

偏光型位相ドップラー法を用いた粒子径と屈折率の同時計測*

横井直倫^{*1}, 相津佳永^{*1}, 三品博達^{*1}Simultaneous Measurements of Particle Size and Refractive Index by
Using the Polarized-Type Phase Doppler MethodNaomichi YOKOI^{*2}, Yoshihisa AIZU and Hiromichi MISHINA^{*2} Department of Mechanical Systems Engineering, Muroran Institute of Technology,
27-1 Mizumoto-cho, Muroran-shi, Hokkaido, 050-8585 Japan

A novel polarized-type phase Doppler method is proposed for simultaneous measurements of particle size, velocity and refractive index on the basis of the phases of two polarized Doppler beat signals in a single scattering direction. Light scattered by a moving particle in a certain direction is divided into two rays, which are then detected with different polarization angles to transmit dominantly reflected or refracted rays. Signal phases of these two rays are measured with respect to the phase of beat signal obtained by the reference detector. The particle diameter can be determined from the phase of reflected ray, whereas the particle refractive index can be obtained from the phase ratio of reflected and refracted rays. We carried out numerical computations and experiments to confirm the usefulness of the proposed method for simultaneous measurements of the particle size and refractive index.

Key Words: Particle Sizing, Refractive Index, Phase Doppler Anemometry, Laser Doppler Velocimetry, Particle Diameter

1. はじめに

光学的な微粒子計測法は対象を無侵襲に計測でき、しかも時間・空間分解能において優れるため、これまで種々の方法が研究され、実用的なシステムも既に市販されている。その代表的な手法の1つに位相ドップラー法⁽¹⁾⁽²⁾ (Phase Doppler Anemometry:PDA)があるが、これはレーザードップラー速度測定法⁽³⁾ (Laser Doppler Velocimetry:LDV)で検出される干渉ビート信号の位相から粒子径を得る方法である。本方法はミクロンサイズの移動球形粒子の直径と速度を非接触、高感度、かつ高空間分解能で同時計測できるため、これまで流体計測、粉体工学等の分野に幅広く応用されており、ディーゼル機関における燃焼の現象解明⁽⁴⁾等に役立っている。

従来の位相ドップラー法では、粒子飛跡効果による誤差⁽⁵⁾と測定領域位置合わせの難しさの問題があり、その優れた性能を十分に引き出せていなかった。その解決策として、著者らは1つの散乱方向における反射光と屈折光を偏光の性質⁽⁶⁾⁽⁷⁾に基づいて分離し、それらのビート信号位相差から粒子径を測定する新しい方式

の偏光型位相ドップラー法を提案し⁽⁸⁾、既にその有用性を確認した。⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾この方法は、従来の位相ドップラー法と同じく測定対象粒子の屈折率が既知であることを前提としている。しかし、現実の応用では屈折率が未知の場合も多い。

これまでに、位相ドップラー法を用いた屈折率計測の研究例はいくつか報告されている。位相比法⁽¹²⁾は異なる散乱方向で検出される2つのビート信号の位相比から屈折率を得る方法だが、検出方向が前方散乱領域の特定の狭い範囲に制約されてしまうことや、約30 μm 以下の粒子は計測できないなどの問題がある。デュアルバースト法⁽¹³⁾では、粒子飛跡効果⁽⁵⁾によって到来する時間のずれた反射光と屈折光を順次検出し、そのビート信号位相比から屈折率を求めるが、やはり小さな粒子に対する適用が難しい欠点がある。デュアルモード法⁽¹⁴⁾は、従来の標準的光学配置⁽⁵⁾とプレーナ型光学配置⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾を組み合わせることでデュアルバースト法と同一の測定原理を実現しているが、測定光学系が相当複雑になる。以上の方法には一長一短があるが、いずれも粒子飛跡効果と測定領域位置合わせの難しさという従来からの根本的な問題点を十分に改善できていない。

* 原稿受付 2000年9月18日。

^{*1} 正員, 室蘭工業大学工学部(〒050-8585 室蘭市水元町27-1)。

E-mail: yokoi@mmm.muroran-it.ac.jp

本研究では、偏光型 PDA を拡張し、従来の屈折率計測法に比べてより簡単な光学系で、かつ粒子飛跡に依存した測定誤差を低減しつつ、粒子の速度、直径、屈折率を同時計測できる方法を新規に提案する。既に開発した偏光型 PDA 光学系にさらに 1 つの光検出器を追加することで、粒子による屈折光と反射光の位相を個別に同時検出し、これらの比から屈折率を求めることができる。本論文では、まず屈折率と粒子径の同時測定の実理および光学系を示し、屈折率の測定感度に関する考察を行う。次に、偏光を用いた屈折光と反射光の分離検出のメカニズムを示し、幾何光学近似ならびに光散乱に関する Mie 理論を併用して最適偏光条件を決定する。さらに、実際に標準ポリスチレン粒子を用いた実験を行い、本方法の有効性を明らかにする。

2. 偏光型 PDA による屈折率と粒子径の同時計測

2.1 測定原理 屈折率と粒子径の同時計測のための偏光型 PDA 光学系を図 1 に示す。分割された波長 λ の 2 本のレーザービームは、 $\lambda/2$ 板により光の偏光面すなわち電気ベクトル E の振動面が散乱平面（照射方向と散乱光検出方向で規定される平面）である yz 平面から角度 ω_p の方向に設定された上で、 xz 平面にて角度 2α で交差し、原点に測定領域を形成する。交差領域を通過する粒子による散乱光は z 軸からの軸はずし角 ϕ 、 yz 平面からの仰角 ψ の方向でレンズ L_1 により受光し、1 度結像される。像面にはピンホールを置き、測定領域を制限する。ここを通過した光は、レンズ L_2 を介してデュアルプリズムで等分される。2 つの光線は、偏光成分の透過軸を適切な角度に合わせた偏光解析板 P_1 または P_0 を介することで、 PD_1 では粒子内部を 1 回通過した屈折光、また PD_0 では粒子の表面で反射された反射光から成る図 1 のようなバースト状のドップラービート信号をそれぞれ分離して単独に検出する。両信号の周波数は基本的に同一であり、LDV の原理より移動速度を決定できる。また、著者らが開発した偏光型 PDA⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾ では、

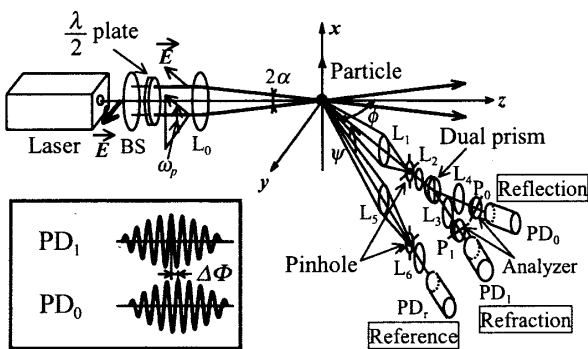


Fig.1 Polarized-type phase Doppler system for the present study.

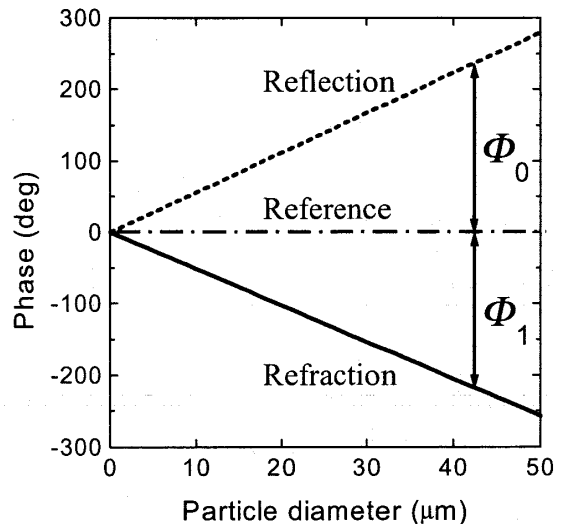


Fig.2 Theoretical phase-diameter relations for refracted, reflected and reference rays.

両信号の位相差 $\Delta\Phi$ と粒子径の間に線形関係が成り立つことを利用し、既知の粒子屈折率を適用して粒子径を決定していた。よって測定原理上、粒子径が位相差と屈折率の両方の関数で与えられるため、屈折率が未知の場合は本手法を適用できない問題があった。

本論文で提案する方法では、図 1 に示す光学系の散乱平面すなわち yz 平面上にさらに参照光検出器 PD_r を追加し、第 3 のビート信号を観測する。散乱平面 (yz 平面) から見ると、粒子を照射する 2 本のビームはちょうど角度 α で対称となっているため、位相ドップラー光学系の定義⁽¹⁾⁽²⁾ に従えば、 yz 平面上に出射する全ての散乱光の位相は等しく、また粒子径に依存しない。これより、 yz 平面上で検出されるドップラービート信号の位相も、粒子径に関わらず一定となる。したがって、この位相を基準とすれば、屈折光と反射光の各信号位相を個別に決定できる。なお、ここでは測定対象に水滴、ガラス球、ポリスチレン球等の透明かつ均質で光吸収性を持たない単一の真球粒子を仮定する。いま、 PD_1 で得られる屈折光のビート信号位相を Φ_1 、また PD_0 で得られる反射光のビート信号位相を Φ_0 とすれば、これらは幾何光学近似⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ により

$$\Phi_1 = d_p \cdot \frac{-kmS}{\sqrt{2(1+C)[1+m^2-\sqrt{2m\sqrt{1+C}}]}} \dots (1)$$

$$\Phi_0 = d_p \cdot \frac{kS}{\sqrt{2(1-C)}} \dots (2)$$

$$S = \sin \alpha \sin \psi \dots (3)$$

$$C = \cos \alpha \cos \psi \cos \phi \dots (4)$$

と与えられる。⁽²⁰⁾ なお、 d_p は粒子径、 m は粒子の周囲媒質に対する相対屈折率、また $k (=2\pi/\lambda)$ は波数を表す。こ

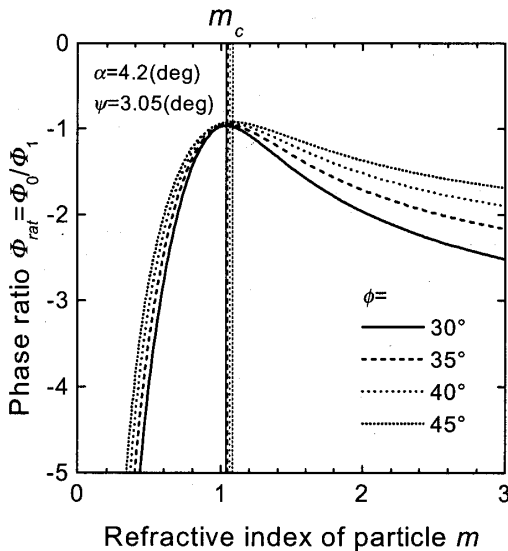


Fig.3 Computed phase ratio-refractive index relations as a function of the off-axis angle ϕ .

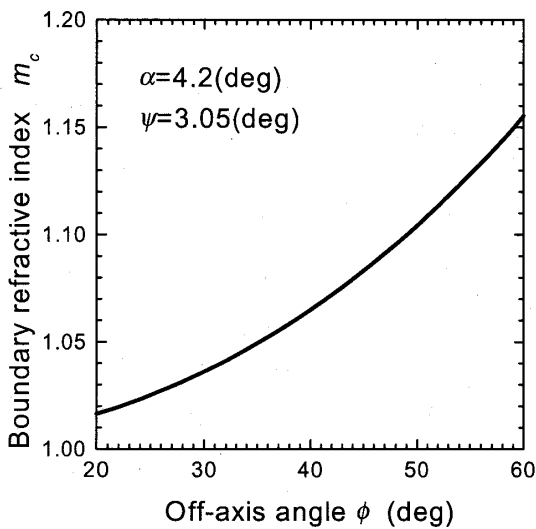


Fig.4 Boundary refractive index m_c as a function of the off-axis angle ϕ .

ここで、幾何光学近似とは、光波を波長が無限に小さくなった 1 本の直線すなわち光線とみなし、粒子と媒質の境界面における反射と屈折を解析する方法である。計算が短時間で済み、また反射光と屈折光の強度、位相等の特性が個別に得られるため、光散乱現象の物理的な理解を容易に行えるといった利点を有する。また、式 (1) と (2) は、 α と ψ がともに ϕ に比べて十分に小さいという前提のもとで成立する近似式である。図 2 の特性“Refraction”と“Reflection”は、光源として波長 $\lambda=632.8\text{nm}$ の He-Ne レーザー光を仮定し、測定対象として水中のポリスチレン球 ($m=1.1919$) を考えた場合に、 PD_1 , PD_0 の各出力

に対応する屈折光および反射光のビート信号位相を、式 (1) および式 (2) を用いて計算した結果である。いずれも信号位相と粒子径の間に比例関係が成り立ち、しかも両特性の傾斜は反対であることがわかる。また、“Reference”は PD_1 で検出される参照光の位相を示し、粒子径に依存せず、一定値ゼロである。従って、この信号位相を基準とすることで、屈折光の位相 Φ_1 と反射光の位相 Φ_0 が個別に得られることがわかる。なお、参照光の位相は yz 平面上であればどの位置でも同様の特性を示すため、 PD_1 の配置には自由度がある。

ここで、式 (2) に着目してみると、反射光の位相 Φ_0 は屈折率 m に依存しないことがわかる。これは、反射光が粒子の内部を通過せず、その結果、粒子の材質に関する情報を反映しないためである。よって、式 (2) を利用すれば、 m が未知の場合でも実測の Φ_0 から粒子径 d_p を決定することができる。

一方、式 (1) と式 (2) の両方から d_p を消去し、屈折率 m を位相比 Φ_0/Φ_1 の関数として求めると、

$$m = \frac{\sqrt{2(1+C)} \pm \sqrt{2(1+C) - 4 \left\{ 1 - \left(\frac{1-C}{1+C} \right) \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right)^2 \right\}}}{2 \left\{ 1 - \left(\frac{1-C}{1+C} \right) \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right)^2 \right\}} \quad (5)$$

となり、実測の Φ_0/Φ_1 から屈折率 m を決定できる可能性を示している。

図 3 は、水中のポリスチレン球 ($m=1.1919$) を $\alpha=4.2^\circ$, $\psi=3.05^\circ$, $\phi=30^\circ \sim 45^\circ$, 照射光偏光角 $\omega_p=45^\circ$ で測定する場合について、 Φ_0/Φ_1 と m の関係を式 (5) から計算した結果である。これより、 Φ_0/Φ_1 は次式で与えられる境界屈折率 m_c ,

$$m_c = \sqrt{\frac{2}{1+C}} \quad (6)$$

において最大値をとるような関数となることがわかる。よって $m=m_c$ を除いて、任意の測定された Φ_0/Φ_1 に対し 2 つの m の値が求める屈折率の候補となり得る。つまり本方法では、実測の位相比から屈折率を一義的に決定するために、あらかじめ被測定粒子の屈折率が m_c よりも大きい小さいかという既知情報が必要である。式 (6) より、 m_c は光学系条件のみから決定されることがわかる。図 4 は、 $\alpha=4.2^\circ$, $\psi=3.05^\circ$ の場合に、軸はずし角 ϕ の関数として m_c を式 (6) より計算しプロットした結果である。 ϕ の増加につれ、 m_c が単調増加することがわかる。このように、光学系が決まれば m_c の値は容易に把握できる。なお、 α や ψ を関数とした場合についても同様の評価を行ったが、 m_c にほとんど変化が見られなかったためここでは省略する。本研究では検討していな

いが、 m_c を境いとした実測屈折率の判別については、散乱光強度も同時に計測し、これと幾何光学近似あるいは Mie 理論に基づき計算した散乱光強度分布との比較を行うことで解決するなどの方法があると思われる。

ところで、屈折率 m の測定において、その Φ_0/Φ_1 に対する測定感度が重要であり、これは

$$s_e = \frac{d}{dm} \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right) \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。 s_e の値が大きいくほど、図 3 中の各特性曲線における接線の勾配は大きく、これは m を高感度に測定する上で有利である。図 3 の結果は、 m_c より大きい屈折率の場合、軸はずし角 ϕ が 45° より 30° の方が傾斜が大きく、高い測定感度が得られることを示している。一例として、図 3 で $\phi=30^\circ$ を選択し $m=1.1919$ の粒子を測定する場合、 $s_e=-1.12$ となり、これは Φ_0 、 Φ_1 をともに 1deg 以内の誤差で測れば屈折率を 10^{-3} のオーダーまで正確に計測できることを示している。このような評価に基づき、後述の測定実験においては $\phi=30^\circ$ 付近を採用した。なお本研究では対象としなかったが、屈折率が m_c より小さい（およそ 1 以下）粒子に対しては、図 3 より ϕ の値に関わらずどの曲線の勾配もかなり大きく、 s_e が極めて高い値を示すことが容易にわかる。したがって、屈折率が m_c より大きい場合に比較して、より高感度な屈折率測定が期待される。今回は、後述する実験での条件設定の容易さから m_c より大きい範囲を対象としたが、今後、 m_c より小さい範囲での確認を行う予定である。

2.2 屈折光と反射光の分離条件 偏光型 PDA では、散乱過程により反射光と屈折光が互いに異なる偏

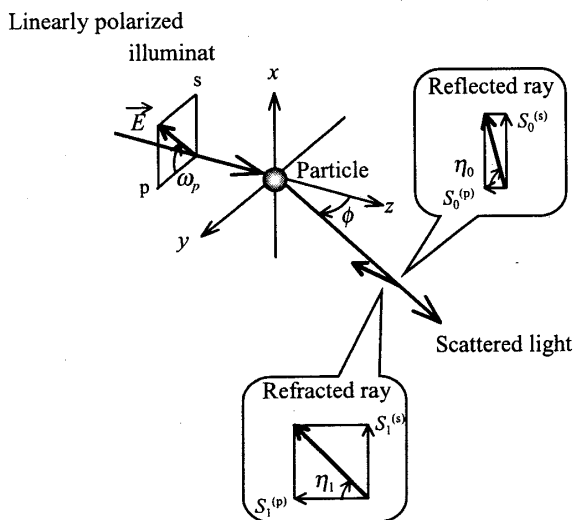


Fig.5 Schematic description of the polarization change in rays reflected and refracted by a small particle.

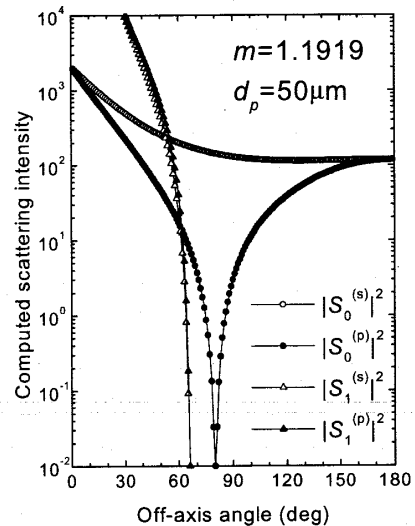


Fig.6 Computed scattering intensity patterns for the reflected and refracted rays.

光特性を示すことを利用して、1 方向の散乱光から両光を分離検出している。ここでは、偏光型 PDA 光学系における屈折光と反射光の分離方法を簡単に説明し、さらに今回の目的に対して屈折光と反射光を良好に分離するための最適偏光解析角を、幾何光学近似及び一般化 Lorenz-Mie 理論 (Generalized Lorenz-Mie theory: GLMT) ^{(21), (22)} により評価する。ここで GLMT とは、粒子による光波の散乱に関し、粒子表面を境界条件として Maxwell 電磁方程式の厳密解を算出し、粒子の内部、および外部における電場を数式表現したものである。

図 5 は、入射光の偏光面すなわち電気ベクトル E の振動面が yz 平面に対して角度 ω_p である場合の、散乱に

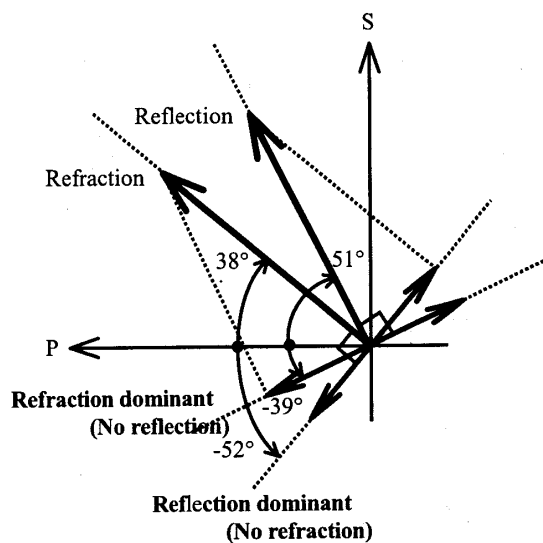


Fig.7 Determination of the analyzer angle for transmitting exclusively reflected or refracted rays.

よる偏光の変化を幾何光学的に示したモデルである。一般に、屈折光と反射光の偏光角は ω_p と異なる。散乱光の偏光角 η_N は

$$\eta_N = \tan^{-1} \left(\frac{S_N^{(s)} \sin \omega_p}{S_N^{(p)} \cos \omega_p} \right), \quad -\frac{\pi}{2} \leq \eta_N \leq \frac{\pi}{2} \quad \dots\dots (8)$$

と表される。(6)・(7) ここで、 $S_N^{(s)}$ 、 $S_N^{(p)}$ は各々、幾何光学近似または GLMT から計算できる散乱振幅を表し、散乱平面に垂直 (s) 及び水平 (p) な偏光方向成分である。これらは、軸はずし角 ϕ の関数として与えられる。また、 $N=0$ が反射光、1が屈折光に対応する。図6に横軸を軸はずし角 ϕ 、縦軸を強度としてプロットした散乱光強度分布 ($m=1.1919$, $d_p=50\mu\text{m}$ を対象)を示す。図における反射光は、垂直成分 $|S_N^{(s)}|^2$ と水平成分 $|S_N^{(p)}|^2$ の強度に、軸はずし角 0° や 180° 付近を除いて大きな差が生じるため、両ベクトルの合成で与えられる偏光角も顕著な変化が予想される。一方、屈折光は $|S_N^{(s)}|^2$ と $|S_N^{(p)}|^2$ の強度変化はほぼ等しく、よって偏光角に大きな変化はないことが推測できる。

ここで、水中のポリスチレン球 ($m=1.1919$) を $\alpha=3.99^\circ$, $\psi=3.04^\circ$, $\phi=30^\circ$, 入射光偏光角 $\omega_p=40^\circ$ で測定する場合について、屈折光と反射光を分離するための最適偏光条件を評価する。これらはいずれも、後述の実験で使用される条件にほぼ一致する。幾何光学近似から得られた式(8)を使えば、屈折光の偏光角はおよそ $\eta_1=38^\circ$ 、反射光の偏光角はおよそ $\eta_0=51^\circ$ と得られ、両者には約 13° の差が生ずる。本来はこの偏光角の差が 90° に近いほど両光を分離する上で理想的であるが、今回は先に述べた屈折率の測定感度を優先させる目的で ϕ を小さく設定するため、偏光角の差を十分大きく得ることができなかった。図7は、反射光と屈折光を各々選

択するための偏光解析角をベクトルで概念的に示したものである。これより、屈折光の偏光角 38° に対して垂直な -52° の偏光方向に偏光解析板の透過軸を合わせれば反射光の余弦成分だけが得られ、また反射光の偏光角 51° に対して垂直な -39° の方向では屈折光の余弦成分だけが単独に検出されることがわかる。両光成分の偏光方向は直交していないため、偏光解析板を介して得られる反射光と屈折光は共に上述のように本来の強度の余弦成分となるが、本質的な問題にはならないと考えられる。

以上の偏光条件を用いて、ビート信号位相対粒子径の特性を GLMT によりシミュレーションした結果が図8である。横軸が粒子径、縦軸がビート信号位相を表し、 $\phi=30^\circ$, $\psi=3.04^\circ$ の1方向にて各々 -52° , -39° に設定した偏光解析板を介して検出されるビート信号、及び $\phi=30^\circ$, $\psi=0^\circ$ の yz 平面上にて偏光解析板を使用せずに検出される参照用ビート信号の計3信号の位相特性をプロットした。なお同グラフには、比較のため同一条件で式(1)および式(2)から計算された屈折光と反射光の理論直線も示した。図8より、偏光解析角 -52° の場合には位相特性が右上がりの傾向を示し、反射光の理論直線に近い特性となっている。ただし位相変動が目立つが、これは先述のように本条件では屈折光と反射光の偏光角の分離が充分でなく、結果として準前方散乱方向で一般に強度が優る屈折光成分が混入し、反射光との間に不要な干渉を引き起こすためと考えられる。一方、偏光解析角 -39° の場合には位相特性が右下がりの傾向を示し、屈折光の理論直線に一致した良好な直線性を示している。屈折光が反射光に対して良好な特性を示すのは、図6の散乱光強度分布に見られるように、軸はずし角が 30° 付近ではもともと屈折光が反射光に比較し強度の上で1桁以上優位なため、反射光が混入しても影響が無視できることによるものと考えられる。なお、参照光信号の位相は粒子径に依存せずほぼ零の値となっている。これは、信号の位相が粒子径変化に対して変動しないことを意味しており、反射光信号位相 Φ_0 と屈折光信号位相 Φ_1 を各々個別に決定するための基準としての有用性を示している。以上のように、入射光偏光角および光検出器 PD_1 と PD_0 の前面の偏光板角度を適切に設定すれば、屈折光と反射光の位相が個別に得られることが、幾何光学近似と GLMT シミュレーションの両面から確認された。

3. 実験結果と考察

3.1 実験方法 測定光学系は図1に示した構成で、

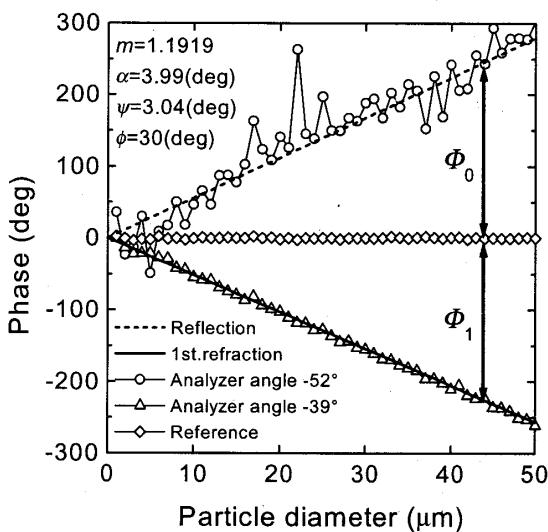


Fig.8 Simulated phase-diameter relations for refracted, reflected and reference rays.

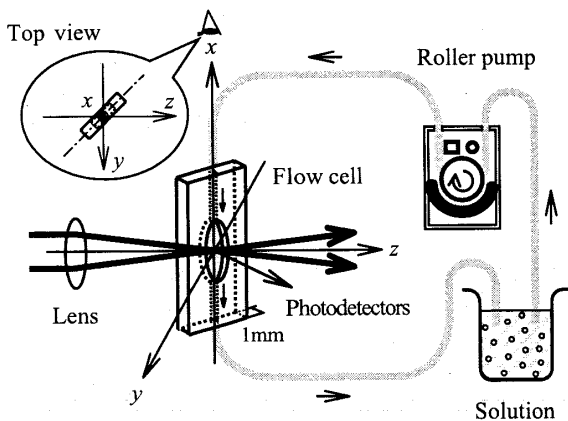


Fig.9 Flow model used in experiments.

照射用 He-Ne レーザービーム (波長 $\lambda=632.8\text{nm}$) の偏光面は、 $\lambda/2$ 板によって yz 平面からの角度 $\omega_p=40^\circ$ の方向に直線偏光される。2本の平行なビームをレンズ L_0 により交差させ、測定領域を形成する。交差半角 α は 3.99° 、測定領域でのビームウェスト直径は e^{-2} 径の実測値で $65.4\mu\text{m}$ であった。測定対象として、Duke社製の標準ポリスチレン粒子 (屈折率 1.59, 保証平均粒子径 $20.00 \pm 0.10\mu\text{m}$ 及び $40.25 \pm 0.32\mu\text{m}$) をサンプル粒子として採用し、これらをいずれも体積パーセント濃度が約 0.03 となるように純水中に拡散させた後、図 9 のように小型ローラーポンプにより一定速度 (約 0.8ml/min) でガラス製のフローセル (縦横比 2.93) ^{(6), (7)} へ導き、測定領域内に通過させた。なお、いずれの粒子溶液についても実測のドップラービート平均周波数はおよそ 630Hz であり、これと流路断面平均径 2.7mm および溶液の動粘性係数 $0.959\text{mm}^2/\text{s}$ より、フローセル内での流れの平均速度は 2.04mm/s 、流れのレイノルズ数は 5.83 と得られた。また、実験室内及び溶液の温度は、粒子屈折率の温度に依存した変化を避けるために、常に 22°C に維持するよう努めた。

粒子による散乱光は、 z 軸からの軸はずし角 ϕ が 28.6° かつ yz 平面からの仰角 ψ が 3.04° の 1 方向で観測される。

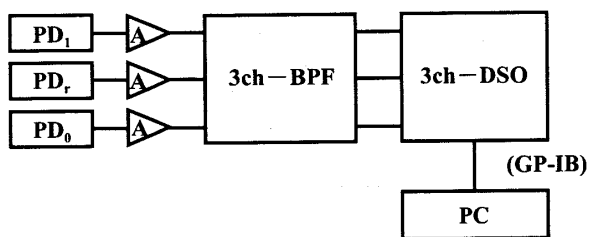


Fig.10 Block diagram of the signal processing.

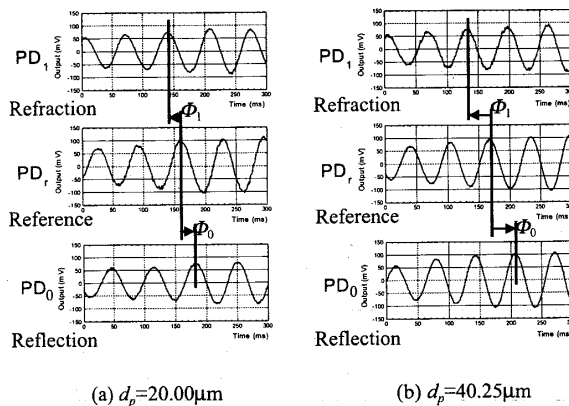


Fig.11 Typical samples of Doppler beat signals simultaneously obtained from PD_1 , PD_0 and PD_r .

散乱光はレンズ L_1 によって集光された後、フローセルのガラス面などで反射・散乱する迷光を遮断し 1 個の粒子からの散乱光のみを検出するため、結像面においた開口径 $200\mu\text{m}$ のピンホールにより絞られる。レンズ L_1 の結像倍率は 0.5 であり、フローセル内における実効測定領域は $400\mu\text{m}$ であった。この後、散乱光を回折面においた 2 分割プリズムで等分し、光検出器 PD_1 では角度 -38° に設定した偏光解析板 P_1 を介することにより屈折光を、また PD_0 では -52° に設定した P_0 を介することにより反射光を、それぞれ単独に検出する。同時に、 $\phi=45^\circ$, $\psi=0^\circ$ の散乱平面上に PD_r を配し、ここで参照光を検出する。 ϕ を PD_1 , PD_0 の 28.6° からずらしたのは配置上の都合によるもので、散乱平面上のどの位置でも信号位相が粒子径に依存せず一定である性質を利用して

いる。
各検出器で得られた信号は、図 10 のような 3 チャンネルの信号処理過程に従い、まず増幅され、バンドパスフィルタ (BPF) により不要な高周波 ($>900\text{Hz}$) および低周波 ($<300\text{Hz}$) ベグスタル成分が除去された後、3ch-デジタルストレージオシロスコープ (DSO) にてドップラービート信号として記録される。今回は、DSO で A-D 変換されたこれらの波形データを GP-IB を介してパーソナルコンピュータ (PC) に転送し、零交差法により周期及び位相ずれの時間を算出して各信号位相を数周期分ずつ求め、その上で各バースト信号毎に平均し ϕ_1 , ϕ_0 を求めた。

3.2 測定結果と考察 図 11 に、実測されたドップラービート信号波形の例 (時間軸を拡大) を示す。(a) が $20.00\mu\text{m}$ 、また (b) が $40.25\mu\text{m}$ の標準粒子に関するものであり、いずれも上側が PD_1 、中央が PD_r 、下側が PD_0 に対応する。 PD_r で得られる参照光信号に対し、

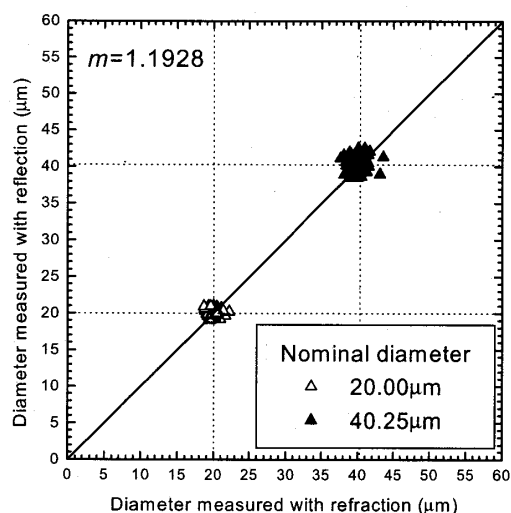


Fig.12 Comparison of measured particle diameters from reflected and refracted rays.

PD₁の屈折光による信号は位相が左側にずれて(時間的に遅れて)おり、一方、PD₀の反射光による信号は位相が右側にずれて(時間的に進んで)いることがわかる。これは、図1で粒子がx軸上の負側から測定領域に入るため、最初に粒子上部が照射されたときの反射光、その後少し遅れて屈折光がyz平面の上方に配した検出器に到達することから理解できる。また、(a)と(b)の比較から、屈折光の位相 Φ_1 、反射光の位相 Φ_0 ともに粒子径が大きいほど、増加している様子がわかる。

次に屈折率を計測する前に、図11で見られるような2つの位相差 Φ_1 、 Φ_0 が理論通りに測定されているかどうかを確認するため、 Φ_1 については式(1)、また Φ_0 については式(2)を用いて、各々粒子径に換算し比較した。今回は屈折率が未知であることを前提としているが、ここでは確認のため式(1)の屈折光に対して標準粒子の純水に対する既知相対屈折率 $m=1.1928$ (22°C)を適用し、位相を粒子径に換算した。図12が、屈折光の位相 Φ_1 から求めた粒子径(横軸)と反射光の位相 Φ_0 から求めた粒子径(縦軸)の関係をプロットしたものである。20.00 μm 、40.25 μm いずれの場合も両者は良く一致しており、 Φ_0 、 Φ_1 がほぼ適切に測定されていることがわかる。測定精度は、20.00 μm の場合 Φ_0 による粒子径は $20.06 \pm 0.79 \mu\text{m}$ 、 Φ_1 による粒子径は $20.08 \pm 0.82 \mu\text{m}$ であり、標準偏差は中心値に対してそれぞれ3.9%、4.1%であった。同様に、40.25 μm の場合 Φ_0 による粒子径は $40.37 \pm 1.17 \mu\text{m}$ 、 Φ_1 による粒子径は $39.94 \pm 1.27 \mu\text{m}$ で、標準偏差はそれぞれ2.9%、3.2%であった。

図13に、被測定粒子の屈折率が未知であることを前提として、反射光、屈折光の位相から屈折率と粒子径を

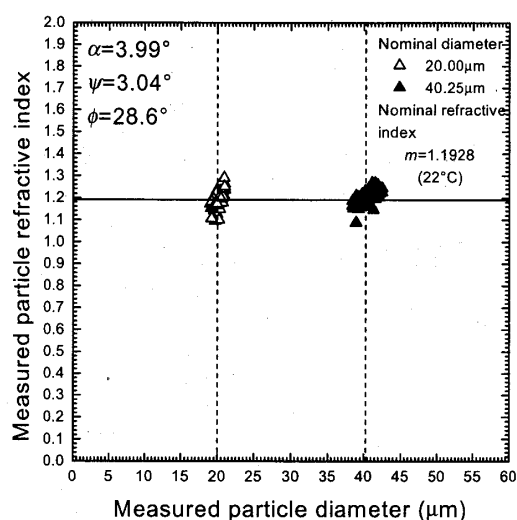


Fig.13 Measured refractive index versus measured particle diameter.

同時計測した結果を示す。横軸が反射光位相 Φ_0 から式(2)により求めた粒子径(図12の縦軸に対して得られたものと同じ)、また縦軸が反射光対屈折光位相比 Φ_0/Φ_1 から式(5)により求めた屈折率を表す。これより、20.00 μm および40.25 μm の標準粒子いずれについても、屈折率は実線で示した真値($m=1.1928$)付近を中心として分布していることがわかる。屈折率の実測値は、20.00 μm の場合 1.191 ± 0.046 、また40.25 μm の場合 1.200 ± 0.037 であり、標準偏差はそれぞれ3.9%および3.1%であった。屈折率、粒子径の両方において平均値と真値との間で生じた計測誤差は、主にA-D変換における量子化誤差の他に、2・2で述べた反射光検出の偏光条件設定の難しさによるビート信号のS/N比およびVisibilityの低下によって生じる、位相の読み取り誤差が考えられる。後者については、例えば検出開口を干渉縞と同方向に積分するような矩形開口の使用により改善が期待できると思われる。また、市販のLDVビート信号処理ボードは、位相を十分な精度で効率的に自動解析する上で有効に利用できるものと思われる。以上のように、精度の面ではさらに改善できる見込みがあると考えられるが、偏光型PDAを利用して運動微粒子の屈折率と粒子径を同時に計測する手法の基本的な可能性を、実験により確認することができた。

4. おわりに

本論文では、屈折率が未知の粒子の計測を目的として、既に提案済みの偏光型PDAに1つの参照光検出器を追加する方式で反射光と屈折光のビート信号位相を分離検出し、これらから屈折率と粒子径を同時計測す

る新規な手法を提案した。幾何光学近似と GLMT による数値計算から最適偏光条件を評価し、実際に標準粒子を対象とした測定実験を行い原理を確認した。ただし、反射光ビート信号の S/N 比及び Visibility の悪さに起因するものと考えられる誤差も見られ、検出開口の形状や大きさの適切な選択、あるいは照射光強度の増加等により、今後改善を図っていく必要がある。また、境界屈折率を境いとした実測屈折率の判別法については、信号強度の同時計測等により対応できると考えられる。さらに、種々の屈折率粒子や吸収性粒子に対する本方法の適用可能性についても考察が必要と思われる。今後、屈折率の測定分解能を向上させることで、屈折率の温度依存性を利用した熱流解析などへの応用の可能性があると考えられる。

最後に、本研究の一部は日本学術振興会特別研究員奨励費によって行われたことを記し、謝辞とする。

文 献

- (1) Durst, F. and Zaré, M., *Proc. LDA-Symp.* Copenhagen, (1975), 403-429.
- (2) Bachalo, W. D., *Appl. Opt.* **19**(1980), 363-370.
- (3) Yeh, Y. and Cummins, H. Z., *Appl. Phys. Lett.* **4** (1964), 176-178.
- (4) 津島・ほか4名, 機論, **63-607, B**(1997), 1041-1048.
- (5) 横井・ほか2名, 計測自動制御学会論文集, **34**(1998), 719-725.
- (6) 横井・ほか2名, 計測自動制御学会論文集, **35**(1999), 10-16.
- (7) Yokoi, N., ほか2名, *Opt. Eng.* **38** (1999), 1869-1882.
- (8) Aizu, Y., ほか2名, *Proc. 5th Int. Congr. Optical Particle Sizing*, Minnesota, (1998), 287-290.
- (9) Yokoi, N., ほか2名, *Proc. IEEE Instr. and Meas. Tech. Conf.*, Venice, (1999), 1352-1357.
- (10) Yokoi, N., ほか2名, *SPIE-Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Proceedings 3749*, San Francisco, (1999), 460-461.
- (11) Yokoi, N., ほか2名, *Appl. Opt.* **40**(2001), 1049-1064.
- (12) Naqwi, A., ほか2名, *Appl. Opt.* **30**(1991), 4949-4959.
- (13) Onofri, F., ほか7名, *Part. Part. Syst. Charact.* **13**(1996), 112-124.
- (14) Tropea, C., ほか5名, *Part. Part. Syst. Charact.* **13**(1996), 165-170.
- (15) Aizu, Y., ほか2名, *Opt. Rev.* **1**(1994), 121-124.
- (16) Aizu, Y., ほか8名, *Part. Part. Syst. Charact.*, **11**(1994), 43-54.
- (17) 相津・ほか2名, レーザー研究, **23**(1995), 338-346.
- (18) van de Hulst, H. C., *Light Scattering by Small Particles*, (1981), Dover, New York.
- (19) Glantschnig, W. J. and Chen, S. -H., *Appl. Opt.* **20**(1981), 2499-2510.
- (20) Naqwi, A. and Durst, F., *Part. Part. Syst. Charact.*, **9**, 66-80 (1992).
- (21) Gréhan, G., ほか3名, *Proc. Int. Conf. Multiphase Flows*, Tsukuba, (1991), 291-294.
- (22) Gouesbet, G., ほか2名, *J. Opt. Soc. Am.* **A5**(1988), 1427-1443.