位相ドップラ法を用いた粒径測定法の検討*

岡本 達幸^{*1}, 高城 敏美^{*1}
梶 俊和^{*2}, 寺内 方志^{*1}

Examination of Particle Sizing Method Using Phase Doppler Technique

Tatsuyuki OKAMOTO, Toshimi TAKAGI,
Toshikazu KAZI, and Masashi TERAUCHI

The phase-Doppler technique measures the diameter and velocity of spherical particles simultaneously. This method based on the idea that the phase difference between Doppler signals detected at different location is a linear function of particle diameter. But, in some cases, violent oscillation appear in the calibration curve. We should avoid such condition to measure the diameter precisely. Oscillatory behaviour in the calibration curve depends on multiple factor, such as the direction of polarization of incident light, location of photo-detector, refractive index of particle, and so on. Careful theoretical simulation of scattering by the particle and interference of scattered light was carried out based on the geometrical optics theory to examine the effects of above-mentioned factors. In this analysis, higher order scattered light via inner reflection of many times was taken into consideration. The results of analysis provide guide for constructing the optical system for the phase-Doppler technique.

Key Words: LDV, Laser, Multi-phase Flow, Liquid Fuel, Phase-Doppler Technique, Particle Sizing, Polarization, Visibility, Refractive Index, Calibration Curve

1. ま え が き

噴霧流や噴霧燃焼の研究においては、噴霧液滴の粒径と速度の相関についてのデータを得たい場合が多い。通過する個々の液滴の粒径と速度を同時測定する方法として、ミー散乱強度法とレーザ・ドップラ流速計(LDV)を組合せる方法が用いられている⁽¹⁾⁽²⁾。

これに対して、液滴や粒子の測定点通過時にドップラ信号を複数の位置で検出すると、ドップラ信号の間に粒径に応じた位相差が生じる⁽³⁾⁽⁴⁾特性を利用して粒径を測定する方法が位相ドップラ法であり、近年、急速に実用化が進んでいる⁽⁵⁾。信号の位相差を利用することによる強度の減衰や、受光器の集光効率の変化の影響を受けにくいと考えられる。

粒径とドップラ信号の位相差との関係は、主として受光器の前方光軸からの偏角、受光器間の距離、粒子の相対屈折率の関数として定まる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。この関係は直線であるのが理想であるが、現実には粒径-位相差校正曲線に振動が現れる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。校正曲線の振動幅が大き

いと、位相差から粒径を決める場合に誤差が大きくなる。したがって、位相ドップラ法のための受光系の仕様を決定する際には、校正曲線の振動が小さく、直線的になる条件を選ぶことが重要である。粒径と位相差の関係を解析的に求めようとした例はいくつかあり^{(6)~(10)}、例えば、空気中の水滴では、前方光軸からの偏角がおおよそ20°~80°および100°~120°の範囲に受光器を設置すれば、校正曲線の振動が少ないことが指摘されている⁽⁹⁾。しかし、これは入射光の偏光面がある特定の場合に限られており、偏光面の向きが変わったときの適切な受光位置は不明である。さらに、屈折率が水と異なる場合の適切な受光位置についての情報もない。また受光窓はある程度の面積がないと、校正曲線の振動が激しくなる⁽⁹⁾ことは知られているが、受光窓の面積の影響を系統的に検討した例はない。

本論文では、幾何光学理論に基づいて、LDVの2本のレーザの交差領域を通過する球形の透明粒子による光の散乱と周囲空間での干渉の様子をシミュレーションすることにより、粒径-位相差校正曲線を導出し、上に述べた不明点について検討を加える。さらに屈折率に無関係に位相差から粒径を求められる条件についても検討する。

* 平成元年8月25日 北陸信越支部北陸地方講演会において講演、原稿受付 昭和63年9月6日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

^{*2} 学生員、大阪大学大学院。

2. 幾何光学理論に基づく

校正曲線の導出

粒径-位相差校正曲線を求めるためには、散乱光によって周囲空間に形成される干涉縞の挙動を考えなければならない。外面反射光か、内面反射を伴わない屈折透過光の一方にだけ着目してドップラ信号の位相差を与える式⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾は、散乱光の強度を考慮する必要がなく簡単に導出できるが、校正曲線の振動挙動や受光窓の面積の影響は取扱えない。振動挙動を予測するためには、ミー散乱理論、あるいは球内面での多回の反射を伴う高次の散乱光までを考慮した幾何光学理論に基づく散乱・干涉のシミュレーションが必要である。

幾何光学理論は、 $x=2\pi R/\lambda \gg 1$, $(m-1)x \gg 1$ (R : 粒子半径, λ : 波長, m : 粒子の相対屈折率)のときに成り立つ近似理論である⁽¹¹⁾。平行光の透明球形粒子による散乱の様子は、波長が5145.5 nmのときに粒径が5 μm 以上であれば、幾何光学理論で十分予測できる⁽¹²⁾。しかし、以前に幾何光学理論で求められた粒径-位相差校正曲線では、ミー散乱理論で求められた校正曲線に現れる振動挙動が、十分予測できていない例が多い⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹³⁾。これはたいていの場合、内面反射を伴う散乱光が考慮されず、また外面反射光か屈折透過光のいずれか一方しか考慮しない、非常に簡略化した計算が行われたからである。部分的に1回の内面反射を伴う屈折光までを考慮している例⁽⁹⁾では、幾何光学理論で校正曲線の振動挙動が精度よく予測できている。ただし、2回以上の内面反射を伴う屈折光の比重が大きい領域では、振動挙動は十分予測できない。従来、内面反射を伴う屈折光が計算に組込まれない例が多いのは、その強度を散乱方向の関数として陽に与えられないためである。本論文では多回の内面反射を伴う屈折光も考慮して、シミュレーションを行う。粒子は真球と仮定し、吸収による光の減衰は無視する。

図1にLDVの2本のレーザおよび2個の受光窓と、座標系との関係を示す。2本のレーザの光軸はYZ面内にあり、その交点を座標系の原点とする。さらに粒子の中心が原点にあるとする。二つの受光窓は、XZ面に垂直な平面上にあり、原点からこの平面に下ろした垂線の足を中心に、XZ面を挟んで対称に配置されている。窓幅 W の方向の辺はXZ面に平行であり、窓高さ H の方向の辺はXZ面に垂直である。また、二つの受光窓の中心点間の距離を S とする。原点から窓面へ下ろした垂線が、Z軸正方向となす角 ϕ をにらみ角と呼ぶことにする。

計算に際しては、粒子全体が均一強度分布をもつ2

本の平面波レーザで照射されると仮定する。本論文ではレーザ波長はHe-Neレーザの632.8 nm, 交差半角 β は7.59°, 原点から窓を含む面までの距離は300 mmで一定とする。また2本の入射レーザの面積当たりのエネルギーは等しいとする。入射レーザは通常は直線偏光である。ここでは、入射光の E ベクトル(電場)の振動面がYZ面に垂直な場合と、平行な場合を考えた。前者を水平偏光、後者を鉛直偏光と呼ぶことにする。

光の散乱を記述するには、入射光軸を基準にとった座標系が便利である。図2は図1の X - Y - Z 座標系を X 軸を軸として $\pm\beta$ 回転させた X_k - Y_k - Z_k 座標系の Z_k 軸の+側から見た図である。入射光は紙背側から紙面に垂直に進んでくる。受光点に到達する散乱光は、回折光および Z_k 軸と受光点を含む平面内で反射・屈折した光である。この平面を散乱平面と呼ぶ。 X_k - Y_k - Z_k 座標系を Z_k 軸の廻りに θ だけ回転させ、 X_i - Y_i 平面を散乱平面と一致させた座標系を X_i - Y_i - Z_i 座標系とする。粒子界面における反射光と屈折光への電磁エネルギーの分配率は、 E ベクトルが散乱平面に垂直な場合(S偏光)と、散乱平面に平行な場合(P偏光)とは異なるので、入射光の電場の振幅 E を、S偏光成分 E_s と、P偏光成分 E_p に分けて考える必要がある。図2には入射光が鉛直偏光である場合と、水平偏光である場合について偏光成分を示している。

図3は Y_i 軸の+側から散乱平面を見た図である。

図1 座標系および受光窓位置の定義

図2 散乱平面と偏光成分

図中に、入射角 θ_i で入射した光線の進路を模式的に示す。第 N 回めに出会う界面から出射する散乱光を N 次散乱光と呼ぶことにする。この定義によれば、外面反射光は 1 次散乱光、内面反射を伴わない屈折透過光は 2 次散乱光、1 回の内面反射を伴う屈折光は 3 次散乱光となる。入射角 θ_i は入射点における法線と入射光線がなす角度で、外向き法線から反時計回りに測った角度を正とする。また N 次散乱光の進行方向を Z_i 軸の正方向から反時計回りを正として測った角度を散乱角 θ_N とする。 θ_i と θ_N の間には次の関係がある。

$$\theta_N(\theta_i) = 2(N-1)\theta_r - 2\theta_i - (N-2)\pi$$

$$\sin \theta_i = m \sin \theta_r \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし m は粒子の周囲気体に対する相対屈折率であり、 θ_r は入射角 θ_i に対する屈折角である。

入射光の電場の振幅を E 、その S 偏光成分を E_S 、 P 偏光成分を E_P 、粒子の半径が R とすると、原点からの距離 r の点における N 次散乱光の電場の複素振幅は次のように与えられる。

$$E_j^{(N)}(\lambda, R, r, m, \theta_i)$$

$$= E_j \alpha_j^{(N)}(m, \theta_i) G^{(N)}(m, \theta_i) \cdot \left(\frac{R}{r}\right)$$

$$\times \exp \left[i\delta + \frac{i\pi}{2} \left(N - \frac{1}{2}q - \frac{1}{2}s - 2l \right) \right]$$

$$(j=S, P) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$\alpha_S^{(1)} = r_S$$

$$\alpha_P^{(1)} = r_2$$

$$\alpha_S^{(N)} = (1 - r_S^2)(-r_S)^{(N-2)}$$

$$\alpha_P^{(N)} = (1 - r_P^2)(-r_P)^{(N-2)} \quad \text{for } N \geq 2$$

$$r_S = \frac{\cos \theta_i - m \cos \theta_r}{\cos \theta_i + m \cos \theta_r} \quad r_P = \frac{m \cos \theta_i - \cos \theta_r}{m \cos \theta_i + \cos \theta_r}$$

$$G^{(N)}(m, \theta_i) = \left[\frac{\sin \theta_i \cos \theta_i}{\sin \theta_N(\theta_i)} \right]$$

$$\times \left| \frac{\sqrt{m^2 - \sin^2 \theta_i}}{2[(N-1) \cos \theta_i - \sqrt{m^2 - \sin^2 \theta_i}]} \right|^{1/2}$$

図 3 光散乱模式図

$$\delta = \frac{4\pi R}{\lambda} [\cos \theta_i - (N-1)m \cos \theta_r]$$

$$s = \text{sign} \left(\frac{d\theta_N}{d\theta_i} \right)$$

散乱光が受光点に到達するのは、散乱角 θ_N が、座標原点と受光点とを結ぶ直線の Z_i 軸の正方向となす角度 θ ($-\pi < \theta \leq \pi$) に等価な場合である。さらに、散乱が Z_i に関して対称に生じることには注意すれば、受光点に到達する N 次の散乱光のコースをすべて計算に組込むには、 l を整数、 q を 1 または -1 とし、

$$\theta_N = 2\pi l + q\theta$$

となる l と q の組合せを、 $0 \leq \theta_i \leq \pi/2$ の範囲内で探し出せばよい。

式(2)のように、散乱光の複素振幅は入射角 θ_i の関数として与えられるので、 l と q の組合せの各々の場合の散乱角 θ_N に対応する入射角 θ_i を求める必要がある。1 次、2 次の散乱光については、式(1)を変形して θ_i を求めることができる。3 次以上の高次の散乱光については、 θ_i を陽に与える式は得られないので漸近解法で求める。

散乱光の複素振幅には上に述べた反射・屈折光による寄与のほかに回折光による寄与が含まれる。受光点における回折光の電場の複素振幅の S 偏光成分、 P 偏光成分を $E_S^{(0)}$ および $E_P^{(0)}$ で表すと、

$$E_j^{(0)}(\lambda, R, r, \theta) = E_j \frac{2\pi R^2}{r\lambda} \left| \frac{J_1(x \sin \theta)}{x \sin \theta} \right| \quad (j=S, P)$$

$$\dots\dots\dots (3)$$

であり、受光点における電場の複素振幅の S 偏光成分および P 偏光成分は次式で与えられる⁽¹³⁾。

$$\tilde{E}_j = E_j^{(0)} + \sum_{N=1}^{\infty} \sum_{l,q} E_j^{(N)} \quad (j=S, P) \quad \dots\dots\dots (4)$$

本論文では $N=10$ あるいは $N=20$ で打ち切った。 E_S は図 3 において紙面に垂直な成分であり、 E_P は紙面内で散乱方向に垂直な方向を向いている。この二つを合成したベクトル(ベクトル要素は複素振幅)が、1 本の入射光からの散乱光の電場を表す。位相ドップラ法では、2 本の入射光からの散乱光の干渉を考える必要があるので、 X - Y - Z 座標系に変換してから、2 本の入射光からの散乱光の電場の合成を行う必要がある。

入射光 A を基準にとった X_i - Y_i - Z_i 座標系で求めた散乱光の電場ベクトルの X - Y - Z 座標系での成分を

$$A_{i,x}, A_{i,y}, A_{i,z}$$

入射光 B を基準にとった X_i - Y_i - Z_i 座標系で求めた散乱光の電場ベクトルの X - Y - Z 座標系での成分を

$$B_{i,x}, B_{i,y}, B_{i,z}$$

とする。ただし、添字 i は受光位置の違いを表す。 i の

位置の受光点の明るさ(インテンシティ) I_i は粒子の移動に伴って時間的に変化し、

$$I_i(t) = \sum_{k=x,y,z} |A_{i,k} + B_{i,k} \cdot \exp(i\eta(t))|^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。 $\eta(t)$ は粒子が存在しないと仮定したときの、座標原点における入射光Aと入射光Bの位相差である。入射光Aの位相のほうが進んでいるときに正とする。粒子が2本の入射光の交差領域内を移動すると、粒子中心に固定された座標原点も移動し、 η が時間的に変化する。時刻すなわち η を固定し、受光点を変えてインテンシティを求めると、粒子周囲の空間に形成される干渉縞模様が求められる。

図4はA(300, 5, 0), B(300, 0, 0), C(300, -5, 0)の3点(X-Y-Z座標系で表示, 単位mm)におけるインテンシティの時間履歴を示したものである。3点で受光したドップラ信号はいずれも周波数は1MHzであるが位相がずれている。

図4の場合受光面積は微小と考えているが、図1に示したような有限の大きさの受光窓を考える場合には、窓内の位置によってインテンシティおよびその位相が異なるので、窓を微小面積要素に分割して各面積要素におけるインテンシティを積算しなければならない。本論文では幅方向に50、高さ方向に20に等分割した。受光窓全体のインテンシティは次式で与えられる。

$$I^{(n)}(t) = \sum_{i=1}^{1000} I_i^{(n)}(t) \quad (n=1, 2) \dots\dots\dots (6)$$

上添字 n は上下の受光窓の区別を表す。また、 $I^{(n)}(t)$ の1周期中の最大強度を I_M 、最小強度を I_m とすると、ビジビリティ V は次式で定義される。

$$V = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad \dots\dots\dots (7)$$

実際の測定時にはビジビリティおよび二つの受光窓で検出したドップラ信号の位相差は信号の時間履歴から求めなければならないが、シミュレーションにおいて

は時間履歴の算出は不要である。

上記のようにして求めた複素振幅 $A_{i,x}$ と $B_{i,x}$ の位相を比べたときに、もし $A_{i,x}$ の位相が $B_{i,x}$ の位相よりも $\psi_{i,x}$ だけ進んでいるなら、入射光Aと入射光Bの位相差 $\eta(t)$ が、 $-\psi_{i,x}$ となる瞬間に $A_{i,x}$ と $B_{i,x}$ の干渉によるインテンシティは最大になる。受光位置が異なると $\psi_{i,x}$ が異なるので、各々受光位置でインテンシティが最大になる時刻がずれることになる。式(5)から $\eta(t)$ が 2π 変化すると、ドップラ信号は1周期進む。したがって、二つの受光点における $\psi_{i,x}$ の差が、ドップラ信号の位相差そのものになる。

実際には、電場の y 成分、 z 成分の寄与もあり、さらに受光窓全体のインテンシティが問題になることを考慮すると、ドップラ信号の位相差は

$$\Delta\varphi = \arg \left[\sum_i \sum_k (A_{i,k}^{(1)} B_{i,k}^{(1)*}) \right] - \arg \left[\sum_i \sum_k (A_{i,k}^{(2)} B_{i,k}^{(2)*}) \right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

で与えられ、ビジビリティは

$$V = 2 \left| \sum_i \sum_k A_{i,k} B_{i,k}^* \right| / \left| \sum_i \sum_k (|A_{i,k}|^2 + |B_{i,k}|^2) \right| \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。

3. 諸因子が校正曲線に及ぼす影響

3.1 入射光の偏光方向による差異 図5に入射光が水平偏光である場合(図中にHで表示)と、鉛直偏光である場合(図中にVで表示)のドップラ信号の振幅 $[(I_M - I_m)/2]$ の差異を示す。粒子は水滴で、受光窓の寸法は $H=4$ mm, $W=20$ mm, $S=8$ mmとしている。にらみ角 $\phi=30^\circ$ では入射光の偏光方向による差はわずかしかない。これに対して、 $\phi=90^\circ$ になると、水平偏光の場合には、鉛直偏光の場合に比べておよそ1けたドップラ信号の振幅が小さくなる。

また、にらみ角が 30° の場合と 90° の場合を比べてみると、鉛直偏光の場合でも $\phi=90^\circ$ の場合のほうが

水滴直径 50 μ m, 滴速度 2.38 m/s

図4 散乱光強度の時間履歴

図5 偏光方向の違いによる信号強度の差異

約2けたの信号が弱く、水平偏光の場合には約3けたの差がある。なお、 $\phi=30^\circ$ の場合に、水滴の直径が230 μm のあたりでドップラ信号の振幅が小さくなるのは、後に述べる受光窓の大きさの影響によって、信号のビジビリティが低下するためである。

次に入射光の偏光面の違いによる有効なにらみ角の範囲の差異を調べる。粒子は水滴とし、窓の大きさと窓間隔は図5の場合と同じである。図6は入射光が水平偏光、図7は鉛直偏光の場合である。 $\phi=20^\circ$ から 150° まで 10° ごとに校正曲線を求めた。鉛直偏光の場合の $\phi=50^\circ\sim 60^\circ$ 、両偏光方向の場合の $\phi=130^\circ\sim 150^\circ$ の計算結果は、校正曲線の直線からのずれが著しいので省略している。なお、 $\phi=140^\circ$ 付近においてほぼ直線に近い校正曲線が得られることがあるが、有効なにらみ角の範囲が 1° 程度しかなく、入射光の交差角、窓の大きさ、窓間隔の組合せによっては直線的でなくなるなどの不安定な挙動を示し、汎用性がないので図には示していない。図6、図7ともに、(a)図と(b)図で位相差の正負が異なっているが、これは(a)図の側では2次散乱光が主体となるのに対して、(b)図の側では1次散乱光が主体になるためである。

従来の水滴に対する計算例では、 $\phi=20^\circ\sim 80^\circ$ および $100^\circ\sim 120^\circ$ の範囲で校正曲線がほとんど直線になり、粒径測定が可能であると述べられているが、これ

は入射光が水平偏光の場合である。入射光が鉛直偏光であると、 $\phi=40^\circ$ で校正曲線の振動が粒径測定には許容しがたいほど大きくなり、有効なにらみ角の範囲は著しく狭くなる。さらに、 $\phi=20^\circ$ および 30° の場合の校正曲線の振動の様子を見ても、水平偏光の場合のほうが良好な特性を示す。これは水平偏光の場合のほうが1次散乱光が弱くなり、2次散乱光を主体とした粒径測定に対する妨害効果が小さくなるためである。水平偏光であるほうが1次散乱光が弱くなる傾向は、粒子の相対屈折率が1.1~1.9の範囲では一貫しており、前方散乱に近い受光方向で測定するのであれば、入射光は水平偏光であるほうが好ましい。

一方、主として1次散乱光を利用することになる(b)図の領域では、逆に鉛直偏光であるほうが有効なにらみ角が広がる。校正曲線の振動は水平偏光の場合のほうが小さいが、図5のところで述べたようにドップラ信号が弱くなることを考慮する必要がある。

なお、 $\phi=20^\circ$ および 30° の場合の校正曲線には、粒径が200~250 μm の間で大きな振動が現れているが、これは受光窓の大きさに関連して現れるものである。そこで、次に窓の大きさの影響について検討する。

3.2 受光窓の大きさの影響 まず窓高さ H の影響について検討する。粒子はこれまでと同じく水滴である。図8には $\phi=30^\circ$ で水平偏光の場合、図9には ϕ

(a)

(b)

図6 にらみ角が校正曲線に及ぼす影響
(入射光：水平偏光)

(a)

(b)

図7 にらみ角が校正曲線に及ぼす影響
(入射光：鉛直偏光)

(a) 粒径-位相差校正曲線

(b) ビジビリティ

図8 受光窓高さの影響
(入射光：水平偏光, $\phi=30^\circ$)

(a) 粒径-位相差校正曲線

(b) ビジビリティ

図9 受光窓高さの影響
(入射光：鉛直偏光, $\phi=90^\circ$)

$=90^\circ$ で鉛直偏光の場合について、窓高さ H を変化させて、校正曲線とドップラ信号のビジビリティを示している。窓幅 W は 20 mm で一定としている。参考に受光窓の大きさを無限小とした場合の結果も示している。

受光面積を無限小として計算すると校正曲線が大きく振動するが、ある程度の受光面積があると校正曲線の振動が小さくなることは、従来より指摘されているとおりである。一方、ビジビリティは、窓高さが大きいほど、粒径の増大に対して急速に低下する。受光面積が無限小の場合は別として、図8, 9で校正曲線に大きな振動が現れるのは、いずれもビジビリティが零に近づく粒径範囲に対応している。ビジビリティがほぼ零になるのは、窓高さ H が窓面上での干渉縞の空間周期に等しいか、その整数倍になるときである。 H が大きいほど小さい粒径でビジビリティが零になるのは、粒径と干渉縞の空間周期が反比例するからである。

図10に窓幅 W の影響を示す。 $\phi=90^\circ$ で鉛直偏光の場合である。窓高さ H を 4 mm に保ったまま、窓幅を 10~30 mm の範囲で変化させても、粒径とビジビリティとの関係にはほとんど影響がなく、校正曲線の振動も窓幅が大きいほうがわずかに小さいだけである。 $\phi=30^\circ$ で水平偏光の場合にも同様のことがいえる。な

(a) 粒径-位相差校正曲線

(b) ビジビリティ

図10 受光窓幅の影響
(入射光：鉛直偏光, $\phi=90^\circ$)

お、振動を無視した校正曲線の平均こう配は、ここで計算した範囲内では、窓高さ、窓幅を変えても変化しない。

以上のことから、窓高さ H は測定したい最大粒径によって制約されるが、窓幅は広げても悪影響はないので、受光強度を確保しなければならないときには、窓幅のほうを広げればよい。

図 11 は受光窓間の距離 S を変えたときの校正曲線の振動の様子の変化を見たものである。受光窓の大きさは $4\text{ mm}(H) \times 20\text{ mm}(W)$ である。(a) は $\phi=30^\circ$ で水平偏光の場合で、2 次散乱光が主体になる。(b) は $\phi=90^\circ$ で鉛直偏光の場合で、1 次散乱光が主体になる。いずれの場合も、受光窓間距離 S を大きくすることによって、校正曲線の平均こう配は大きくなるが、振動幅はほとんど大きくならないので、校正曲線の振動に起因する位相差と粒径の関係の曖昧さは減少する。したがって窓間距離は大きくしたほうがよい。ただし、そのままでは測定できる粒径範囲が狭まるので、3 点でのドップラ信号検出に基づいた測定が必要となる。

3.3 屈折率の影響 位相ドップラ法で粒径を測定する場合、1 次散乱光が主体となる領域で受光する方法と、2 次散乱光が主体となる領域で受光する方法

があり得る。このうち 2 次散乱光を利用する方法は、2 本の入射光からの散乱光の光路長差に粒子の屈折率が関係するので、校正曲線のこう配が屈折率によって変化することは避けられない。

図 12 は、水平偏光、 $\phi=30^\circ$ 、窓寸法が 4 mm (高さ) $\times 20\text{ mm}$ (幅)、窓間距離が 8 mm の条件で、粒子の相対屈折率 m をパラメータとして、校正曲線を求めたものである。 m は $1.2 \sim 1.9$ とした。これでほとんどすべての液体およびかなり高屈折率のガラスまでをカバー

図 12 屈折率が校正曲線に及ぼす影響
(入射光：水平偏光、 $\phi=30^\circ$)

(a) 入射光：水平偏光、 $\phi=30^\circ$ の場合

(b) 入射光：鉛直偏光、 $\phi=90^\circ$ の場合

図 11 受光窓間距離の影響

(a) $\phi=90^\circ$ の場合

(b) $\phi=120^\circ$ の場合

図 13 屈折率が校正曲線に及ぼす影響

一している。 $m=1.2\sim1.4$ の校正曲線には局部に大きな振動が現れるが、これは3・2節で述べたように窓高さを小さくすれば回避できる。上記の振動を除けばどの屈折率においても校正曲線の振動は大きくない。振動が小さいのは、屈折率にかかわらず、2次散乱光が1次散乱光や回折光などよりもはるかに強いからである。

一方、1次散乱光を主体に受光する場合は、光路長さに粒子の屈折率が関係しないので、蒸発途上の石油系燃料のように屈折率の特定できない液滴の粒径測定に適する可能性がある。ある程度の屈折率範囲で、常に1次散乱光が2次以降の散乱光よりかなり強いという条件が成立する受光方向を捜すと、 $\phi=90^\circ$ 近傍と 120° 近傍が該当する。図13は入射光を鉛直偏光とし、図12と同じ窓寸法、窓間隔で、屈折率の変化による校正曲線の変化を示したものである。図(a)は $\phi=90^\circ$ 、図(b)は $\phi=120^\circ$ の場合である。 $\phi=90^\circ$ の場合、 $m=1.2\sim1.45$ まで、校正曲線のこう配が変わらないが、 $m=1.45$ の場合は校正曲線の振動が大きめである。一方、にらみ角が 120° の場合には、 $m=1.4\sim1.9$ まで校正曲線の平均こう配は変わらないが、 $m=1.5$ あたりで校正曲線に揺らぎが現れる。

液体燃料の屈折率を調べると、アルコール類は $1.2\sim1.25$ あたりに集中している。石油系燃料に含まれる炭化水素については、その屈折率は大部分 $1.3\sim1.53$ の間に分布しているが、パラフィン系、オレフィン系の場合には $1.3\sim1.43$ のものが多く、芳香族系は 1.50 近傍に集中している。したがってアルコール混合物および芳香族を含まない石油系燃料の場合には、 $\phi=90^\circ$ で屈折率の変化に煩わされることなく測定することができる。また、ガラスの屈折率は $1.45\sim1.96$ の間にあるから、 $\phi=120^\circ$ で測定すれば便利である。

4. ま と め

幾何光学理論に基づいて、多回の内面反射を繰返した後に粒子外へ出射する高次の散乱光までを考慮に入れた光の散乱のシミュレーションを行い、粒子の屈折率、にらみ角、受光窓の幅および高さ、窓間距離および入射光の偏光方向等の諸因子が粒径-位相差校正曲線に及ぼす影響を系統的に検討することによって、以下のような位相ドップラ法による粒径測定のための指

針を得た。

(1) 受光器の設置位置が前方散乱方式に近い場合には、入射光の電場ベクトルの振動方向が、交差する2本の入射光を含む平面に垂直(水平偏光)であるほうが平行(鉛直偏光)であるよりも、校正曲線の振動が小さく、有効なにらみ角の範囲も広い。他方、側方散乱に近い場合には、入射光が鉛直偏光であるほうが有効なにらみ角が広い。

(2) 受光窓の幅を広げても測定上の問題は生じにくい。窓高さは窓面上に形成される干渉縞の空間周期より小さくしなければならない。窓間距離は大きくしたほうが感度は良くなり、校正曲線の振動による誤差が小さくなる。

(3) 入射光を水平偏光とし、にらみ角を 30° にとれば、屈折率が $1.2\sim1.9$ の範囲で振動の少ない校正曲線が得られるので、大部分の液滴およびガラス球に適用できる。

(4) 入射光を鉛直偏光とした場合、にらみ角 90° では屈折率 $1.2\sim1.4$ の範囲で、にらみ角 120° の場合には屈折率 $1.6\sim1.9$ の範囲で、粒径と位相差の関係は屈折率に関係なく一定とみなせる。

文 献

- (1) Maeda, M., ほか3名, *Proc. 3rd Symp. Appl. LDA*, Lisbon, (1986), 20. 3.
- (2) 水谷・ほか2名, 機論, 47-420, B(1981), 1653.
- (3) Durst, F., ほか1名, *Proc. LDA-Symp. Copenhagen*, (1975), 403.
- (4) Bachalo, W. D., ほか1名, *Optical Eng.*, 23-5(1984), 583.
- (5) 小橋・菱田・ほか2名, 第25回伝熱シンポジウム, 2(1988-5), 55.
- (6) Bauckhage, K., ほか1名, *Fortschritt-Berichte VDI*, Reich 3, Verfahrenstechnik Nr. 140, VDI Verlag, (1987).
- (7) Bauckhage, K., 文献(1)の18. 5.
- (8) Saffman, M., ほか2名, *Proc. 2nd Symp. Appl. LDA*, Lisbon, (1984), 8. 1.
- (9) Al-Chalabi, S.A.M., ほか3名, *Int. Symp. Optical Sizing: Theory and Practice*, (1987).
- (10) Haldapas, Y., *FS/86/14, Fluids Sect., Dept. Mech. Eng.*, Imperial College, London, (1986).
- (11) Van de Hulst, H. C., *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley & Sons, New York, (1957).
- (12) Ungut, A., ほか2名, *Applied Optics*, 20-17(1981), 2911.
- (13) Saffman, M., *Laser Anemometry in Fluid Mechanics*, LADOAN, Lisbon, (1988), 387.
- (14) Glantschnig, W. J., ほか1名, *Applied Optics*, 20-14(1981), 2499.