レーザーレター

レーザー干渉による粒径測定

大場 謙吉*・湯原 勉**

(1980年11月25日 受理)

Particle Size Measurement Using Laser Interference

Kenkichi OHBA* and Tsutomu YUHARA**

(Received November 25, 1980)

This paper describes an accurate measurement of particle size ranging from 0.1mm to 10mm in diameter using an interference of two laser beams reflected from the surface of a spherical particle. A theory is derived on the basis of the geometrical optics, which predicts a relationship between the particle radius and the spacing of the spatial fringe pattern produced by the two reflected beams. The validity of this theory is clearly confirmed by experiments.

1. まえがき

0.1 μm ~10 μm の大きさの微粒子の寸法測定に対してはMie散乱理論に基づいた光散乱法を用いることができるが、粒径が数10 μm を超えるとMie理論の適用は実際上困難になる。100 μm 程度の大きさの粒子寸法に対する測定法はいくつか存在するが、非接触でしかも正確かつ比較的容易に測定できる方法となると可干渉光を用いる光学的方法に頼らざるを得ない。著者らは被測定粒子から反射された2本のレーザービームの干渉を利用することによって0.1mm~10mmの大きさの粒子の粒径が比較的容易に測定できることを見出したので報告する。

2. 理 論

粒子径が数10 μm 以上では散乱パラメータ α ($=2\pi R/\lambda$, R : 粒子半径)は可視光を用いる限り100以上になるので、粒子によるレーザービームの散乱現象は大きな曲面によるビームの反射と屈折の問題として取り扱うことができる。よってここでは幾何光学に基づいて理論をたてる。

簡単のため粒子は球形であるとし、反射光のみを考える。Fig. 1に用いた座標系と記号を示す。2本の入射レーザービームは $y-z$ 平面に平行な平面内にあり、それらの角2等分線($\overline{CQ}$)は xy 平面内にある。粒子が存在しない場合、2本のビームは点Qにおいて交差半角 ϕ で交差する。球表面上の点A, Bにおいて反射されたビームは xy 平面内の点Pにおいて交差半角 β で交差する。線分 $\overline{PQ}$ の長さを L , 偏角($\angle PCQ$)

* 関西大学工学部機械工学第二学科 (〒562 吹田市山手町3-3-35)

* Department of Mechanical Engineering, Kansai University, Yamate-cho 3-3-35, Suita, Osaka 564

** (株)神戸製鋼所 (〒651 神戸市灘区脇浜町1-3-18)

** Kobe Steel, Ltd., (Wakihama-cho 1-3-18 Fukiai-ku, Kobe 651)

Fig. 1 Co-ordinate system and notation in the case of light reflection by the surface of a spherical particle.

を θ とすれば幾何光学に基づいて次式を得る。

$$k_{iA} = (0, \cos \phi, -\sin \phi) \quad (1)$$

$$k_{iB} = (0, \cos \phi, \sin \phi) \quad (2)$$

$$k_{rA} = (\cos \beta \sin \theta, \cos \beta \cos \theta, -\sin \beta) \quad (3)$$

$$k_{rB} = (\cos \beta \sin \theta, \cos \beta \cos \theta, \sin \beta) \quad (4)$$

$$n_A = (\xi_A, \eta_A, \zeta_A) \quad (5)$$

$$n_B = (\xi_B, \eta_B, \zeta_B) \quad (6)$$

ただし

$$\xi_A = \xi_B = m \cos \beta \sin \theta \quad (7)$$

$$\eta_A = \eta_B = m (\cos \beta \cos \theta - \cos \phi) \quad (8)$$

$$\zeta_A = -\zeta_B = m (\sin \phi - \sin \beta) \quad (9)$$

$$m = [2(1 - \cos \theta \cos \beta \cos \phi - \sin \beta \sin \phi)]^{-1/2} \quad (10)$$

また, ΔPCQ において

$$L^2 = \overline{QC}^2 + \overline{PC}^2 - 2 \overline{QC} \cdot \overline{PC} \cos \theta \quad (11)$$

式(1)~(11)より次式を得る。

$$\frac{2L^2}{R^2} \frac{(\sin \beta - \sin \phi)}{\tan^2 \beta \tan^2 \phi} \times \frac{(\tan^2 \beta + \tan^2 \phi - 2 \cos \theta \tan \beta \tan \phi)}{(1 - \sin \beta \sin \phi - \cos \theta \cos \beta \cos \phi)} \quad (12)$$

一方, 点Pに生ずるフリンジの間隔 Δx は

$$\Delta x = \lambda / 2 \sin \beta \quad (13)$$

となる。式(12), (13)より L, θ, ϕ を設定するばフリンジ間隔 Δx と粒子半径 R との関係が計算できる。

3. 実験および結果

式(12), (13)の妥当性を確かめるため, 大きさの異なる6種類のベアリング球を用いて Δx と R の関係を実験より求めた。He-Ne ガスレーザーからの光をビームスプリッター (光学的平行板の片面に誘電体膜を多層蒸着したもの) により2本の平行ビームに分割し, レンズによって点Qにおいて交差させる。Fig. 1の如くビームが交差する以前に球表面に当るようにベアリング球を点Oに置き, それからの2本の反射ビームの交差する点Pにスクリーンを置き, フリンジパターンを写し出した。Fig. 2は x 軸近傍において得られたフリンジパターンの例である。粒径が小さくなるとともに縞間隔は広くなり, 反射光照度は弱くなって行く。Fig. 2に対応する実験

Fig. 2 Typical fringe patterns produced by two beams reflected by spherical steel balls of bearing, ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$).

パラメータを Table I に示す。 Δx はスクリーン上で直接読み取った。Fig. 3 は $\Delta x - R$ 関係についての実験と理論計算の結果を比較したものである。実線は式(12), (13)より求めた理論値であり, 丸印と三角印で表わされる実験値と完全

Table I Experimental conditions corresponding to Fig. 2.

	θ (°)	L (mm)	R (mm)	L/R	Δx (mm)
(a)	90	714	0.5	1428	14.5
(b)	90	714	1.0	714	7.27
(c)	90	714	2.5	285.6	2.91
(d)	90	714	4.0	178.5	1.82

Fig. 3 Comparison of theory with experimental results of the fringe spacing.

Fig. 4 The half angle of intersection vs. the fringe spacing.

に一致していることがわかる。これにより式(12), (13)の妥当性が確かめられた。なお Δx は R にほぼ逆比例している。Fig. 4 に交差半角 ϕ が Δx に及ぼす影響を計算した例を示す。 Δx は ϕ にほぼ逆比例しており、 R が非常に小さいときでも小さな ϕ を採用することにより Δx を適切な大きさに調節できるので測定が可能であることがわかる。Fig. 5 は偏角 θ の Δx に及ぼす影響を計算したものであり、前方反射光ほど Δx が狭くなることがわかる。

Fig. 5 The deviation angle vs. the fringe spacing.

Fig. 6 Typical burst signal from a moving steel sphere ($R=4.0\text{mm}$).

本方法は曲面上のビーム照射点近傍の局所的な曲率半径を求めるものであるから、楕円などの非球形粒子にも適用できる。しかし鋭い角のある粒子への適用は困難である。

なお、Fig. 1 において粒子が動くときフリンジパターンも動くのでその移動速度を測れば粒子速度を逆算することができる。そのためには点

Pにスクリーンの代りに光電増倍管を置いて、その時間変動出力波形の周波数を測ればよい。Fig. 6はこの方法で得た信号波形の一例である。ガウス分布型の包絡線はレーザービーム断面内の光強度分布に対応する。振動波形は縞の移動によってひき起こされたものであり、これより粒子速度を知ることができる。この問題の詳細な議論についてはDurstらの論文¹⁾および著者らの論文²⁾を参照されたい。

4. 結 論

球形粒子から反射された2本のレーザービー

ムが交差する位置に形成される空間的フリンジパターンの縞間隔より粒子径が測定できることを示した。著者らの導出した幾何光学に基づく理論は実験と完全に一致し、幾何光学的取り扱いが成立する範囲内で測定がきわめて正確に行えることが明らかになった。

参 考 文 献

- 1) F. Durst and M. Zare: Proc. LDA-Symp. 1975 (1976) 403.
- 2) K. Ohba and T. Yuhara: Proc. IMEKO Symp. on Flow Measurement and Control in Industry, (1979) 181.