot \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] J_0[\kappa(l - v(z)\tau)] \quad (12)$$

从式(12)可以看出, 利用一定的反演方法^[2], 就能得到风速 $v(z)$.

1.3 路径加权函数

对于球面波, 在光路不同位置, 折射率不均匀的涡流流过两探测器的速率是不同的, 光路各部分对光斑在两探测器间移动速度的贡献是不同的. 因此, 在利用最大互相关法计算平均流速时, 就存在一个路径加权函数的问题, 即路径上不同位置光斑移过两探测器间的速度对平均速度的贡献的权重是不同的. 式(12)中对 z 积分的被积函数, 即是平均流速的路径加权函数, 假设两光源发射孔径均为 D_t , 两光源发射孔径均为 D_r , 考虑到发射孔径和接受孔径的平滑效应^[8], 于是路径加权函数为

$$W_{ab}(z) = 0.528\pi^2 k^2 \int_0^L d\kappa C_n^2(z) \kappa^{-8/3} \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] \cdot \left[\frac{2J_1 \left[\frac{\kappa D_r z}{2L} \right]}{\frac{\kappa D_r z}{2L}} \right]^2 \left[\frac{2J_1 \left[\frac{\kappa D_t}{2} \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right]}{\frac{\kappa D_t}{2} \left(1 - \frac{z}{L} \right)} \right]^2 \quad (13)$$

这一路径加权函数随 z 分布的大小决定了各点流速对平均流速的贡献. 很显然, 表征湍流强度的折射率结构常量 C_n^2 在光路上的分布^[9]会对平均值有影响.

当发射透镜和接收透镜直径相等时, 令 $D_r = D_t = 0.05 \text{ m}$, $L = 2 \text{ m}$, $\lambda = 634 \text{ nm}$ 可以得到对光路中点对称的加权函数. 如图 2 所示, 当 C_n^2 不随光路

上的位置改变时, 路径加权函数类似于钟形, 中心权重最大.

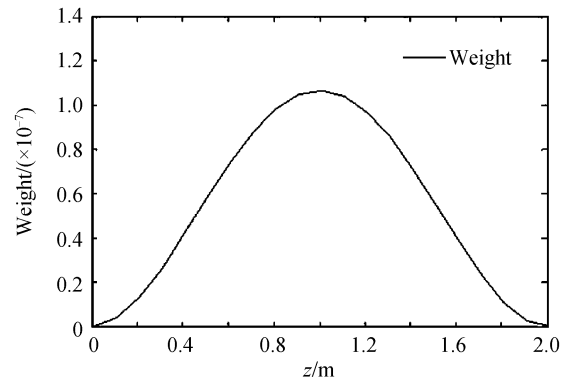


图 2 单色波条件下的流速路径加权函数
Fig. 2 The path-weighting function of the mean velocity for monochromatic wave

2 光谱响应对权重函数的影响

由式(12)所表示的光强起伏的时间空间互相关只是在理想的单色光条件下得到的, 而实际使用的 LED 光源具有一定的光谱带宽, 所以讨论光谱响应对权重函数的影响具有更为普遍的意义.

2.1 多色光条件下的路径加权函数

设 $F(\lambda)$ 为波长为 λ 的单色光的权重函数, 它表示波长为 λ 的单色光对总光强的贡献, 且满足归一化条件

$$\int F(\lambda) d\lambda = 1 \quad (14)$$

令 I_t 表示探测器接收到的总光强, I_λ 表示波长为 λ 的光强, \bar{I}_λ 为平均光强, I'_λ 为光强脉动量, 则有

$$I_t = \int I_\lambda F(\lambda) d\lambda = \int \bar{I}_\lambda F(\lambda) d\lambda + \int I'_\lambda F(\lambda) d\lambda \quad (15)$$

所以探测器接收到的光强起伏可以表示为 $\int I'_\lambda F(\lambda) d\lambda$. 对于光强起伏的二阶量 C_{ab} , 由于

$$(\int F(\lambda) d\lambda)^2 = 1$$

所以

$$C_{ab} = (\int F(\lambda) d\lambda)^2 C_{ab} \quad (16)$$

由式(12)和(16)得

$$C_{ab} = 2.112\pi^4 \int_0^L d\kappa \int_0^L dz C_n^2(z) \kappa^{-8/3} S(z, \lambda) \cdot J_0[\kappa(l - v(z)\tau)] \quad (17)$$

式中, $S(z, \lambda)$ 为光谱响应函数, 其表达式为

$$S(z, \lambda) = \left\{ \int \lambda^{-1} \sin \left[\lambda \frac{\kappa^2 z(L-z)}{4\pi L} \right] F(\lambda) \right\}^2 \quad (18)$$

而 $\lambda^{-1} F(\lambda)$ 的傅里叶变换 $\tilde{F}(k)$ 可以表示为

$$\tilde{F}(k) = \int \lambda^{-1} F(\lambda) \exp(2\pi i k \lambda) \quad (19)$$

通过对比式(18)和(19)不难发现, 除变量不同外, 式(18)中的积分部分与式(19)中的虚部完全相同.

若令 $\tilde{F}_i(k)$ 表示 $\tilde{F}(k)$ 的虚部, 则

$$S(z, \lambda) = \left\{ \tilde{F}_i \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{8\pi^2 L} \right] \right\}^2 \quad (20)$$

则路径加权函数可以表示为

$$W_{ab}(z) = 2.112\pi^4 \int_0^\infty d\kappa C_n^2(z) \kappa^{-8/3} \left[\tilde{F}_i \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{8\pi^2 L} \right] \right]^2 \cdot \left[\frac{2J_1 \left[\frac{\kappa D_r z}{2L} \right]}{\frac{\kappa D_r z}{2L}} \right]^2 \left[\frac{2J_1 \left[\frac{\kappa D_t}{2} \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right]}{\frac{\kappa D_t}{2} \left(1 - \frac{z}{L} \right)} \right]^2 \quad (21)$$

2.2 实验分析

光束的质量对于流速的测量有一定的影响^[10], 使用 LUE50333 型高亮度发光二极管作为光源, 由光谱仪测得 LED 的发光光谱 $F(\lambda)$, 对它做归一化处理, 使得 $F(\lambda)$ 满足

$$\int F(\lambda) d\lambda = 1 \quad (22)$$

求得 $\lambda^{-1} F(\lambda)$, 并对它进行三阶 Gaussian 拟合, 图 3 显示了归一化光谱 $F(\lambda)$ 与波长的比值 $\lambda^{-1} F(\lambda)$, 以及它的三阶 Gaussian 拟合。

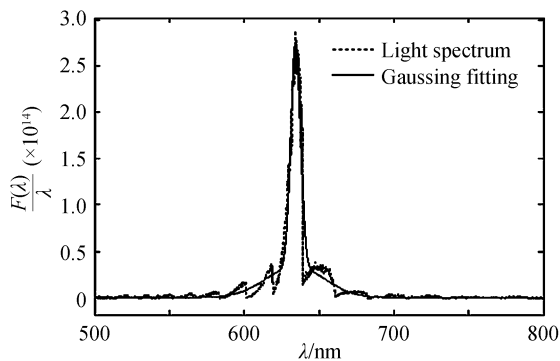


图 3 光源光谱及其 Gaussian 拟合曲线

Fig. 3 Light spectrum and the Gaussian fitting curve

对 Gaussian 拟合式进行傅里叶变换, 并取其虚部 $\tilde{F}_i(k)$ 代入式 (21), 得到路径加权函数, 如图 4 所示。

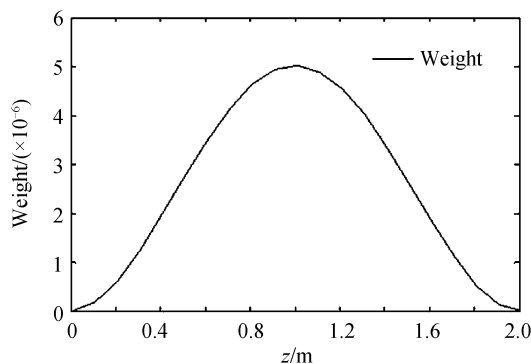


图 4 多色波条件下流速的路径加权函数

Fig. 4 The path-weighting function of the mean velocity for polychromatic wave

对比图 2 和图 4, 可以看出, 由于光源具有一定的带宽, 使得路径加权函数有一定的变化, 如管道中流速的权重变大。但总体来说, 流速的加权函数的分布仍然是轴对称的, 且管道中心权重最大。

3 结论

采用横向相邻两路发射光束、两路接收的装置几何构造所导出的光闪烁互相关的表达式与 WANG 给出的一路发射光束、横向相邻两路接收的装置得到的光闪烁表达式, 只存在几何关系上的不同, 体现在零阶贝塞尔函数的变量上。烟道中平均流速的路径加权函数呈现中间大, 两边小的对称分布, 这说明管道中心流速对于平均流速的贡献较大, 边缘对平均流速的贡献较小。高亮 LED 光源的窄带光谱可以用 Gaussian 函数得到很好的拟合, 带宽对加权函数的影响主要体现在使权值改变, 对加权函数的分布形状没有影响。多色光条件下路径加权函数的研究更具有实用价值, 对于通过光闪烁信号互相关得到烟道内的流速场的分布提供了依据。而利用平均流速及路径加权函数计算精确的工业烟道的排放总量, 还需进一步研究。

参考文献

- [1] LU Hui-min, XUE Huai-qing. A compound of sensor for measuring fluid velocity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1399-1401.
吕惠民, 薛怀庆. 用于测量流体流速的复合式传感器[J]. *光子学报*, 2003, **32**(11): 1399-1401.
- [2] WANG T, OCHS G R, LAWRENCE R S. Wind measurements by the temporal cross-correlation of the optical scintillations[J]. *Applied Optics*, 1981, **20**(23): 4073-4081.
- [3] CHEN An-shi, HAO Ji-ming, ZHOU Zhong-ping. Particulate concentration measured from scattered light fluctuations[J]. *Optics Letters*, 2000, **25**(10): 689-691.
- [4] CHEN Jun, SHEN Jian-qi. Transmission fluctuation spectrometry in time domain[J]. *Journal of University of Shanghai For Science and Technology*, 2004, **26**(6): 503-508.
陈俊, 沈建琪. 时间域内的消光起伏光谱法[J]. *上海理工大学学报*, 2004, **26**(6): 503-508.
- [5] CHEN Min, HE Jun-hua, CHEN Liang-yi. Comprehensive error analysis of the velocimetry based on cross-correlation[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(10): 1914-1919.
陈敏, 何俊华, 陈良益. 互相关测速的误差综合分析[J]. *光子学报*, 2007, **36**(10): 1914-1919.
- [6] CHEN Min, HE Jun-hua, JI Yan-jun, et al. Researches on the measurement of bubble velocity based on cross-correlation [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(8): 1253-1256.
陈敏, 何俊华, 纪延俊, 等. 基于互相关的气泡流速的测量方法研究[J]. *光子学报*, 2005, **34**(8): 1253-1256.
- [7] LEE R W, HARP J C. Weak scattering in random media, with applications to remote probing[C]. *Proc IEEE*, 1969, **57**: 375-406.
- [8] 饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005: 160-165.
- [9] JIANG Yu, ZENG Zong-yong, LIU He-lai, et al. Measurement of optical turbulence in duct [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2006, **31**(4): 741-745.
江宇, 曾宗泳, 刘和来, 等. 烟道中光学湍流测量[J]. *量子电子学报*, 2006, **31**(4): 741-745.

[10] ZENG Zong-yong, LIU He-lai, JIANG Yu, *et al.* Analysis on effect of beam quality on measurement of scintillation intensity and flow velocity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007,

36(10): 1884-1888.

曾宗泳, 刘和来, 江宇, 等. 光束质量对闪烁和流速测量的影响分析[J]. *光子学报*, 2007, 36(10):1884-1888.

Calculation of Stack Gas Flow Velocity Based on Optical Scintillation and Analysis of Path-weighting Function

YANG Yang, DONG Feng-zhong, NI Zhi-bo, PANG Tao, WU Bian,
ZHANG Zhi-rong, ZENG Zong-yong, WANG Yu

(*Anhui Institute of Optics&Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

Abstract: To monitor the velocity of industrial exhaust gas continuously, a parallel double-path flow velocity measurement system was designed, and the related theories on measuring the velocity of stack gas flow was studied based on the light scintillation. A simple phase-screen technique was used to analyze the light scintillation in a turbulent medium, and the expression of optical scintillation cross-correlation was obtained which is used to measure stack gas flow velocity. The path-weighting function of the mean velocity was given. The numerical simulation carried on path-weighting function indicates that it has axially symmetric distribution as Gaussian line shape, and the central velocity of the stack makes greater contribution. The impact of light source spectrum on path-weighting in principle was analyzed, and the preliminary experiments show that, although because the light source spectrum has a certain bandwidth, the path-weighting function has changed, the distribution is still axially symmetric. Based on the path-weighting function, the space distribution of the gas flow velocity in stack can be calculated.

Key words: Phase-screen; Optical scintillation; Flow velocity; Path-weighting function