

微粒直径及直径分布的激光测量技术

杨 哥 张镇西 蒋大宗
(西安交通大学生物医学工程研究所, 西安, 710049)

摘要: 本文较全面地介绍了微粒直径及直径分布的激光测量技术。详细讨论了光全散射法、光角散射法、衍射法及激光脉冲全息法的测量原理、适用范围及其发展。研究结果表明, 光学法测粒具有测量粒度范围广、重复性好、精度高、不接触样品、不要求导电介质以及测量时间短并可在线实时测量等优点。

关键词: 激光测量技术 光散射 衍射 粒径

Laser techniques of measuring particles size and their size distribution

Yang Ye, Zhang Zhenxi, Jiang Dazong
(Institute of Biomedical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, 710049)

Abstract: According to the characteristics of fuel spray, CBP (Convolution backprojection), ART (Algebraic reconstruction technique) and SIRT (Simultaneous iterative reconstruction technique), which are used to realize the visualization of the internal structure of fuel spray, are studied in this paper. The reconstruction results with a P540 digital image processing system show that when the noise exists in the projection data, the SIRT provided the best image reconstruction taking the longest calculation time, the worst image reconstruction is obtained by CBP taking the shortest calculation time, and ART is in the middle.

Key words: laser measuring technique light scattering diffraction particle size

一、引言

微粒是分割状态下的液体、气体或固体。而工业、农业、医学、科研等领域出现了越来越多与微粒密切相关的技术问题。如产品颗粒度直接或间接影响着产品的质量和性能; 各种燃料雾化装置所喷射的液滴大小及其分布直接影响到燃烧效率、火焰稳定性及排放污染程度; 医学上对某些疾病的诊断也常需知道某些细胞大小及其分布; 大功率常规水力发电装置中的水滴直径及其浓度(蒸汽湿度)会对汽轮机运行经济性及安全性产生严重影响等。因此, 对微粒进行精确测量, 测定其直径及直径分布, 对发展国民经济和增进人民健康有着重要意义。

二、微粒直径及其分布的光学测量方法

微粒直径及其分布的测量已有不少方法^[1~3]。现已研制并生产了 200 多种基于不同工作原理的测量方法和装置^[4], 如光学成象法、筛分法、重力沉淀法、冲击法、电阻抗法(Coulter)等^[5]。它们具有各自不同的适应范围, 但也存在着较大的局限性。如仅适用于固体颗粒的测量, 对液滴和气泡的测量则无能为力; 而且它们都需从测量对象中抽取部分样品对试样进行测量, 因而不能进行直接在线测量。对液滴雾粒的测量常采用取样显微摄影方法, 因而工作较为繁琐。随着激光、光导纤维以及电子和计算机技术的长足进展, 光学法测粒技术得到了迅速的

发展。与上述传统方法相比, 光学方法具有测量粒度范围广、重复性好、精度高、不接触样品、不要求导电介质, 测量时间短, 可实现快速实时测量等优点, 还易于同电子计算机相配合, 实现测量过程和数据处理的自动化。因此光学法已被确认为是一种先进的、最具有广泛发展前景的测粒方法^[6]。

测粒的光学方法主要有激光脉冲全息法、衍射法和光散射法等几种, 其中光散射法又分为角散射法和全散射法(消光法)等两大类。它们都有各自的特点和适用范围。

1. 光全散射法(消光法)

光全散射法(消光法)是通过测量入射光强 I_0 和经微粒散射后透射光强 I 的透射比的方法来确定微粒直径的。根据 Lambert-Beer 公式^[7], $E_s/D_{32} = (2/3) \ln(I_0/I)[\rho/(Cl)]$ (1) 式中, D_{32} 为颗粒群的 Sauter 平均直径, E_s 为对应于平均直径 D_{32} 时的全散射系数, 它与入射光的波长、颗粒直径 D_{32} 以及介质的相对折射率有关, 可由 Mie 理论求得^[8]。 C 为被测介质中单位体积的颗粒浓度, ρ 为介质的密度, l 为被测介质的厚度。由(1)式求解颗粒直径 D_{32} 和浓度 C 的方法大致有 3 种。第 1 种称为单波长法^[9], 即利用单色激光作光源, 在两个未知数 D_{32} 及 C 中先任意假设一个, 然后再求得另一个, 显然这种方法不可取。这种方法的另一个严重缺点是测量结果的多值性, 为了避免多值性, 必须将测量数值局限在一个很小的范围。第二种方法是双波长法^[10], 即利用波长 λ_1 和 λ_2 的两束光依次对同一点进行测量, 可推得下列方程:

$$E_{s1}/E_{s2} = \ln(I_0/I)_1/\ln(I_0/I)_2 \quad (2)$$

(2) 式左边 E_{s1}/E_{s2} 仅是颗粒直径的函数, 而 $(I_0/I)_1$ 和 $(I_0/I)_2$ 为测量值。由 $E_{s1}/E_{s2} \sim D$ (颗粒直径) 关系曲线可以求得被测颗粒的直径 D_{32} , 将 D_{32} 代入(1)式即可求得 C , 不需作任何假设。然而 $E_{s1}/E_{s2} \sim D$ 曲线在颗粒直径较大时也具有振荡性, 同样存在着测量多值性和测量范围小的缺点。为了解决上述问题, 文献[11]提出了原理与双波长类同的多对波长法。采用三个不同波长的光束, 配成三对双波长, 可得到三组测试粒径值, 其中只有一个粒径 D_k 是三组测量值中同时出现的, 这个直径就是被测颗粒的真实直径, 从而解决了测量结果的多值性问题。将求得的直径 D 代入(1)式后即可求得颗粒的浓度 C 。这种测量方法结果可靠, 测量装置和测试技术也较简单, 测量范围较其它全散射法有所提高, 将全散射法的测量范围宽度从 1~2 μm 提高到 6~8 μm。不过测量范围仍嫌不宽, 并且这三种方法只能获得被测颗粒的平均直径和浓度, 而不能测得颗粒直径的分布。

文献[12]提出了利用光全散射法测量颗粒的直径分布。当用一组 n 个不同波长的平行单色光照射处于悬浮状态的被测颗粒群时, 根据 Lambert 定律得到一组方程:

$$\ln(I/I_0)_i = (\pi/4)L \int_0^\infty N(D) D^2 E(\lambda, m, D) dD \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3)$$

式中, I/I_0 为透射光强和入射光强之比, L 是光在颗粒群中的行程, $N(D)$ 为颗粒的尺寸分布函数, 为待求值。 D 为颗粒直径, E 是全散射系数, 其中的 m 是颗粒的相对折射率, λ 是光波长。根据方程(3)不同的求解方法, 可分为独立模式光全散射法和非独立模式光全散射法。

独立模式光全散射法^[13]就是先将(3)式这个第一类 Fredholm 积分方程离散成一线性方程组, 然后用 Plmnlnls 算法求解, 得到颗粒的分布函数 $N(D)$ 。这种方法不需要假定颗粒尺寸符合某种分布函数, 因而可适用于多峰分布的颗粒系的测量。

在实际测量中, 许多被测颗粒的尺寸常符合某种双参数分布函数 $N(D, \bar{D}, K)$, 如上限分布函数等。这里 \bar{D} 是尺寸参数, 表示颗粒的大小, K 是分布参数, 表示颗粒尺寸分布范围的大

小。在这种情况下可应用非独立模式光全散射法^[14]。非独立模式光全散射法的基本原理是设颗粒分布符合某种分布函数 $N(D, \bar{D}, K)$, 将此 $N(D, \bar{D}, K)$ 代入(3)式, 然后用最优化方法求解 \bar{D}, K , 从而得到颗粒的尺寸分布 $N(D, \bar{D}, K)$ 。以上两种方法的测量范围约为 $0.2\mu\text{m} \sim 10\mu\text{m}$, 测量的浓度范围也较宽。但要得到较好的测量结果, 测量时 I/I_0 需控制在 $0.4 \sim 0.9$ 之间。 I/I_0 值过大或过小都会增大测量误差。

2. 光角散射法

激光角散射式微粒检测原理是建立在 Mie 球理论基础上的。根据 Mie^[8, 15] 球理论, 当波长为 λ 光强为 I_0 的线偏振光平行照射到直径为 d 的各向同性的球形颗粒上时, 在散射角为 θ , 距离散射体 r 处的散射光强为 $I = (\lambda^2/8\pi^2) \cdot [(i_1 + i_2)/r^2] I_0$

$$\text{式中, } i_1 \text{ 和 } i_2 \text{ 是强度函数, } i_1 = |S_1(\theta)|^2 = |\sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \pi_l + b_l \tau_l)|^2 \quad (5)$$

$$i_2 = |S_2(\theta)|^2 = |\sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \tau_l + b_l \pi_l)|^2 \quad (6)$$

$$(5), (6) \text{ 式中, } \pi_l = P_l^{(1)}(\cos\theta)/\sin\theta, \tau_l = \frac{d}{d\theta} P_l^{(1)}(\cos\theta),$$

$$a_l = \frac{\phi_l(a)\phi_l'(ma) - m\phi_l(a)\phi_l(ma)}{\zeta_l(a)\phi_l'(ma) - m\zeta_l(a)\phi_l(ma)}, b_l = \frac{m\phi_l(a)\phi_l'(ma) - \phi_l(a)\phi_l(ma)}{m\zeta_l(a)\phi_l'(ma) - \zeta_l(a)\phi_l(ma)},$$

$$\phi_l(a) = (\frac{\pi kd}{4})^{1/2} J_{l+1/2}(kd/2), \zeta_l(a) = (\pi kd/4)^{1/2} H_{l+1/2}^{(2)}(kd/2), k = 2\pi/\lambda$$

以上各式中, m 为散射颗粒的相对折射率, $a = \pi d/\lambda$ 称为特征参量。 $J_{l+1/2}(kd/2)$ 和 $H_{l+1/2}^{(2)}(kd/2)$ 分别为半整数阶的贝塞尔函数和第二类汉克尔函数, ϕ_l' 与 ζ_l' 为对各自变量的微商。 $P_l^{(1)}$ 是缔合勒让德函数。

由上式可以看出, 当 m 一定时, 不同大小的颗粒对应着不同的散射光强分布。通过测量不同散射角的散射微粒光强, 即可确定微粒的平均直径或直径分布。Ederhof^[16] 采用对单个水滴的 90° 散射统计出水滴的平均直径和直径分布以及水滴的速度。文献[17] 用类似的方法测量柴油机雾滴的直径分布。这种对单个微粒的散射法测量, 遇到的问题是重叠现象(在测量区内有两个或更多的微粒)、边缘效应(只在微粒的部分被照射或检测)。Landa^[18] 和 Keller^[19] 用检测单一角度上(如 $40^\circ, 90^\circ$) 的散射光来测量泡沫的平均直径。这种用测量某一角度或某几个角度散射光的角散射法, 可以测量微粒的直径分布, 但测量装置比较复杂, 对仪器中光学系统精度要求较高。

由于 Mie 球理论是针对各向同性的均匀介质球在平行光照射下的 Maxwell 方程的严格数学解, 在小颗粒范围内也能给出颗粒散射光分布的精确值, 因而这种方法的测量精度高, 测量粒度范围广, 文献[20] 的装置测量范围为 $0.5\mu\text{m} \sim 1012\mu\text{m}$ 。但是这种方法的数学模型和数值计算都比较复杂费时, 文献[21], [22] 对其计算算法作了改进, 提高了计算速度, 但计算工作量仍较大。

3. 衍射法

由于光角散射法的数学模型和数值计算比较繁琐, 有些学者尝试用其它数学模型来对其进行近似。文献[8] 认为当直径在入射光波波长的几十倍到几百倍之间的各向同性球形小颗粒被平行光照射时, 在散射半角 $\theta < 7^\circ$ 的颗粒散射光可用颗粒的 Fraunhofer 衍射来近似。1976 年, Switzenbank 等人发表了基于 Fraunhofer 衍射原理的激光微粒测量方法^[23]。随后一些国家相

继研制了基于这种原理的激光测粒仪, 其中尤以 Malvern 公司生产的 Malvern 测粒仪以其测量时间短、测量范围宽、测量精度高、重复性好、适用对象广、不受被测颗粒折射率的影响而受到人们的广泛重视和好评。Malvern 测粒仪主要由激光器、扩束镜、傅里叶变换透镜以及多环同心圆环光电探测器以及计算机组成。来自 He-Ne 激光器的光经扩束镜扩束后照射到被测颗粒样品上, 被测颗粒在激光照射下产生衍射现象, 衍射光的强度及空间分布与被测颗粒的直径及其分布有关。衍射光由傅里叶变换透镜聚焦后被位于其后焦面上的多环同心圆环光电探测器接收后转换成电信号, 经放大和 A/D 转换后送入计算机中按事先编好的程序即可求出被测颗粒的直径及直径分布。

根据圆孔的 Fraunhofer 衍射和巴比涅互补原理, 单个半径为 r 的球形颗粒在变换面上的光强分布为^[6]:

$$I = I_0 [2J_1(x)/x]^2 \quad (7)$$

式中, I_0 是衍射图样中心的光强, J_1 是一阶球贝塞尔函数, $x = 2\pi rs/(N\lambda F)$, 其中 s 是探测器上探测点距光轴的距离, F 是透镜的焦距, λ 是入射光的波长。

Dobbin 在 1963 年的研究表明^[24], 测量衍射光强分布只能导出颗粒平均尺寸, 而不能获得被测颗粒的尺寸分布。因此, Swithenbank 采用了测量探测器上一定面积内光能分布的方法^[23]。对(7)式积分可得到探测器上半径为 s 的圆内的光能量占的比例为:

$$L = 1 - J_0^2(x) - J_1^2(x) \quad (8)$$

式中, J_0 是 0 阶球贝塞尔函数。

如果采用图 1 所示的多环同心圆环光电探测器, 则落在半径为 s_1 和 s_2 间环面上的光能量为:

$$L_{s_1, s_2} = C\pi r^2 \{[J_0^2(x) + J_1^2(x)]_{s_1} - [J_0^2(x) + J_1^2(x)]_{s_2}\} \quad (9)$$

式中, C 是与光源功率和探测器敏感程度有关的常数。如果有 N 个半径都为 r 的粒子, 并满足不相关、单衍射条件, 则相应的光能量是(9)式的 N 倍。因此对于大量不同尺寸的粒子落在 s_1 和 s_2 间的光能量为:

$$L_{s_1, s_2} = C\pi \sum_{i=1}^M N_i r_i^2 \{[J_0^2(x_i) + J_1^2(x_i)]_{s_1} - [J_0^2(x_i) + J_1^2(x_i)]_{s_2}\} \quad (10)$$

这里尺寸分布分别为 M 种尺寸大小, 与探测器环数相同。式中, N_i 表示半径为 r_i 的粒子数。

同样可用独立模式和非独立模式方法对(10)式求解, 从而求得颗粒的尺寸分布。

从(7), (8), (9), (10)式可以看出, 衍射光强分布与颗粒的相对折射率无关, 这给测量带来了方便。但是只有在被测颗粒尺寸远比入射光波长大及被测颗粒折射率 $m \gg 1$ 等条件下才能用衍射法^[8], 否则测量结果中将有很大的误差。

国外生产的衍射式激光测粒仪, 其测量下限已达 $0.5 \mu\text{m} \sim 1.2 \mu\text{m}$, 超出了 Fraunhofer 衍射法的测量范围。因此针对这类仪器在小颗粒范围内, 以及被测颗粒的相对折射率趋近于 1 时的测量精度, 国内外已展开了讨论^[25, 26]。文献[27]根据颗粒大小及相对折射率计算某颗粒参数 P , 根据 P 的大小来决定是按 Fraunhofer 衍射理论计算还是按 Mie 散射理论计算, 研制了综合运用 Fraunhofer 衍射和 Mie 散射理论的激光测粒仪, 其性能较国外的衍射式测粒仪有了明显的提高。

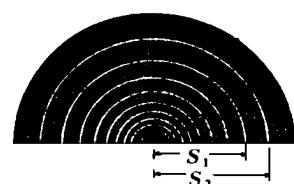


Fig. 1 Photodetector with concentric multicerdes

4. 激光脉冲全息法

激光脉冲全息法是测量高速气流中喷雾特性最精确可靠的方法之一。如图 2 所示, 从红宝石脉冲激光器 L₁发出的一束激光, 经过空间滤波器和扩束镜 F, 被分光镜 S 分成两束光, 一束光被反射镜 M₁照射到喷雾 O 上, 被喷雾 O 透射的光线直接照射到照相胶片 H 上, 称这束光为物光; 通过分光镜的另一束光经反射镜 M₂反射后也照射到照相胶片上, 这束光称为参考光。由于参考光和物光都是从同一束激光分离出来的, 因此它们是相干的。全息底片记录物光和参考光的干涉条纹, 它储存了三维喷雾的全部信息。经过显影、定影处理以后, 可用激光再现。通过再现即可得到不同距离处喷雾的滴径大小和尺寸分布。

激光脉冲全息法有很多优点, 它能够用于定常或瞬态喷雾的测定。一次全息摄影可以获得三维喷雾, 通过再现可以直接测量微粒的数目、直径、形状、空间粒度分布。通过两次曝光可以测定微粒的速度分布, 适用于直径为 $2\mu\text{m}$ 以上, 速度 150m/s 以下的微粒。这种方法的缺点是红宝石激光器价格昂贵, 而且它的最大不便就是用人工进行数据采集和分析非常费时, 这曾阻碍了它的应用。随着计算机和图象分析技术的发展, 有可能实现用半自动或自动的方法确定微粒的尺寸及其分布, 这种方法必将在应用中得到进一步的发展。

三、结 束 语

光学法测粒适用范围广, 可对气液、气固、液固双相介质中的各种细微颗粒进行测量, 其测量范围宽、精度高、重复性好, 当与计算机配合使用时, 可以实现快速、在线、实时测量, 使测量结果达到很高的智能化程度。

需要指出的是, 上述光学法测粒的原理都是建立在各相同性的球形颗粒基础上的。如何对各相异性的, 以及非球形的颗粒进行测量是今后需要研究的一个方向。此外, 在对颗粒进行测量时, 现有的工作一般都是测量其直径及直径分布。然而在实际工作中常常需要知道内部结构不同的颗粒分布。如何测量内部结构不同的颗粒分布, 也是有待解决的一个问题。

参 考 文 献

- 1 艾伦 T. 颗粒大小测定. 北京: 建筑工业出版社, 1984: 1~ 8
- 2 董祐嵩. 颗粒粒度与表面测量原理. 上海: 上海科技文献出版社, 1989: 1~ 12
- 3 严传俊. 西北工业大学学报, 1983; 1(1): 27~ 40
- 4 Davies Reg. The need for particle sizing standard. 16th Annual Meeting of Fine Particle Society, Proceedings of Condensed Papers, Florida, USA, 1985: 1~ 50
- 5 Alle T. Particle size measurement. 3rd ed., London: Chapman and Hall, 1981: 1~ 200
- 6 Barth H G. Modern methods of particle size analysis. New York: John Wiley & Sons, 1984: 135~ 277
- 7 王乃宁. 上海机械学院学报, 1982; 3(4): 23~ 39
- 8 Van de Hulst H C. Light scattering by small particles. London: Chapman and Hall, 1957: 107~ 115
- 9 Wyler J S, Desal K J. ASM E Trans J Eng Power, 1978; 100(4): 544~ 548
- 10 卫敬明, 郑 刚. 用全散射双波长光学法测量双相介质微粒直径. 全国多相流检测技术会议论文集. 北京, 1986: 223~ 225
- 11 王乃宁. 上海机械学院学报, 1987; 9(4): 7~ 16
- 12 蔡小舒. 光学全散射法测粒技术及其在湿蒸汽测量中应用的研究. 博士论文, 上海机械学院, 1991
- 13 Cai X S, Wan N N. An algorithm of independent model for calculating the particle size distribution. Proceeding of the 3rd International Aerosol Conference, Tokyo, Japan, 1990; 1(23~ 27): 126~ 129

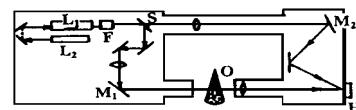


Fig. 2 HT RG-5000 holographic device

- 14 蔡小舒, 王乃宁. 光学学报, 1991; 11(11): 1049~ 1054
 15 Born M, Wolf E. Principles of optics. Oxford, Pergamon, 1975: 1~ 200
 16 Ederhof A. Determination of droplet size and wetness fraction in two-phase-flows using a light scattering technique. IME Conf, 1976; 6: 21~ 27
 17 潘述文译. 液体粒子的光电测量. 小型内燃机, 1980; 1: 38~ 55
 18 Landk I, Tebay E S. IEEE Trans Instrum Measurements, 1972; 21(1): 56~ 59
 19 Keller A. ASME Trans J Basic Engng, 1972; 94(4): 917~ 925
 20 张宏建, 王乃宁. 上海机械学院学报, 1990; 12(2): 1~ 10
 21 Wiscombe W J. Appl Opt, 1980; 19(9): 1505~ 1509
 22 Jones A R. J Phys D, Appl Phys, 1983; 16(3): L49~ L52
 23 Switzenbank J. A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution. AIAA Paper, No 69-76, 1976: 125~ 129
 24 Dobbins R A. AIAA J, 1963; 1(8): 1882~ 1886
 25 Wan N N, Gu G L. Particulate Science and Technology, 1986; 4(4): 106~ 111
 26 顾冠亮, 王乃宁. 上海机械学院学报, 1988; 10(3): 73~ 78
 27 张宏建. FAM 激光测粒仪及其应用. 首届全国颗粒学类青年科技工作者学术交流会议论文集. 北京, 1989: 156~ 158

*

*

编辑部

作者简介: 杨 昱, 女, 1968 年 12 月出生。博士研究生。主要从事激光技术在生物医学工程中的应用以及光电检测等方面的研究。

收稿日期: 1995-10-09 收到修改稿日期: 1995-12-23

• 产品简介 •

红色光电二极管/放大器

美国亚利桑那州塔克森的 Burr-Brown 公司已经生产出一种供光滤波器使用的集成电路, 它包含光电二极管和放大器, 用红色塑料封装。这种 OPT 101-R 集成电路块的滤光波长短于 570nm。应用包括: 烟尘探测器, 位置和远程传感器, 医学上和实验室用的检测仪。这种集成电路的工作电压为 27~ 36V, 电流为 120μA。探测器在 650nm 波长上有 14kHz 的带宽和 450mA 的响应率。

张贤义, 曹三松 供稿

• 简讯 •

用于通信波段的四价铬激光晶体

纽约州立大学以 R. Alfano 和 V. Petricevic 为首的固体激光器小组, 展示了一种室温发射激光的 Cr⁴⁺: Ca₂GeO₄ 晶体, 它是一种新型近红外可调谐的四价铬激光晶体。称作“Cunyite”的晶体, 是随掺 Cr 锌橄榄石——用掺 Cr⁴⁺ 作为激活离子的第一块晶体——而开发的; 可是, 锌橄榄石仅在 1.15μm 和 1.35μm 之间发射激光。据 Alfano 称, 新材料中掺杂浓度高, 甚至晶体很细也可出光。他声称, 调谐波长可能为 1.3μm 到 1.6μm, 包含通信波段(1.3 和 1.5μm) 和人眼安全波段(远于 1.45μm)。

这种“Cunyite”晶体“工作更好”, Alfano 说, “因为铬在锌中更加适应, 并且不会像掺 Cr 的镁橄榄石中的 Cr³⁺ 杂质离子那样进入钙中去”。自由振荡激光输出中心波长在 1.4μm, 在非最佳耦合谐振腔中受 1064nm 能量泵浦时, 激光阈值低于 1mJ。该晶体用籽晶溶解法生长, 结合直拉(恰克拉斯基法)和溶解(熔融法)生长技术。

中尧, 三松 供稿