位相ドップラー粒子計測における位相変動特性†

横井直倫*・相津佳永*・三品博達*

Characteristics of Phase Fluctuation in Phase Doppler Particle Sizing

Naomichi YOKOI*, Yoshihisa AIZU* and Hiromichi MISHINA*

Phase Doppler anemometry (PDA) is one of the useful and reliable optical methods for sizing small spherical particles. However, this method is sensitive to the Gaussian beam effect which can cause phase fluctuation and therefore erroneous measurements. This paper theoretically studies the mechanism of the phase fluctuation. A detailed and systematic estimation of the phase fluctuation is performed by using geometrical optics. The validity of this estimation is confirmed by numerical simulations based on the generalized Lorenz-Mie theory. Moreover, we discuss the optimum measuring conditions which can minimize the phase fluctuation.

Key Words: particle sizing, anemometry, velocimetry, laser Doppler, phase Doppler

1. はじめに

光を利用した微粒子計測法は非接触、無侵襲などの特長を有し、種々の方法が研究されている。この中で位相ドップラー法^{1),2)} (Phase Doppler Anemometry:PDA) は、レーザードップラー速度計を応用した光学系で、ビート信号位相から粒子径を求める手法である。よって、移動微粒子の速度と同時に粒子径を測定できる点に大きな特長を有し、噴霧流及び燃焼、粉体研究等に幅広く利用されている。

位相ドップラー法における最も重要な誤差要因は、ガウスビーム効果³⁾と呼ばれる位相変動である。これは、ガウスビーム強度分布を有する測定領域内での粒子通過位置に依存して著しい粒子径誤認を生ずる問題である。これまでの研究^{3)~7)}から、粒子からの反射光と1次屈折光間の干渉が位相変動を引き起こすという定性的解釈がなされ、また位相変動誤差を低減する試みも一応の成果を挙げている。しかしこれらの報告は残念ながらほとんどが、空気中の水滴にレーザーをP偏光照射し、散乱角 30° またはBrewster角付近で検出するという特定の光学系条件のみを対象としている。したがって他の散乱角、偏光条件、媒質と粒子の屈折率における位相変動特性は全く未解明であった。測定者は毎回、確認実験やMie計算を実施しなければならず、最適な光学系を選定するまでに多大な労力と時間を要している。さらに、各種の位相変動低減法の採用や選択に際し、予想される位相変動

特性と発生機構を正しく把握しておかねばならず、この点でも測定者が困惑する問題があった。

そこで本研究では、空気中の水滴及び水中の気泡の2例を取り上げ、測定領域内の粒子通過位置、粒子径、偏光条件をパラメータとして、3次までの高次屈折光を含めた幾何光学近似による散乱強度パターンと粒子径対ビート信号位相特性を計算し、それより位相変動の予測を試みる。次に、一般化Lorenz-Mie理論 (Generalized Lorenz-Mie Theory:GLMT)⁸⁾に基く計算機シミュレーションを行い、予測結果の妥当性を確認する。これらの過程を通して位相変動の影響を低減する最適光学条件を明確にする。

2. 位相ドップラー法

2.1 測定原理

Fig. 1にPDAの標準的光学系を示す。ビームスプリットBSにより分割した波長 λ の2本のレーザービームは xz 平面内を伝搬し、原点にてビームウェスト半径 w_0 、角度 2α で交差し測定領域を構成する。ここを x 軸方向に通過する粒子により散乱された光は、 z 軸から軸はずし角 ϕ 、 yz 平面から上下に仰角 ψ_1 、 ψ_2 の位置に設置した2つの光検出器で受光され、

Fig. 1 Optical geometry of a standard phase Doppler system.

† 光学連合シンポジウム福岡'96で発表(1996・9)

* 室蘭工業大学機械システム工学科 室蘭市水元町 27-1

* Department of Mechanical Systems Engineering, Muroran Institute of Technology, Muroran
(Received June 23, 1997)
(Revised March 6, 1998)

Fig. 2 Geometrical approximation of scattering from a spherical particle in the Gaussian beam.

増幅器、帯域通過フィルターを通したのち Fig. 1 中に示すようなパースト状のドップラービート信号を得る。2つの信号は、一般に周波数が同一で位相が $\Delta\Phi$ だけずれて観測される。ビート周波数から速度が決定できるが、ここでは零交差法や相互相関法などにより2信号間の位相差 $\Delta\Phi$ を求める。

一般に幾何光学によれば、粒子に入射した光は Fig. 2 に示すように各境界面で反射・屈折を繰り返すが、強度が比較的大きい反射光と1次屈折光に関するドップラービート信号位相 Φ_{rl} 、 Φ_{rr} は次式で与えられる。

$$\Phi_{rl} = \frac{kd_p}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1+S-C} - \sqrt{1-S-C} \right] \quad (1)$$

$$\Phi_{rr} = -kd_p \cdot \left[\left\{ 1+m^2 - m\sqrt{2(1+S+C)} \right\}^{1/2} - \left\{ 1+m^2 - m\sqrt{2(1-S+C)} \right\}^{1/2} \right] \quad (2)$$

$$S = \sin\alpha\sin\psi, \quad C = \cos\alpha\cos\psi\cos\phi \quad (3)$$

ここで d_p は粒子直径、 m は粒子の媒質に対する相対屈折率、 $k=2\pi/\lambda$ は波数を表す。Fig. 3の(a)、(b)は、He-Ne レーザーの下($\lambda = 632.8\text{nm}$)、空気中の水滴($m = 1.334$)からの反射光と1次屈折光について、 $50\mu\text{m}$ までの粒子径 d_p に対する各位相を(1)、(2)式を用いて計算した結果である。位相と粒子径の線形関係から粒子径計測が可能であることがわかる。なお、実際には2つの検出器を yz 平面の上下に対称配置し、両信号間の位相差 $\Delta\Phi = \Phi(\psi_1) - \Phi(\psi_2)$ から粒子径 d_p を求める。また、反射光と屈折光のどちらの特性を利用するかを選択は、光学条件で決まる強度の優位性に基いて行う。測定可能な粒子径範囲は、幾何光学近似とビート信号の可視度で決まり、通常数 μm ~数百 μm である。

2.2 ビート信号の位相変動

実際の位相変動を実験を行わずに正確に把握するには、Mie理論⁹⁾による計算機シミュレーションが好ましい。Fig. 1の光検出器PD₁で検出される光強度 I_0 は2本のビームからの散乱光の重ね合わせであり、次式で与えられる。

Fig. 3 Theoretical and Simulated phase-diameter relations for the beam waist diameter $2w_0 = 50\mu\text{m}$, and the particle trajectory position $y = (c)25\mu\text{m}$ and $(d)-25\mu\text{m}$.

$$I_s = \frac{E_0^2}{k^2 r^2} \left\{ G + 2\text{Re} \left[H \exp(-i\omega_D t) \right] \right\} \quad (4)$$

ここで E_0 、 r 、 ω_D 、 t は各々ビームウェスト位置での各入射光の中心の振幅、散乱中心から検出器までの距離、ドップラービート角周波数、時間を表し、 Re は実部を意味する。関数 G と H は、ビート信号のベダスタル成分と振動成分であり、位相情報を含む後者は以下のようになる。¹⁰⁾

$$H = \cos\phi_a \cos\phi_t S_{2a} S_{2t}^* \vec{e}_{\theta a} \cdot \vec{e}_{\theta t} - \cos\phi_a \sin\phi_t S_{2a} S_{1t}^* \vec{e}_{\theta a} \cdot \vec{e}_{\phi t} - \sin\phi_a \cos\phi_t S_{1a} S_{2t}^* \vec{e}_{\phi a} \cdot \vec{e}_{\theta t} + \sin\phi_a \sin\phi_t S_{1a} S_{1t}^* \vec{e}_{\phi a} \cdot \vec{e}_{\phi t} \quad (5)$$

ここで、 ϕ_a 、 ϕ_t は散乱の方位角すなわち散乱面と偏光ベクトルのなす角、 $\vec{e}_{\theta}$ 及び $\vec{e}_{\phi}$ は各々散乱面と平行及び垂直方向の単位ベクトルを表す。 S_1 、 S_2 が散乱面に垂直及び水平な散乱振幅関数である。いずれも添字 a と t は、Fig. 1におけるApproaching beamとTrailing beamを意味する。関数 H の実部を H_r 、虚部を H_i とすると、ビート信号位相 Φ は、

$$\Phi = \tan^{-1} \left(\frac{-H_i}{H_r} \right) \quad (6)$$

から得られる。散乱振幅 S_1 、 S_2 はMie理論で与えられるが、本研究では特に任意のビーム照明用に改良された一般化Lorenz-Mie理論(GLMT)における S_1 、 S_2 ⁸⁾を用いた。

このような方法で粒子径対位相関係を計算した一例がFig. 3の(c)と(d)である。(c)は粒子が測定領域の $y > 0$ の部分、すなわち z 軸に対して検出器がある側を通過した場合で位相変動は見られないが、 $y < 0$ の部分、すなわち検出器と反対側を通過した場合の(d)では大きな位相変動(ガウスビーム効果)を示している。通常、粒子個々の通過位置の高精度観測は難しく、結局粒子径を誤認する。なおFig. 3の(d)に示す位相変動は、平面波照明を仮定した従来のMie理論では得られない。

Fig. 4 Computed scattering patterns with $m=1.334$, P pol., and $d_p = 50\mu\text{m}$ for the particle trajectory position, $y = (a) -25\mu\text{m}$, $(b) 0\mu\text{m}$, and $(c) 25\mu\text{m}$.

3. 散乱光線の幾何光学的表現

3.1 単一ビームによる散乱光強度

種々の条件下での位相変動特性を調べるのに、その都度実験を行うのは現実的でない。前述の GLMT による計算機シミュレーションが有効であるが、相当な計算時間を要する欠点がある。また、Mie 理論は反射光や屈折光各成分の寄与がわからない。そこで本研究では、幾何光学近似によって位相変動特性の予測を試みる。その中の幾つかは GLMT による計算結果と比較を行い、位相変動機構を解明する。今回の解析では3次までの屈折光を考え、各成分の散乱強度パターンならびに粒子径対位相特性を計算した。なお、粒子内の吸収は無視し、単一ビームによる散乱を扱う。

Fig. 2 で、ガウス状強度分布を有する測定領域を粒子が通過する場合を考える。粒子のある点に光線が入射したときの各散乱光成分の強度 $|S_N^{(p)}|^2$ は、不要な係数を省略すれば幾何光学的に次式で示される。

$$|S_N^{(p)}|^2 = \exp\left\{-2\left(\frac{1}{w_0}\right)^2\left(y + \frac{1}{2}d_p\sin\theta_i\right)^2\right\} \cdot q^2 \alpha_N^{(p)}(m, \theta_i) G_N(m, \theta_i) \quad (7)$$

但し、 $q = \pi d_p / \lambda$ である。 $\alpha_N^{(p)}$ は境界面での振幅反射率あるいは振幅透過率を表す Fresnel 係数である。また、各散乱光成分の光束の広がりを表す G_N は、

$$G_N(m, \theta_i) = \frac{\sin\theta_i \cos\theta_i}{\sin\theta_N(\theta_i)} \cdot \left| \frac{M}{2[N\cos\theta_i - M]} \right| \quad (8)$$

であり、ここで $M = \sqrt{m^2 - \sin^2\theta_i}$ である。なお、 N は散乱次数であり、0 が反射光、1 以上が屈折光を表す。上付きの (p) は照射光の偏光を表し、1 が S 偏光、2 が P 偏光である。上式は入射角 θ_i の関数であるが、実用的には検出方向を表す散乱角 θ_N で扱う方がわかり易い。 θ_i と θ_N の関係は、

$$\theta_N = 2N\sin^{-1}\left(\frac{\sin\theta_i}{m}\right) - 2\theta_i - (N-1)\pi \quad (9)$$

で与えられるが、 $N=2$ 以上は任意の θ_N に対し一意に θ_i が定まらないので、計算機により 1° ごとの θ_N に対応する θ_i をあらかじめ 10^{-6}deg の誤差以下で求め、対応表を作成した。任意の θ_N に対して複数の θ_i が存在する場合の散乱光強度の計算は、 θ_i の小さい順に添字 $a, b, c, \dots$ を付けて個別に行い、図に表示した。散乱角 θ_N は、Fig. 1 で近似的に軸はずし角 ϕ を表す。

Figs. 4, 5 に、空気中の水滴 ($m = 1.334$) と水中の気泡 ($m = 0.75$) の場合の散乱パターンを示す。ともに、粒子直径 $d_p = 50\mu\text{m}$ 、P 偏光照明を仮定し、粒子が直径 $50\mu\text{m}$ の測定体積の (a) 負側の端 $y = -25\mu\text{m}$ 、(b) 中央 $y = 0\mu\text{m}$ 、(c) 正側の端 $y = 25\mu\text{m}$ の位置をそれぞれ x 軸に沿って通過する場合の結果である。P 偏光を表す上付き添字は省略した。2 次及び 3 次屈折光 S_2, S_3 には添字 a, b, c を付けたが、これは同一散乱角に異なる入射点からの複数の光線が射出するのを個別に示すためである。“Rainbow” は Rainbow 角を表し、幾何光学が適用できない部分である。

測定位相から粒子径を求めるには、(1) 式または (2) 式どちらかを利用するので、反射光または屈折光のいずれか一成分が単独優位に検出されなければならない。まず Fig. 4 の (b) $y = 0$ では、 75° 付近より小さい前方散乱角で 1 次屈折光 S_1 、 110° 付近の側方で反射光 S_0 が強度的に優位である。前方 20° 以下では回折の影響が著しく PDA では使われない。 $m = 1.334$ の場合、経験的に散乱角 30° がよく利用される。その場合 1 次屈折光の位相特性 (2) 式により粒子径が計算される。しかし 30° の場合でも、粒子が負端を通過する (a) では、 S_0 と S_1 の強度が逆転している。したがって、得られる位相特性は (b) とは異なり、反射光の特性 (1) 式によると推察で

Fig. 5 Computed scattering patterns with $m=0.75$, P pol., and $d_p = 50\mu\text{m}$ for the particle trajectory position, $y=(a)-25\mu\text{m}$, (b) $0\mu\text{m}$, and (c) $25\mu\text{m}$.

Fig. 6 Origin of the phase fluctuation.

きる。一方、正の端を通過する (c) では、 S_1 が圧倒的に優位な強度をもち (2) 式的良好な直線性が期待できる。これらの現象は、Fig. 6 から定性的に理解できる。(a) は $y > 0$ の場合であり、検出方向に出射する反射光と屈折光では、屈折光にかかる入射ビーム強度の重みが大い。加えて前方散乱の場合、屈折効率が反射効率より大きいため、結局 $|S_1|^2 \gg |S_0|^2$ となる。(b) では、逆に反射光を形成する入射ビーム強度が大きくなり、状況が反転することがわかる。

一方、Fig. 5 (b) では、前方散乱角で 1 次屈折光 S_1 、 80° 付近で反射光 S_0 、Brewster 角 106° 付近で 2 次屈折光 S_{2a} がそれぞれ優位なことがわかる。ここでは、反射光 S_0 が零になる Brewster 角 106° を例に考える。粒子が負端を通過する (a) では、2 次屈折光 S_{2a} が 3 次屈折光 S_{3a} や 106° 前後に有意な強度を示す反射光 S_0 に近接しており、いずれかの単独優位な検出は困難である。(b) 及び (c) では S_{2a} の強度が優位であり、2 次屈折光の位相特性に基く線形関係が得られると

予想される。これも Fig. 6 と同様な説明が可能である。以上より、単独優位な散乱光成分の存在条件は散乱角 θ を規定しても粒子通過位置 y に依存して大きく変化し、それに伴い粒子径対位相関係も変動することが予想される。

3.2 ビート信号の位相

後述の GLMT による結果との比較のため、各散乱光成分の位相特性を幾何光学的に求めておく。反射光及び 1 次屈折光は (1), (2) 式で与えられるが、高次屈折光の位相は解析的に得られないので、計算で求めた。Fig. 2 で単一ビームからの 2 次及び 3 次屈折光の位相は、次式で得られる。⁹⁾

$$\sigma_N(\theta_i) = \frac{2N-1}{2}\pi + 2q\{\cos\theta_i - Nm\cos\theta_r\} \quad (10)$$

ただし、 $\theta_r = \sin^{-1}(\sin\theta_i/m)$ 、 $N = 2, 3$ である。Fig. 1 の Approaching beam 及び Trailing beam と検出方向のなす角度 θ_a 、及び θ_t を幾何光学的に求め、¹¹⁾ これらに対応する入射角 θ_{ia} 及び θ_{it} を 3.1 節と同じ手法で計算したのち、(10) 式に代入して、その差

$$\sigma_{Nd} = \sigma_N(\theta_{ia}) - \sigma_N(\theta_{it}) \quad N = 2, 3 \quad (11)$$

よりビート信号位相が粒子径 d_p の関数として得られる。

4. 数値計算結果と考察

4.1 空気中の水滴 ($m = 1.334$)

Figs. 7, 8 に軸はずし角 $\phi = 30^\circ$ と 73.71° の場合の粒子径対位相関係を示す。粒子通過位置 y をパラメータとしてプロットしたものが GLMT、太い実線及び点線が幾何光学理論の結果である。反射光位相は比較しやすいように、 2π だけ下方にも示した。なおビーム交差半角 $\alpha = 5^\circ$ 、仰角 $\psi = 3^\circ$ 、測定体積直径 $2w_0 = 50\mu\text{m}$ で、以下一定とした。

Fig. 7 は、粒子が正端 ($y = 25\mu\text{m}$) 及び中央 ($y = 0\mu\text{m}$) を通過する場合に、GLMT の結果が幾何光学理論による 1

Fig. 7 Simulated phase-diameter relation for various trajectory positions.

Fig. 8 Simulated phase-diameter relation for various trajectory positions.

次屈折光の位相特性にはほぼ一致し、良好な直線性が成り立つことを示している。これは Fig. 4 の (b), (c) で 1 次屈折光が単独優位な強度で検出されるとした予測と矛盾しない。一方、通過位置が中央から負端 ($y = -25\mu\text{m}$) にずれるに従い、GLMT の結果は直線から逸脱し変動が大きくなる。そして、負端ではむしろ右上がりの反射光の位相特性に近づいている。これも Fig. 4(a) の $|S_0|^2 > |S_1|^2$ の関係と合致する。これらの位相変動は、粒子径が大きい方で顕著である。これは、Fig. 6 の測定領域内で粒子径が相対的に大きくなると、反射光と屈折光に対応した入射点間の間隔も大きくなり、ガウス状強度勾配による重みの格差が広がることから理解できる。また、粒子径 $40\mu\text{m}$ 付近の Nodal point は、幾何光学的に反射光と 1 次屈折光の位相が等しくなる点である。

Fig. 8 の $\phi = 73.71^\circ$ は Brewster 角であり、Fig. 4 からわかるように理論上反射光 S_0 が零になる。これ故に、ガウスビーム効果による位相変動は小さいとの期待から、 30° と並んで頻繁に利用される散乱角である。しかし、GLMT の結果は、粒子通過位置の負側でかなり激しい位相変動を示して

Fig. 9 Standard deviation of the phase fluctuation.

いる。これは従来の経験が必ずしも正しくはなかったことを示しているが、Fig. 4(a) を見れば、Brewster 角付近に S_1 に勝る程の 3 次屈折光 S_{3a} が存在し、また Brewster 角前後の S_0 の急激な強度増加も無視できないことから、十分予測できる。有限開口を考慮し Brewster 角前後 $\pm 2^\circ$ で Fig. 4 の結果を積分すると、 $|S_0|^2 > |S_{3a}|^2 > |S_1|^2$ となり反射光の寄与が最も大きいことがわかったが、Fig. 8 の負端での結果は 1 次屈折光の特性から、やがて反射光の特性に近接していく様子をまさに示している。

ここで、Figs. 7, 8 の GLMT のデータから位相変動を定量化する。幾何光学に基き (11) 式から求めた位相 ϕ_i に対する GLMT で得た位相 ϕ_s の差 $\phi_s - \phi_i$ を誤差と考え、これを粒子径 $1\mu\text{m}$ 刻みで $50\mu\text{m}$ まで ($n=50$) のデータについて求め、その標準偏差 $S.D.$ を各粒子通過位置毎に評価した。S 偏光照明も含めた複数散乱角での結果を Fig. 9 に示す。横軸は、粒子通過位置 y をビームウェスト半径 w_0 で正規化した。P, S 両偏光とも散乱角 30° の場合に位相変動が小さい。また、粒子が負端に近づくに従い位相変動が大きくなることからわかる。これは、負端付近を除けば大半は良好な測定が可能であることを示しており、 30° は実用可能な散乱角と評価し得よう。 112° や S 偏光 87° では、 $y > 0$ で位相変動が大きい。通常この角度は反射光 S_0 が優位であり、Fig. 6 より y の負側で良好な特性が得られる。正側では 3 次屈折光 S_{3a} が相対的に強まり、位相変動を引き起こす。Table 1 は、今回評価した様々な散乱角について、幾何光学と GLMT の結果から位相変動の発生状況を整理したものである。各角度における優位な散乱光成分及びその相対強度、混合により位相変動を引き起こす散乱光成分を幾何光学計算から推定し、最後に利用適性の評価 (○, △: 可, ×: 不可) を示した。優位な散乱光成分の相対強度は、散乱パターンのグラフ (Figs. 4, 5) での縦軸の数値を参照し、 10^3 以上、 $10^1 - 10^3$ 、 10^1 以下の 3 つに大別してそれぞれ H, M, L の記号で表し、強度が主にそのいずれに属するのかを評価し、Table 1 に示した。また、GLMT の結果から、実際に位相変動 ($S.D. >$

Table 1 Scattering mechanism and phase fluctuation in typical conditions of the PDA optical system.

Refr. index	Pol.	Scattering angle		Dominant scattering		Injurious scattering	Erroneous trajectory range	Erroneous particle range	Estimation
		θ (deg)	Remarks	ray	Int.	ray	GLMT	GLMT	
1.334	P	30-75		S_1	H~M	S_0	$y/w_0 < -0.4$	$4w_0/5 <$	○
		73.71	Brewster (S_0)	S_1	M	S_0, S_{3a}	$y/w_0 < -0.4$	$2w_0/5 <$	△
		90-120		S_0	M	S_{3a}, S_{3b}	all	all	×
		112	Critical (S_0)	S_0	M	S_{3b}	all	all	×
		139	Brewster (S_{2a})	S_{2b}	M	S_0	$y/w_0 \leq 0.8$	all	×
	S	30-60		S_1	H	S_0	$y/w_0 < -0.1$	$3w_0/5 <$	○
		70-110		S_0	M	S_1, S_{3a}	$-0.6 < y/w_0$	all	×
		138	Rainbow (S_2)	S_2	H	S_0	$y/w_0 < -0.1$	$2w_0/5 <$	△
		140-160		S_{2a}	H	S_0	$y/w_0 < -0.1$	$3w_0/5 <$	△
0.75	P	30-45		S_1	H	S_0, S_{2b}	all	all	×
		70-82	Total refle.	S_0	H	S_1, S_{2a}	$0.8 < y/w_0$	$8w_0/5 <$	◎
		106.26	Brewster (S_0)	S_{2a}	M	S_0, S_{3a}	$y/w_0 < -0.2$	$4w_0/5 <$	○
	S	30-40		S_1	H	S_0, S_{2a}, S_{2b}	all	all	×
		70-82	Total refle.	S_0	H	S_1, S_{2a}	$0.4 < y/w_0$	$4w_0/5 <$	△
		90-120		S_0	M	S_{2a}	$-0.5 \leq y/w_0$	$2w_0/5 <$	×

Fig. 10 Simulated phase-diameter relation for various trajectory positions.

5deg)が発生する粒子通過範囲及び粒子径の範囲を併記したが、誤差領域が広く(狭く)利用困難(可能)な散乱角度は、幾何光学による最終評価と良く合っている。これより、P偏光、散乱角30°が最も良好であると判断でき、従来の経験と一致する。側方散乱は計測が困難、後方散乱はS偏光を使えば可能性はあることもわかる。計測困難な角度では、各種の誤差低減法が必要であろう。

4.2 水中の気泡 ($m = 0.75$)

Fig. 10に、水中の気泡、軸はずし角 $\phi = 106^\circ$ の場合の粒子径対位相関係のGLMTプロット、及び幾何光学特性を示す。粒子が測定体積の正端及び中央を通過する際には良好な

Fig. 11 Standard deviation of the phase fluctuation.

直線性が見られ、幾何光学で求めた2次屈折光の位相特性に一致する。一方、負側にずれるに従い、位相特性は上述の特性から右上がりの変動を示し、負端 $y = -25\mu\text{m}$ では反射光の位相特性に近づいている。これは、Fig. 5による散乱パターンからの予測と一致する。

Fig. 11は、種々の散乱角条件での位相変動の標準偏差を調べたものである。P偏光の散乱角75°と106°の場合に最も位相変動が少なく、特に75°の特性が良好であるとわかる。 $m = 0.75$ に関する解析評価結果をTable 1に示した。ここでも、幾何光学から利用困難と予測したものは、実際にGLMTの結果でかなりの位相変動を示している。 $m = 0.75$ に対しては、P偏光照明で散乱角75°が最適な計測を与える

条件と言えよう。

なお注意すべきことは、位相変動を引き起こす混入成分として2次や3次の屈折光の影響が無視できない点である。従来の研究では反射光と1次屈折光のみが論じられてきたが、それが十分でないことを本研究の結果は示している。また、本幾何光学評価は4次以上でも容易に拡張可能である。

5. おわりに

本論文では、標準型PDA光学系により空気中の水滴、及び水中の気泡を計測する場合について、幾何光学理論及び一般化Lorenz-Mie理論による数値計算を行い、位相変動特性の把握、発生要因の解明、そして最適計測条件を示した。その結果、幾何光学に基づく計算により、種々の測定条件での位相特性をかなり良好に推定できることがわかった。本評価法は、他の屈折率や測定条件でもそのまま適用できるため、測定者が位相変動を把握するために事前に膨大な計算機シミュレーションを行う必要はない。本幾何光学的手法により最適光学系条件をかなり狭い範囲に絞り込んだのち、最終確認としてGLMTによるシミュレーションを併用すれば済む。その手順を簡単に述べる。

- 1) 測定条件にてFig.4と同様の散乱パターンを計算。
- 2) ある散乱光が単独優位となる散乱角範囲選択。
- 3) 正端、負端の単独優位性も確認し、最適角選択。
- 4) 選択条件でGLMTによる確認。

今後は、測定条件とその位相変動特性に応じて、最適な位相変動低減法を選択する指針を示すことが必要であろう。

参考文献

- 1) F. Durst and M. Zaré : Laser Doppler measurements in two-phase flows, Proc. LDA-Symposium, Copenhagen, 403/429 (1975)
- 2) W.D. Bachalo : Methods for measuring the size and the velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry, Appl.Opt. **19**, 363/370 (1980)
- 3) M. Saffman : The use of polarized light for optical particle sizing, Laser Anemometry in Fluid Mechanics III, Ladoan, Lisbon, 387/398 (1988)
- 4) G. Gréhan, et al. : Evaluation of a phase Doppler system using generalized Lorenz-Mie theory, Proc.Int.Conf. Multiphase Flows, Tsukuba, 291/294 (1991)
- 5) S.V. Sanker, et al. : Trajectory dependent scattering in phase Doppler interferometry: minimizing and eliminating sizing error, Proc.of 6th Int.Symp.Appl.Laser Tech.Fluid Mechanics, Lisbon, No.12-2 (1992)
- 6) Y. Aizu, et al. : Particle sizing by planar-phase Doppler system, Opt.Rev. **1**, 121/124 (1994)
- 7) Y. Aizu, et al. : New generation of phase-Doppler instruments for particle velocity, size and concentration measurements, Part.Part.Syst.Charact. **11**, 43/54 (1994)
- 8) G. Gouesbet, et al. : Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation, J.Opt.Soc.Am. **A5**, 1427/1443 (1988)
- 9) H.C. van de Hulst : Light scattering by small particles, Dover, New York, 114/130 (1981)
- 10) A. Naqwi, et al. : Sizing of submicrometer particles using

- a phase-Doppler system, Appl.Opt. **30**, 4903/4913 (1991)
- 11) A. Naqwi and F. Durst : Light scattering applied to LDA and PDA measurements, Part1:Theory and numerical treatments, Part.Part.Syst.Charact. **8**, 245/258 (1991)

[著者紹介]

横井 直 倫

1995年室蘭工業大学工学部機械システム工学科卒業。現在同大学院工学研究科生産情報システム工学専攻博士後期課程在学中。光学的微粒子計測技術に関する研究に従事。

相 津 佳 永

1985年北海道大学大学院工学研究科電子工学専攻博士後期課程終了。北海道大学応用電気研究所助手を経て、90年より室蘭工業大学機械システム工学科助教授、現在に至る。光計測、光散乱を利用した生体計測に関する研究に従事。工学博士。OSA, SPIE, 応用物理学会等の会員。

三 品 博 達 (正会員)

1963年北海道大学理学部地球物理学科卒業。同大学助手、助教授、千葉大学工学部画像工学科助教授を経て現在室蘭工業大学教授。物理光学、光計測、画像システムにおける計測と画像評価の研究に従事。工学博士。OSA, 応用物理、日本印刷学会等の会員。