

干涉粒子成像测量系统可测粒径范围及精度分析

吕且妮 吕通 靳文华 陈益亮

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

摘要 基于干涉粒子成像(IPI)测量公式,分析了影响 IPI 系统中最大和最小可测粒子尺寸以及粒径测量精度的因素。对一给定的 CCD、成像透镜、入射光波波长、光束宽度,分析了物距和离焦距离对粒子干涉条纹图大小的影响,进而分析了对粒径测量精度和可测范围的影响。得出了在满足测量范围要求的条件下,尽量采用相对较大的收集角,干涉条纹图尺寸越大,粒径测量误差越小,但必须考虑条纹图重叠,且对条纹间距进行插值得到亚像素精度,给出了对标准粒子测量实验光路系统设计实例和测量结果。

关键词 测量;干涉粒子成像;精度;粒子尺寸测量;可测粒径范围

中图分类号 TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0508006

Analysis of Measurable Size Range and Its Measuring Accuracy of Particle in Interferometric Particle Imaging System

Lü Qieni Lü Tong Jin Wenhua Chen Yiliang

(Key Laboratory of Opto-Electronics Information Technology, Ministry of Education, College of Precision Instruments & Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract According to the measurement equation of interferometric particle imaging(IPI), the influence factors including the maximum and the smallest measurable particle diameters and its measuring accuracy of particle diameter, are analyzed in IPI optical system. For the given CCD, imaging lens, wavelength of illumination light and the thickness of the laser width, the influence of the object distance and defocusing distance on the size of the interference pattern of a particle is thoroughly analyzed, the measuring accuracy and the measurable range of particle size are then investigated. The result is that the relatively larger collection angle should be used as much as possible on the condition that the requirements of the measurable size range are satisfied. The larger the size of the interference pattern, the smaller the measurement error of particle size with the finger overlap considered, and the sub-pixel accuracy of the number of fringes/finger spacing is acquired by interpolation. The optical system design example and its test results of the standard particle are given.

Key words measurement; interferometric particle imaging; accuracy; particle size measurement; measurable size range

OCIS codes 100.3175; 290.5825; 120.5820

1 引 言

在各种粒径测量方法中,基于光散射理论的测量大多是利用粒子的散射光反演计算得到粒径^[1,2],干涉粒子成像技术(IPI)是一种相对较新的粒子测量技术,它是基于 Mie 散射理论,通过测量粒子干涉条纹图的条纹数/条纹频率得到粒子尺寸大小,已用于各种粒子场,如雾场液滴粒子^[3~6]、气泡粒子^[7,8]、烟雾粒子^[9]尺寸、速度等参数测量。在 IPI 中,可测粒径范围及粒径测量精度与光学系统的结构参数有关,如何设计满足实际测量要求的光

路系统是 IPI 技术的关键问题之一。因此,研究影响 IPI 系统中的可测粒径范围及其测量精度具有重要的意义。Damaschke 等^[10]基于重叠系数对可测粒径范围以及可测浓度进行了研究。Dehaeck 等^[11]从不确定性分析了影响粒径测量精度的因素。Graßmann 等^[12]从实验上研究了增大收集角可以提高粒径测量精度。本文同样从 IPI 测量公式出发,分析了光学系统参数对可测粒径范围及粒径测量精度的影响,给出了对标准粒子测量的实验系统设计实例及其测量结果,这一研究成果将用于内燃机喷

收稿日期: 2012-12-05; 收到修改稿日期: 2013-02-05

基金项目: 国家自然科学基金(61275019)和内燃机燃烧学国家重点实验室 2011 年度开放课题(K2011-10)资助课题。

作者简介: 吕且妮(1966—),女,博士,副教授,主要从事粒子测量、数字全息等方面的研究。E-mail: qienil@tju.edu.cn

雾粒子场粒子尺寸及其空间分布测量。

2 最大和最小可测粒子直径

图 1 为 IPI 光路系统示意图,片状激光束照明球形透明粒子,粒子发生散射,在离焦像面形成干涉条纹图。粒子干涉条纹图的形状取决于收集系统孔径的形状,其大小 d_i 为(为分析方便,设 $d_{ax}=d_{ay}=d_a$)

$$d_i = d_a \left| 1 - z_r \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_1} \right) \right|, \quad (1)$$

最小和最大的粒子干涉图像尺寸分别为

$$d_{i\min} = d_a \left| 1 - z_r \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_{1\min}} \right) \right|, \quad (2)$$

$$d_{i\max} = d_a \left| 1 - z_r \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_{1\max}} \right) \right|, \quad (3)$$

式中 $z_{1\min}=z_1-s_t/2$, $z_{1\max}=z_1+s_t/2$, z_1 为光束面中心到成像透镜的距离,即中心物距; $z_{1\max}$ 、 $z_{1\min}$ 分别为光束前后表面到成像透镜的距离; s_t 为片状光

束的宽度, z_r 为离焦像面距离成像透镜孔径的距离,如图 1 所示, d_a 为成像透镜孔径大小, f 为成像透镜焦距,与粒子大小无关。粒子直径 d_p 与条纹数/条纹间距关系式为^[13,14]

$$d_p = \frac{2\lambda N}{\alpha} \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1}} \right]^{-1}, \quad (4)$$

式中 θ 为散射角, $\alpha = 2\arctan[d_a/(2z_1)]$ 为光学系统的收集角, m 为相对折射率, λ 为激光波长, $N = \alpha/\Delta\varphi$ 为条纹数, $\Delta\varphi$ 为干涉条纹角间距。在实验系统给定的条件下,即 θ 、 m 、 λ 和 α 给定,粒子的直径 d_p 正比条纹数 N 。当 $N = 1$ 时,即为最小粒子所对应的条纹数,则可测量的最小粒径为

$$d_{p\min} = \frac{2\lambda}{\alpha} \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1}} \right]^{-1}. \quad (5)$$

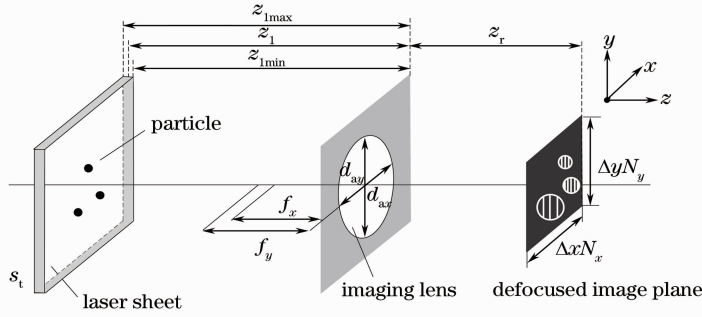


图 1 IPI 光路系统示意图

Fig. 1 Schematic of interferometric particle imaging

根据 Nyquist 抽样定律,每个干涉条纹至少要覆盖 2 pixel,则有 $d_{i\min}/N_{\max} \geq 2\Delta x$, Δx 为 CCD 的像素尺寸,则最大可测粒子直径为

$$d_{p\max} = \frac{2\lambda N_{\max}}{\alpha} \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1}} \right]^{-1} = \frac{\lambda}{\alpha \Delta x} d_a \left| 1 - z_r \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_{1\min}} \right) \right| \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1}} \right]^{-1}. \quad (6)$$

由 (5) 式和 (6) 式可知,系统所能测量的粒径上下限是 $z_{1\min}$ 、 z_r 、 f 、 Δx 、 d_a 、 λ 、 θ 和 m 的函数。表 1 给出了

表 1 不同系统可测的粒径范围

Table 1 Measurable range of particle size for different optical systems

System parameters	A	B	C	D	E	F
Focal length f_x /mm	50	50	50	50	50	50
Focal length f_y /mm	50	50	50	50	50	50.6
Aperture (lens) diameter d_{ax} /mm	40	20	10	40	40	40
Aperture (lens) diameter d_{ay} /mm	40	20	10	40	3	40
Distance in object field z_1 /mm	175	175	175	175	175	175
Distance in image field z_r /mm	71.5	71.5	71.5	72.5	71.5	71.5
Laser light sheet thickness s_t /mm	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
$d_{p\min}$ /mm	2.53	5.05	10.10	2.53	2.53	2.53
$d_{p\max}$ /mm	137.18	136.73	136.62	234.91	137.18	137.18
Maximum measurable concentration $c_{v,\max}$ /mm ⁻³	0.0498	0.1994	0.7976	0.0185	0.5220	0.2375

不同系统参数下最大、最小可测的粒径以及最大可测的浓度 $c_{v,\max}^{[10]}$ ，其中参数： $m = 1.33$ 、 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 、 $\theta = 90^\circ$ 、 $\Delta x = 7.4 \text{ }\mu\text{m}$ 。图 2(a)~(f) 给出了对 A 系统，可测粒径上下限分别与 z_r 、 z_1 、 d_{ax} 、 Δx 、 f 和 λ 的关系图，其中 $\theta = 50^\circ$ ，图 2(g) 为 $d_{p\max}$ 和 $d_{p\min}$

随 θ 的变化曲线图。

由图 2 可见， $d_{p\min}$ 随 z_1 、 f 和 λ 的增大而增大，随 d_{ax} 增大而减小，随 θ 非线性变化，与 z_r 、 Δx 无关。 $d_{p\max}$ 随 d_{ax} 和 λ 的增大而增大，随 f 和 Δx 增大而减小，随 θ 非线性变化。如由系统 A、B 到 C，孔径减小，

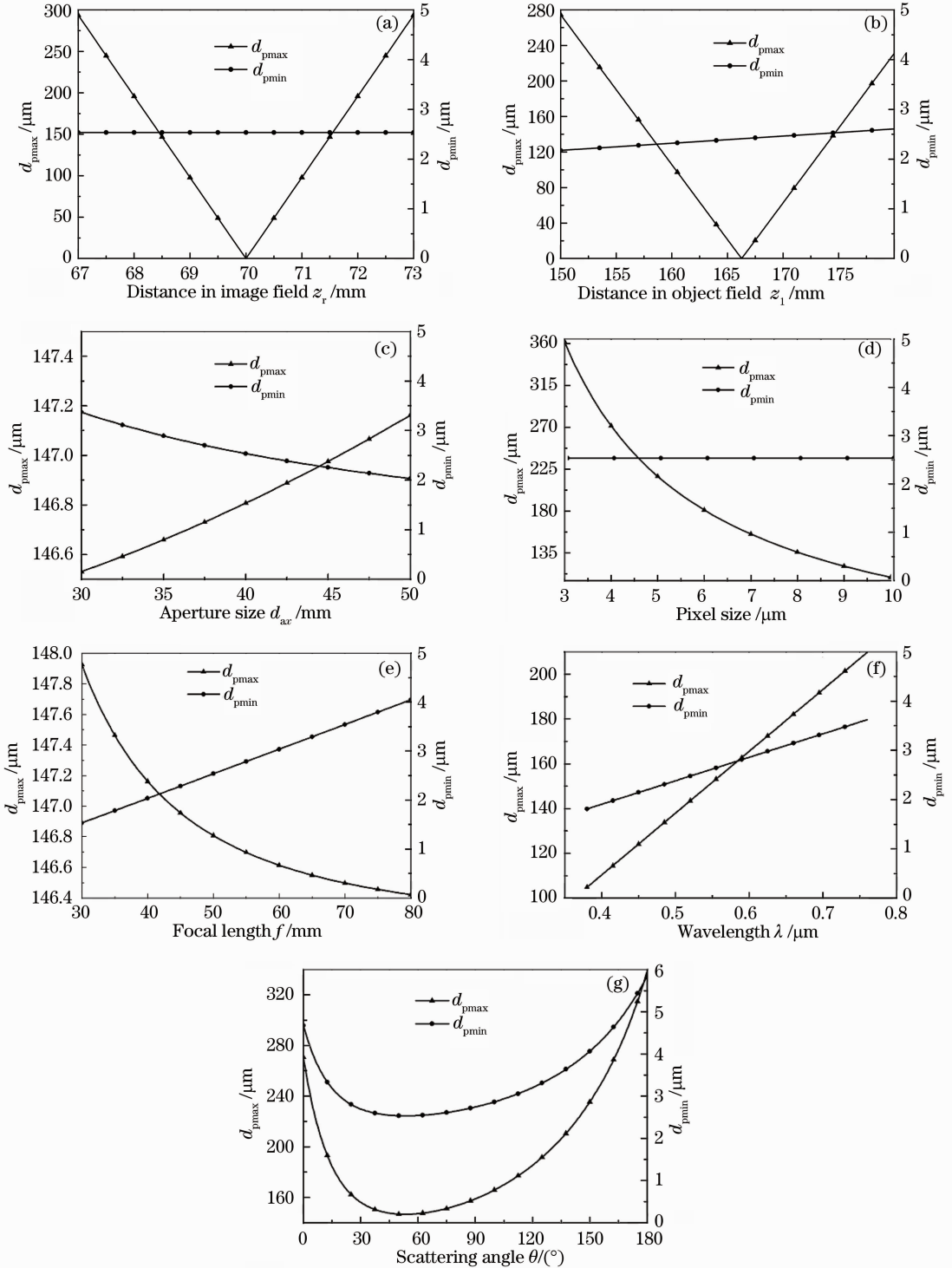
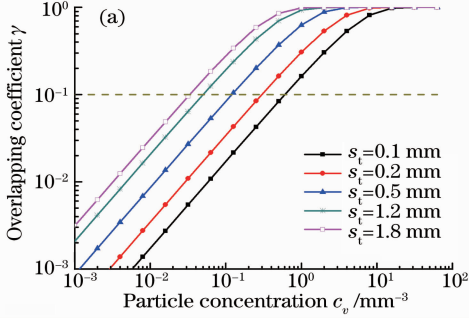


图 2 $d_{p\max}$ 、 $d_{p\min}$ 与 z_r 、 z_1 、 d_{ax} 、 Δx 、 f 、 λ 、 θ 关系曲线

Fig. 2 $d_{p\max}$ and $d_{p\min}$ as functions of z_r , z_1 , d_{ax} , Δx , f , λ and θ

d_{pmin} 增大, d_{pmax} 减小。对图 2(a), 当 z_r 靠近聚焦像面时, 粒子干涉图的尺寸 d_i 减小, 干涉图中条纹数 N 减少, d_{pmax} 减小。当 $z_r = 70$ mm, 即为像距时, 在聚焦粒子像面上为两点像, 不再是干涉条纹图, 粒子直径与两点像之间的间距有关; 远离聚焦像面时, d_{pmax} 增大, 如对系统 A 和 D, z_r 增大, d_{pmin} 不变, d_{pmax} 增大。对图 2(b), 当 z_1 增大时, α 减小, d_{pmin} 增大; 当 z_1 靠近聚焦物面时, d_{pmax} 减小; 当 z_1 远离聚焦物面时, d_{pmax} 增大。当 $z_1 = 166.28$ mm 时, 为聚焦物面, 这



时在聚焦像面上同样形成两点像。实验中 θ 的选取依赖于待测粒子散射光分布。图 3(a) 给出了不同光束宽度时, 对系统 A, 重叠系数 $\gamma^{[10]}$ 与最大可测浓度 c_v 关系图。光束宽度越宽, 对同一 γ , c_v 越小; 图 3(b) 给出了对系统 F 不同光束宽度时 c_v 与 f 分布图。当 f_y 接近 50.6 mm 时, CCD 像面在 Y 方向上靠近聚焦像面, 此时粒子干涉图在 Y 方向上被近似压缩成一条直线, 重叠率降低, 最大可测粒子场浓度 $c_{v,max}$ 相对较高。

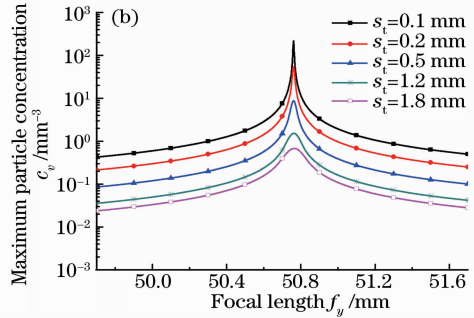


图 3 不同光束宽度时, (a) γ 与 c_v 关系图; (b) c_v 与 f 关系图

Fig. 3 In different laser light widths, (a) γ as a function of c_v ; (b) c_v as a function of f

3 粒径测量误差分析

(4)式可表示为^[11]

$$d_p = \lambda \beta F C_{pix/rad}, \quad (7)$$

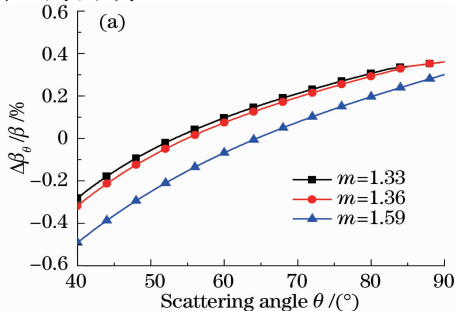
式中

$$\beta = 2 \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1}} \right]^{-1}, \quad (8)$$

$$C_{pix/rad} = \frac{\Phi}{\alpha} = \frac{d_i}{\alpha \Delta x}, \quad (9)$$

$$F = \frac{N}{\Phi} = \frac{\alpha}{\Delta \varphi \Phi}, \quad (10)$$

式中 β 称为转化因子, F 为干涉条纹频率, $C_{pix/rad}$ 称为实验系统的校准常数, $\Phi = d_i / \Delta x$ 为粒子干涉图像素数。设激光波长 λ 的不确定性 $\Delta \lambda / \lambda = 0$, 则粒径测量的不确定性可表示为



$$\frac{\Delta d_p}{d_p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F}{F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{pix/rad}}{C_{pix/rad}}\right)^2}. \quad (11)$$

3.1 β 的不确定性

在(8)式中, 对于球形粒子, β 是散射角 θ 和相对折射率 m 的函数。当 m 已知时, β 只与散射角 θ 有关。图 4(a) 给出了对不同 m , 当 $\Delta \theta = 1^\circ$ 时, β 随 θ 的不确定性曲线。由图 4(a) 可知, 散射角 θ 变化 1° 时, 在 $40^\circ \sim 80^\circ$ 散射区域, 由 β 引入的误差很小。当 θ 已知时, β 只与 m 有关。图 4(b) 给出了对不同 θ , 当 $\Delta m = 0.01$ 时, β 随 m 的不确定性曲线。随 θ 增大, $\Delta \beta_m / \beta$ 减小。对同一 θ , $\Delta \beta_m / \beta$ 变化很小。因而 β 对粒径测量影响很小。

3.2 $C_{pix/rad}$ 的不确定性

由(9)式可知, $C_{pix/rad}$ 是粒子干涉图尺寸 Φ 、成像系统孔径 d_a 和物距 z_1 的函数, 这 3 个参数的精度将

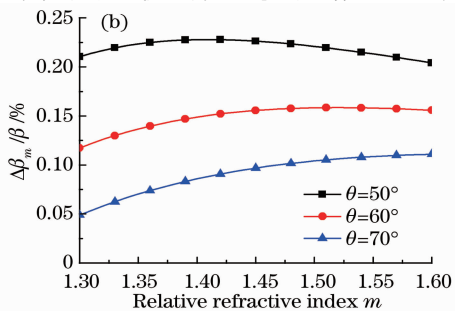


图 4 转换因子 β 与散射角 θ 和相对折射率 m 的不确定性关系曲线。(a) $\Delta \theta = 1^\circ$; (b) $\Delta m = 0.01$

Fig. 4 Uncertainty in β for an uncertainty of (a) $\Delta \theta = 1^\circ$ in observation angle θ and (b) $\Delta m = 0.01$ in relative refractive index m

影响粒径计算结果。在实验中,孔径通常利用 $d_a = f/F^\#$ 计算得到,其中 $F^\#$ 为光圈数,通常是由成像镜头给出。由于透镜主平面的位置不能准确确定,因此物距 z_1 不能直接测量,可通过测量成像系统放大率 M 间接计算得到,粒子干涉图尺寸 Φ 可由(1)式计算得到,也可由实验中的其他参数间接计算得到。在 IPI 中,粒子干涉图的产生有两种方法,如图 5 所示,一是在像方移动 CCD,改变 CCD 靶面到像面的距离,使粒子的散射光干涉,如图 5(a)所示;一是在物方改变物体到成像镜头的距离,相应于改变 CCD 靶面到像面的距离,如图 5(b)所示。由成像系统的几何关系,对图 5(a),由(1)式得

$$\Phi = \frac{d_i}{\Delta x} \approx \frac{ag}{M\Delta x}, \quad (12)$$

对图 5(b),有

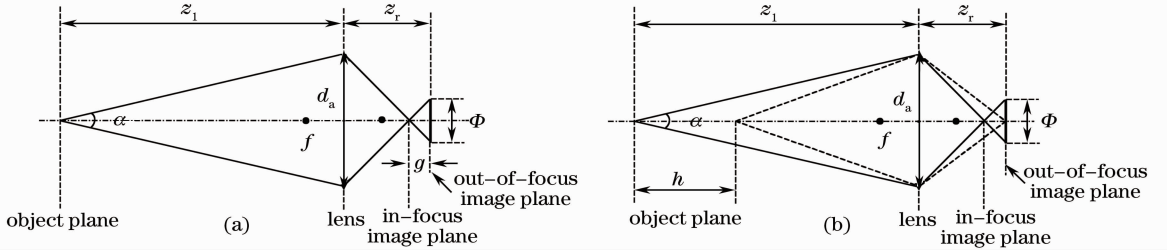


图 5 粒子干涉图尺寸计算。(a) 像方离焦;(b) 物方离焦

Fig. 5 Calculation of the image size of the interference pattern of particle. (a) Out-of-focus in image field; (b) out-of-focus in object field

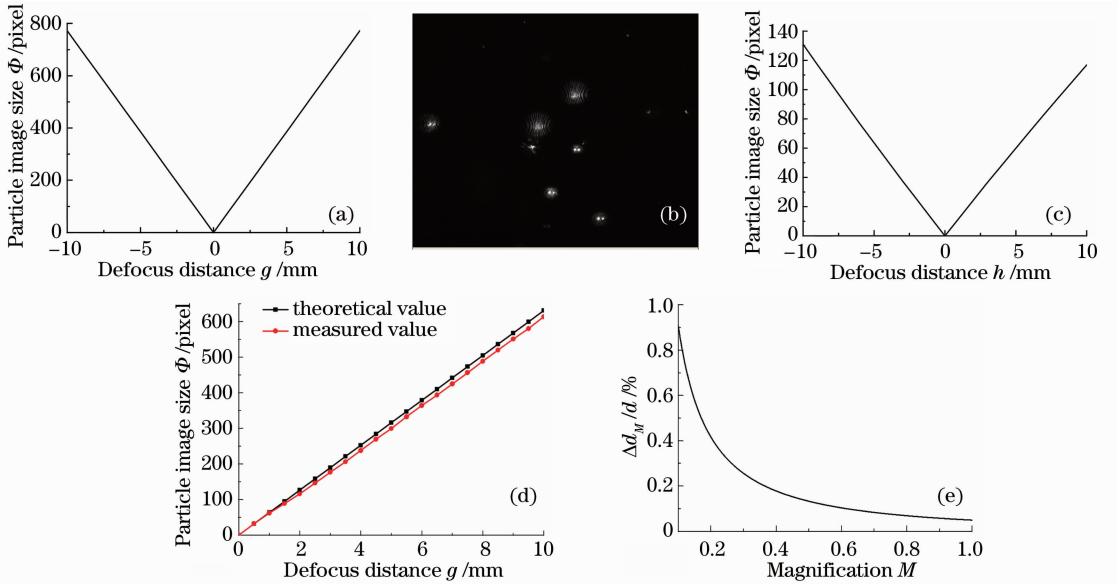


图 6 (a) Φ 与 g 变化曲线;(b) 聚焦与离焦过程;(c) Φ 与 h 变化曲线;(d) Φ 随 g 的测量值与理论值;(e) d_p 与 M 的不确定性关系曲线

Fig. 6 (a) Φ with g curve; (b) focusing and defocusing process; (c) Φ with h curve; (d) comparison of theoretical and experimental Φ with g ; (e) uncertainty of d_p with M

$$\Phi = \frac{2hM \tan(\alpha/2)}{\Delta x} \approx \frac{haM}{\Delta x}, \quad (13)$$

$$C_{\text{pix/rad}} = \frac{\Phi}{\alpha} \approx \frac{g}{M\Delta x} = \frac{Mh}{\Delta x}, \quad (14)$$

式中 M 为系统放大率, g 和 h 分别为像面和物面的离焦距离。 Δx 是由 CCD 参数决定的, $\Delta(\Delta x)/\Delta x = 0$ 。故 $C_{\text{pix/rad}}$ 的不确定性可表示为

$$\frac{\Delta C_{\text{pix/rad}}}{C_{\text{pix/rad}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta g}{g}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2}. \quad (15)$$

图 6(a)给出了对系统 A,粒子干涉图尺寸 Φ 随 g 的变化曲线。设光束传播方向从左向右为正方向,从几何光学讲,CCD 相机从聚焦位置往左(g 为负)或者往右(g 为正)的离焦是等价的, Φ 以 $g=0$,

即粒子聚焦位置对称分布,且随 g 的增加线性增大。像距改变 1 mm, Φ 变化 77.22 pixel。注意实验中,常采用 g 正,这是因为 g 负时,两束光的离焦像并不完全重合[如图 6(b)所示,从 g 负到 g 正]。图 6(c)给出了对系统 A, Φ 随 h 的变化曲线, Φ 以 $h=0$ 对称分布。物距改变 1 mm, Φ 变化 12.43 pixel。 g/h 越大, Φ 越大, $C_{\text{pix/rad}}$ 测量误差越小,但 Φ 越大,粒子干涉图有可能会重叠。因此, Φ 的选取受限于测量上限和条纹频率 F 的提取精度。图 6(d)为实验得到的 Φ 与 g 的变化曲线,放大率 $M=0.1899$, $\alpha=5.082^\circ$,由(11)式,像距 g 改变 1 mm, Φ 变化 63.12 pixel,实验测得 Φ 的平均变化值为 61.38 pixel,主要是由于干涉条纹图边缘探测的不确定性。图 6(e)为 d_p 随 M 的不确定性关系, M 越小, d_p 测量误差越大,但 M 越大,可测量的粒子场区域越小。 M 的选取要考虑粒径测量精度和测量视场问题。

3.3 F 的不确定性

由(10)式,条纹频率 F 的不确定性可表示为

$$\frac{\Delta F}{F} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Phi}{\Phi}\right)^2} \quad (16)$$

由(12)式和(13)式可知,对一给定的实验系统和 g/h , Φ 为一定值,这时 F 的测量误差主要来自于 N 。当 $N=1$ 时, $\Delta F_N/F=1/N$ 的测量误差最大。因此,条纹频率 F 的误差主要来自于条纹数提取方法。对干涉条纹图,常对其进行傅里叶变换提取条纹间距/频率,再利用插值得到亚像素精度。图 7 给出了利用 m-Rife 算法插值前后条纹频率 F 提取的相对误差曲线,插值后提取的条纹频率精度高于插值前提取的精度。对于实际系统,噪声将影响 F 的提取精度。文献[11]利用下式对粒子干涉图估计了其频率的不确定性:

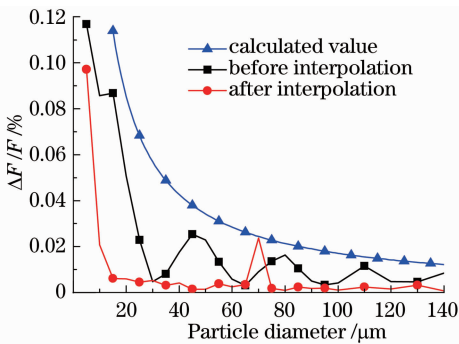


图 7 条纹频率的不确定性

Fig. 7 Uncertainty in frequency estimation versus particle diameter

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{2\sqrt{3}}{\pi N \sqrt{(\Phi^2 - 1)R_{\text{SN}}}}, \quad (17)$$

利用(17)式计算了系统 A 的 F 不确定性,设信噪比 $R_{\text{SN}}=3$ dB,其结果也显示在图 7 中。由图 7 可以看出, d_p 越大, F 的提取精度越高。对相同粒径,对表 1 中的 A、B 和 D 3 个系统,系统 A 的 $\Delta F/F$ 大于系统 D,小于系统 B,这是由于 3 个系统中的粒子干涉图尺寸 Φ 分别为 115.83、57.92、193.05 pixel。对同一直径的粒子,条纹频率 F 提取误差随粒子干涉图尺寸 Φ 的减小而增大。比较计算值和模拟测量值可以看出,条纹频率提取的相对误差与利用(16)式估算的有差异,特别是对小粒子,这主要是因为 R_{SN} 估计所致,但总体趋势基本一致。

4 实验系统设计实例分析

现以粒径标称值为 $d=45 \mu\text{m}$,折射率为 1.59 的聚乙烯粒子为例设计实验光路系统。激光器的波长 $\lambda=0.532 \mu\text{m}$,激光器发出的细光束经扩束、针孔滤波、准直和柱面镜后压缩为厚度 $s_i=1.25 \text{ mm}$ 的片状光束,成像镜透为尼康 AF 50 mm $f/1.8\text{D}$ 定焦镜头,CCD 像素尺寸 $\Delta x=7.4 \mu\text{m}$ 。将粒子悬浮于去离子水中。图 8 为利用 Debye 理论计算的散射光强分布图,其相对折射率 $m=1.195$ 。由图 8 可见,散射光阶数 $p=0$ 的反射光与 $p=1$ 的折射光光强大于 $p>1$ 的其他高阶散射光强,因此,可以认为干涉条纹图是由 $p=0$ 的反射光和 $p=1$ 的折射光形成的。在水中散射角 $\theta=59.72^\circ$ 时, $p=0$ 的反射光和 $p=1$ 的折射光光强相等,条纹可见度最好,其对应在空中 $\theta=47.75^\circ$ 。由图 4 可知,在 $30^\circ\sim 80^\circ$ 散射区域, $\Delta\beta_0/\beta<0.4\%$,即由散射角 θ 引入的误差小于 0.4% 。实验中设定空气中的散射角 $\theta=45^\circ$,测定实验系统放大率 $M=0.1683$,则成像系统的物距

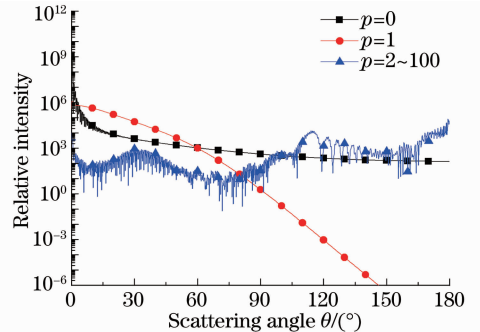


图 8 不同阶数的散射光光强分布图 ($p=0\sim 100$)

Fig. 8 Scattering light intensities of the different scattering orders ($p=0\sim 100$)

$z_1 = 347.09$ mm, 像距 $z_i = 58.42$ mm, 收集角 $\alpha = 4.583^\circ$ 。设 $z_r = 59.92$ mm, 即 $g = 1.5$ mm, 计算得 $\Phi = 96.339$ pixel, 该实验系统最小和最大可测量的粒径分别为 $7.005 \mu\text{m}$ 和 $334.639 \mu\text{m}$ 。改变物距 z_1 或/和离焦距离 g , 系统可测的粒径范围则不同。同样的方法设计了 $d_p = 15.3 \mu\text{m}$ 和 $d_p = 105 \mu\text{m}$ 标准粒子测量实验系统。表 2 给出了对直径 $d_p = 15.3, 45, 105 \mu\text{m}$ 的标准粒子测量结果。若已知可测量的粒子尺寸范围和精度要求, 同样的方法, 即可确定成像系统的放大率 M 和离焦距离 g 。

表 2 标称粒径与测量粒径比较

Table 2 Comparison of nominal diameters and measured values

Nominal diameter / μm	Measured diameter / μm	Absolute error / μm	Relative error / %
15.3	13.81 ± 0.22	1.49	9.74
45	44.73 ± 0.57	0.27	0.60
105	104.96 ± 1.51	0.04	0.04

5 结 论

本文从理论上分析了实验系统参数对可测粒径范围和测量精度的影响。粒径测量范围与物方距离 z_1 、像方距离 z_r 、透镜聚焦 f 、透镜孔径大小 d_a 、入射光波长 λ 、CCD 像素尺寸 Δx 和散射角 θ 均有关。对一给定的 d_a , 改变 z_1 可改变收集角 α 大小, 小的收集角 α 可测量的粒径范围较宽, 但对于大的收集角 α , 粒径 d_p 的测量精度高。在实验中, 为了得到高的测量精度, 在满足测量范围要求的条件下, 尽量采用相对较大的收集角。散射角 θ 由散射光强分布确定, β 对粒径测量影响很小, 放大率 M 的测量精度直接影响粒子尺寸测量的精度, M 越小, d_p 测量误差越大。对同一 M , g/h 越大, Φ 越大, d_p 测量误差越小, 但需要考虑到条纹图的重叠问题, 插值后提取的条纹频率精度高于插值前提取的精度。这一研究为干涉粒子成像技术在实际应用中的实验系统设计和分析提供一定的理论和实验指导, 具有实际研究意义。

参 考 文 献

- 1 Wu Wei, Qin Shiqiao, Huang Zhuqing. A fast inversion method for water droplet size determination in scattering light measurement[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(7): 0712008
- 2 Li Yaodong, Zhang Qixing, Deng Xiaojie *et al.*. Inversion of size distribution of fire smoke particle based on simulated annealing[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(1): 0108005
- 3 C. Lacour, D. Durox, S. Ducruix *et al.*. Interaction of a polydisperse spray with vortices[J]. *Exp. Fluids*, 2011, **51**(2): 295~311
- 4 Y. Hardalupas, S. Sahu, A. M. K. P. Taylor *et al.*. Simultaneous planar measurement of droplet velocity and size with gas velocities in a spray by combined ILIDS and PIV techniques[J]. *Exp. Fluids*, 2010, **49**(2): 417~437
- 5 A. V. Bilsky, Yu. A. Lozhkin, D. M. Markovich. Interferometric technique for measurement of droplet diameter[J]. *Thermophys. Aeromech.*, 2011, **18**(1): 1~12
- 6 Lü Qieni, Ge Baozhen, Chen Yiliang *et al.*. Particle sizing and size distribution measurement of alcohol spray by interferometric particle imaging[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(3): 0308003
- 7 D. Lacafnina, S. Grizzi, M. Falchi *et al.*. Simultaneous size and velocity measurement of cavitating microbubbles using interferometric laser imaging[J]. *Exp. Fluids*, 2011, **50**(4): 1153~1167
- 8 C. F. Hess, D. L'Esperance. Droplet imaging velocimeter and sizer: a two-dimensional technique to measure droplet size[J]. *Exp. Fluids*, 2009, **47**(1): 171~182
- 9 R. E. H. Miles, A. E. Carrithers, J. P. Reid. Novel optical techniques for measurements of light extinction, scattering and absorption by single aerosol particles[J]. *Laser Photon. Rev.*, 2011, **5**(4): 534~552
- 10 N. Damaschke, H. Nobach, C. Tropea. Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics[J]. *Exp. Fluids*, 2002, **32**(2): 143~152
- 11 S. Dehaeck, J. P. A. J. van Beeck. Designing a maximum precision interferometric particle imaging set-up [J]. *Exp. Fluids*, 2007, **42**(5): 767~781
- 12 A. Graßmann, F. Peters. Size measurement of very small spherical particles by Mie scattering imaging (MSI) [J]. *Part. Part. Syst. Charact.*, 2004, **21**(5): 379~389
- 13 K. H. Hesselbacher, K. Anders, A. Frohn. Experimental investigation of Gaussian beam effects on the accuracy of a droplet sizing method[J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(33): 4930~4935
- 14 N. Semidetnov, C. Tropea. Conversion relationships for multidimensional particle sizing techniques [J]. *Meas. Sci. & Technol.*, 2004, **15**(1): 112~118

栏目编辑:何卓铭