光学的 CT 法によるミストの濃度分布測定*

坂井 臣 司^{*1}, 隅 田 勲^{*1}, 若 井 和 憲^{*1}Measurement of Mist Concentration Distribution
by Optical CT Method

Shinji SAKAI, Isao SUMIDA and Kazunori WAKAI

Mist concentration distributions were measured by 4ch optical CT scanners with a mist particle size counter. The counter system is a kind of Mie scattered particle counter, and can measure particle size at a fixed position. To examine the validity of the system, mist concentration and mist speed were measured using a spray and ultrasonic atomizer. Results showed that the technique was applicable for rapid, high-resolution measurement of mist concentration distributions.

Key Words: Atomization, Multi-phase Flow, Velocity Distribution, CT Scanner, Particle Size, Mist Concentration Distribution

1. 序 論

ボイラや沸騰水形原子炉における高クオリティの気液二相流の挙動を評価するためには蒸気流中のミストの濃度分布などを知ることが重要である。ミスト特性の測定についてはサンプリング法⁽¹⁾⁽²⁾がよく用いられるが、測定対象を乱す恐れがあり、近年レーザドップラー法⁽³⁾などによる測定が多く用いられるようになってきている。しかし取扱いは簡単ではなく、広い範囲のミストの濃度分布を測定するためには長時間にわたる多点計測が必要という欠点がある。一方、短時間にミストの濃度分布を測定する方法として光学 CT 法 (Computed tomography) があるが、この場合正確な濃度分布を得るためには粒径分布情報が必要である。燃焼の分野において、光学 CT により燃料噴霧の液滴濃度を測定した例⁽⁴⁾⁽⁵⁾ があるが、粒径を考慮していないもの、あらかじめレーザ回折法などの測定値から推定した分布の代表粒径を用いる場合⁽⁶⁾ などがある。これは、一般に、対象とするミストが測定断面内で、その個数だけでなく粒径分布も場所により異なるためと

考えられる。しかし、レーザ回折法にしても粒径分布を求めるには基本的にはレーザドップラー法と同様に繰返し多点計測が必要である。

しかし、二相流場などにおいて対象とするミストの単位体積当たり全粒子個数は場所により変化するが、各粒径ごとの粒子数比率分布 (以下粒径分布という) は一定か、または一定に近いと考えられる場合^{(6)~(8)} も多く見うけられる。この場合は比較的小数のチャンネル粒径分布測定装置と CT 装置を併用することによって濃度分布が測定可能となるが、報告された例は見あたらない。

本論文は、このようなミスト濃度分布を CT 装置と粒径分布測定装置を組合せて測定する方法により従来の方法とは比較にならないほど短時間に測定できることを示したものである。装置は、4 方向投影データを同時に測定できる 4 チャンネル CT スキャナと、粒径測定には比較的簡単な 1 チャンネルの散乱光粒子カウンタを用いた。このようにシステムが簡単に構築できるという実用性も備えている。今回は、ミストの粒径分布が場所に対し一定の場合を対象に測定した。まず、スプレーおよび超音波ミスト発生器を用い大気中に噴出するミストの粒径分布が場所によって変わらないことを確認した後、濃度分布を測定した。その結果、基本的

* 1994 年 7 月 14 日 岐阜地区講演会において講演、原稿受付 1995 年 2 月 20 日。

^{*1} 正員、岐阜大学工学部 (〒501-11 岐阜市柳戸 1-1)。

にはほぼ満足できる値を得たので報告する。

なお、濃度分布の測定とは直接関係ないが、本装置は粒径測定部を用いてミストの速度を同時に測定することも確認したので併せて示した。今後、ミスト濃度にこの速度を考慮してミストの通過質量を求めることも可能と考えられる。

2. 測定原理

2.1 CTによるミスト濃度 一般にX線が物質を透過する場合、その透過率の対数値は光軸に沿った局所吸収係数の和となることからX線CTが可能なのはよく知られている。この原理を応用した赤外線CT⁽⁹⁾においては水蒸気や炭酸ガスなどの気体の分子レベルの吸収係数分布からMie理論によらず直接濃度分布を求めている。しかし、本論文のように粒子を扱う場合には、吸収係数から、直接濃度を得ることはできない。そこで、CT法とMie理論⁽¹⁰⁾を用い、以下の方法でミストの濃度を求める。

図1の測定領域内のミストに対する光の透過率 I/I_0 の対数は、その光路に沿った局所吸収係数 $a(x, y)$ の和で示される。これを投影データ $P(X, \theta)$ として

$$P(X, \theta) = \ln(I/I_0) = \int_0^\infty a(x, y) dY \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表す。ここで、コンボリューション法により、投影データにフィルタ関数 h を作用させた $Q(X, \theta)$ の値から、局所吸収係数 $a(x, y)$ を得ることができる。

$$Q(X, \theta) = \int_0^\infty P(x, \theta) h(X - X') dX \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$a(x, y) = \int_0^\pi Q(X, \theta) d\theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

この $a(x, y)$ は、位置 (x, y) におけるミストの粒径 $D \sim D + dD$ の範囲にある単位体積当たりの粒子個数を $n_d(D, x, y)$ とすれば、Mieの散乱理論⁽¹⁰⁾により

$$a(x, y) = \int_0^\infty (\pi D^3/6) G(D) n_d(D, x, y) dD \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、本論文など二相流場に多くみられるように、ミストの測定断面における単位体積当たりの全粒子数 $n_0(x, y)$ のみが場所により変化し、粒径分布すなわち全個数 $n_0(x, y)$ に対する $n_d(D, x, y)$ の比 $n(D, x, y)$ はミスト断面内で一定とみなせる場合を考える。この場合 $n_d(D, x, y)$ は $n_0(x, y) \times n(D)$ の形に分離して表せるから式(4)は

$$a(x, y) = n_0(x, y) \int_0^\infty (\pi D^3/6) G(D) n(D) dD \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。ただし $G(D)$ は粒子減衰効率 $Q_{\text{ext}}(\alpha, m)$ 、波長範囲 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ を用いて次式のように示される。

$$G(D) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{3}{2D} Q_{\text{ext}}(\alpha, m) f(\lambda) d\lambda \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで α は光学パラメータ ($\alpha = \pi D/\lambda$)、 m は粒子の屈折率、 $f(\lambda)$ は波長 λ 、 $\lambda + d\lambda$ 間の入射光比率である。

式(5)において、 $a(x, y)$ 、 $n(D)$ を測定すれば、 $n_0(x, y)$ を求めることができるので、これを次式に代入すればミストの濃度分布が得られる。

$$\rho(x, y) = \rho_0 n_0(x, y) \int_0^\infty (\pi D^3/6) n(D) dD \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで ρ_0 はミストを構成する液体の密度である。

2.2 ミストの粒径 球形等方性粒子であるミストの散乱光強度 I_i は、Maxwell電磁方程式の厳密解としてMieの散乱理論により、

$$I_i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2(D/2)^2} I_{0\lambda} R_{i\lambda} \Omega_{i\lambda} d\delta d\lambda \quad \dots\dots\dots (8)$$

で示される。ここで、添字 i は垂直偏光 $i=1$ 、水平偏光 $i=2$ を表し、 $I_{0\lambda}$ 、 $R_{i\lambda}$ はそれぞれ波長 λ の入射光強度、入射光比率である。また、 Ω_i は各偏光成分散乱光強度分布関数であり、粒子の光学パラメータ α とミス

Fig. 1 Optical system

Fig. 2 Calculated intensity of scattering light for scattering angle

Fig. 3 Calculated intensity of scattering light for mist diameter

トの散乱角 δ , 屈折率 m の関数である。図2はミスト径 $20\text{ }\mu\text{m}$ における散乱角 δ に対する理論散乱光強度比 I_{HV} (I_1 と I_2 の和) を示している。白色光を使用し、光検出器の波長範囲 200 nm から 600 nm にわたって積分した値であり、 δ の増加とともに散乱光強度が減少している。

図3は、粒径 D に対する I_{HV} の関係を、後述の検定に使用するガラスの屈折率 1.50 とミスト(水)の屈折率 1.33 について示している。実験装置と同じ δ 範囲である $57\sim 63^\circ$ で積分しているため、粒径に対してなめらかな単調増加曲線が得られている。この図3を用いて、ミストの粒径を測定することができる。なお、ミストの速度は、測定領域の光束をミストが通過する時間とその光束幅から求められる。

3. 実験装置および方法

3.1 ミスト発生装置 図4は測定に用いたスプレー式のミスト発生装置を示す。コンプレッサからの空気はミスト発生器内の直径 1 mm のノズルを通り、タンクからの水を吸い上げてミストを発生させる。このミストと二次空気が混入され、長さ 320 mm , 内径 25 mm のアクリルパイプ上部出口から噴出する。このミストを下流方向 Z において測定する。またスプレーノズル部に超音波式ミスト発生器を置き換えた場合に

Fig. 4 Experimental apparatus for mist generation

Fig. 5 4ch optical CT system

についても実験した。パイプ出口の直径 d は、超音波ミスト発生器では $7.5, 11.5\text{ mm}$, スプレー式では 25 mm のものを使用した。測定したミスト濃度の検証のため、ミストの消費量を電子てんびんにより測定した。なお、パイプ内壁などに付着してノズルより噴出できなかったミストはドレン管から水タンクへ戻る構成になっている。

3.2 CT スキャナ ミスト濃度分布を求めるために必要な投影データ [式(1)] を測定する CT 装置を図5に示す。図1に示した光学系を4ch備えている。白色光源からの光束はレンズ $L3$ で集光され各チャンネルのファイバケーブルと、レンズ $L1$ を通り、ミスト測定領域 ($35\text{ mm} \times 35\text{ mm}$) を透過する。その後、レンズ $L2$ と絞り $S1$ を経て光検出器に入る。レンズ $L2$ によって測定領域のミストが光検出器に結像する。この光学システムを測定領域に対して4方向から配置し、光検出器には 35 mm 幅の35素子フォトダイオードアレーを用いることによって、機械的な回転や並進操作を省略して高速 ($128\text{ }\mu\text{s}$) で投影データを収集できるようにした。なお空間分解能は検出器素子間隔と同じ 1 mm である。CT 計算に用いたサンプリング数は、計算の精度を高めるため、スプライン補間により測定数の2倍の70、プロジェクション数は10倍に拡大した。なお、非軸対称性の強い分布になるほど光学系のチャンネル数も増やす必要があるが、文献(11)によれば、本実験程度のミスト濃度分布であれば、4チャンネルでも投影データ数を拡大すれば、十分再構成可能である。

3.3 ミストの粒径・速度測定用光学系 粒径測定装置は、Mie 散乱光による粒子カウンタを改良し、図5に示すように CT 装置に組み込むことができるように製作した。粒子カウンタは CT と交互に4チャンネル設置可能であるがここでは1チャンネルのみ用いた。粒

Fig. 6 Optical system of particle counter

子カウンタの光学系の概要を図6(a)に示す。白色光源とレンズL4, L5およびスリットS2によって作られた光束は測定領域のミストを照射する。ここで、ミストは紙面に直角なZ方向に流れる。そのミストの散乱角 δ の側方散乱光が、集光レンズL6と、そのL6の結像位置に置かれたスリットS3を通り光検出器(光電子増倍管P.M)に入る。その場合、図6(a)の測定領域A-A断面における光束を拡大して示したのが図6(b)である。実線で囲まれた部分が光検出器が測定できるミストの測定体積であり、ミストは矢印の方向(Z方向)に移動する。この測定体積内にある粒径Dのミストの全影響域を斜線で示す。なお、スリットS2(幅340 μ m, 高さ1mm)は、光束ができるだけ一様な分布をもち、かつ明るい部分を選んで設置した。スリットS3(高さ $h=300\mu$ m, 幅400 μ m)は刃面の凹凸の少ない滑らかな厚さ10 μ mの反射防止コーティング銅板を用いた。また、角度 ϕ は測定体積内からレンズL6の有効径をのぞむ角度である。ここでは、ミスト散乱角範囲は $\delta=60^\circ$ を中心に $\pm 3^\circ$ とした。

また、このミスト散乱光信号から得られる測定体積通過時間 Δt と、通過距離 L_Y からミストのZ方向速度成分 $V_m(=L_Y/\Delta t)$ が求められる。ただし、 L_Y は測定体積中心c-cからY離れた位置での通過距離であり、式(9)となる。

$$L_Y = L_c + |2Y \tan(\phi/2)| \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 L_c はc-c間の距離であり、レンズL6の像拡大率を ξ とすると、 $L_c = h/\xi + D$ となる。 V_m を求め

Fig. 7 Photograph of mist Droplets

Fig. 8 Signals of light intensity scattered by mist

る場合は式(9)のYに全影部の平均値を用いた。

3.4 粒径・速度の信号処理 図6の光検出器からのミスト散乱光信号は、12 bit, 8 μ sのA-D変換器を通りメモリーからコンピュータに取り込まれる。図8は散乱光信号の一例であり、128 msで120個以上の粒子の信号が収録されている。さらに L_Y を小さくすれば収録時間を短縮できる。

図8中の縦棒印はコンピュータが判定したミストの散乱光信号を示している。コンピュータはこの高さの読みからミストの粒径を求め、各粒径ごとに個数をカウントする。また、速度の測定は、図8の実線のように基線を設け、これと交わる信号幅から求める。粒径、速度とも信号は独立したものの、ほぼピーク付近が平らなものを選び、信号幅の小さすぎる信号はミストが測定体積内全影から一部それたものとしてこれを省いた。また、重なった信号は測定体積内に2個以上のミストが存在しているものとして除外した。

4. 粒径の検定と通過距離 L_Y の測定

図8の散乱光信号の大きさからミストの粒径を求め

Fig. 9 Setup of particles counter

Fig. 10 Distributions of mist diameter

るため、屈折率と粒径のわかったガラス球を用い以下の方法で検定した。

図9(a)に示すように $\phi 25\text{ }\mu\text{m}$ のステンレスワイヤを光検出器から隠れるようにして、直径 $70\text{ }\mu\text{m}$ のガラス球をワイヤ先端に取付け、その散乱光出力を測定した。ガラス球は三次元トラバース装置により、ミストの主流と同じ Z 方向に $30\text{ }\mu\text{m}$ ごと移動した。その場合の $c-c$ における $Y=0$ と $Y=-100\text{ }\mu\text{m}$ の散乱光強度分布(黒丸)の結果を図9(b)に示した。中央付近ではほぼ平坦なピークを示しており、その分布形状は、レンズL6の有効面積と粒子からレンズまでの距離で決まる立体角、および粒径 D で決まる理論分布(点線)に近い。 $c-c$ から離れるほどまた D が大きくなるほど傾斜部が増え、平坦(全影)部分の少ない分布となる。なお、 L_c の測定値は $D=70\text{ }\mu\text{m}$ ガラス球で平均 $800\text{ }\mu\text{m}$ であり、式(9)から計算した値とほぼ一致した。

以上のガラス球の検定結果から、図3に示したガラス球とミストの散乱光強度比を用いて、ミストの粒径を測定することができる。

5. 測定結果

5.1 ミストの粒径分布 図10は、スプレームスト発生器のパイプ出口からの高さ $Z=5\text{ mm}$ における測定断面内各粒径分布の測定結果である。半径方向 $r=0, 5, 10\text{ mm}$ の各位置の散乱光信号から求めた。各粒

Fig. 11 Distributions of mist concentration

径の粒子個数の累積度数を全粒子個数 N (各 1000 個以上)により無次元化した値 NR を各シンボルで示し、それらの平均値の近似曲線を実線で示した。この曲線は顕微鏡写真(図7)から求めた NR とよく一致している。さらに、この NR の微分曲線(一点鎖線)に最もよく合う対数正規分布を破線で示し、これをミストの濃度を求めるための粒子数比率 $n(D)$ とした。この $n(D)$ 対数正規分布曲線は、幾何平均径 $a_g=25\text{ }\mu\text{m}$ をピークに分布し対数標準偏差 $\ln \sigma_g$ の値は 0.25 となった。また、異なる r に対して $n(D)$ の違いは $\ln \sigma_g$ が ± 0.015 、 a_g では $\pm 0.13\text{ }\mu\text{m}$ となり、これらは式(7)から計算したミスト濃度の誤差にして $\pm 5\%$ となる。以上により、ここではCTにより得られた局所吸収係数からミスト濃度を求めるため式(5)が使用できることがわかった。本粒子カウンタは装置的に $10\text{ }\mu\text{m}$ 付近の感度の限界があるため、これ以下のミストはカウントされていない。さらに強力な光源を用いることにより感度を向上させることは可能であると考えが、今回は写真法による測定でも $10\text{ }\mu\text{m}$ 以下の粒子は少ないため、本装置でもミスト濃度への影響は小さいと考えられる。

5.2 ミストの濃度分布

図11に、測定結果として、出口からの高さ Z が 5 mm の断面のミスト濃度分布を示す。図11(a)は超音波ミスト発生器のパイプ

Fig. 12 Mist concentration for air blow rate

Fig. 13 Distributions of mist speed

出口径 d が 7.2, 11.2 mm の場合と、スプレー式の 25 mm について調べた。いずれも出口径が大きくなるにしたがってミスト分布が広がっているのがわかる。

図 11(b) は出口径 $d=7.2$ mm, $Z=5$ mm の場合について、流入空気量 Q_a を 5, 7, 9 l/min に変えて測定したミストの濃度分布の結果である。空気流量の増加とともにミストは希釈され、全体に濃度が小さくなっている。空気流量 Q_a に対するミスト濃度の変化を定量的に調べたものが図 12 である。図 12 の CT による濃度 ρ_m はミストの濃度分布 $\rho(x, y)$ の中央平たん部、すなわちミスト噴流コア部分の平均濃度を示し、また破線は電子てんびんで測定したミストの消費量から求めたミスト濃度である。ミスト発生器出口ではミストは均一な分布を形成しかつ噴流コア内ではこの分布は維持されていると考えれば両者は一致するはずである。測定結果では両者はよく一致しており、本測定法の妥当性を示している。

なお、今回対象としたミストに対してではあるが、濃度分布測定に要した時間は粒径分布で 128 ms, CT で 128 μ s である。これは本測定に用いた同じメッシュ数 1225 で、粒子カウンタを用いて繰返し計測する場合に比べて本方法は極めて短時間でミスト濃度分布が測定できることを示している。

5.3 ミストの速度 図 13 はスプレー式のミストの散乱光信号から求めた速度を度数分布で表示したものである。ここで、ミストの速度 V_m と $V_m + \Delta V_m$ 間 ($\Delta V_m = 0.05$ m/s) の個数 n_v を全測定数 N の比で示した。図 13(a) は流入空気流量とノズル出口直径から計算した空気速度 0.8 m/s の場合である。ミストの平均速度は、空気速度よりやや少ない 0.7 m/s であり、ほぼこの平均値をピークに 0.5~0.9 m/s の範囲に分布している。また空気流速が速い 1.33 m/s の場合[図 13(b)] はミストの平均速度は 1.18 m/s であり空気との差は空気流量 0.8 m/s の場合より大きい。なおこの速度の測定値の中には、ミストの通過距離の差が含まれていると考えられる。

本報告ではミストの速度はミストの濃度を求める CT 法とは直接関係ないが、粒径を求める過程で別に装置を設けることなく信号幅から簡単に速度が求められることを示した。速度はミスト特性を知るうえで重要と考えられるので、今後は、さらに測定精度を高めて単位時間のミストの局所通過量の測定の可能性を検討する予定である。

6. 結 論

蒸気流に含まれるミストなどの二次元的な濃度分布を高速に測定するため、粒径分布がそれほど大きく変化しない場合について、4 チャネル光学 CT に粒子カウンタを組合せる方法を検討した。今回はミストの粒径が場所により一定の分布をもつ場合を対象に、スプレー式および超音波式ミスト発生装置により発生させたミスト流を計測し、以下の結論を得た。

(1) 1 チャネルの Mie 散乱粒子カウンタによる粒径分布測定結果から測定断面のミストの粒径分布が一定であること、サンプリングによる顕微鏡写真法による測定結果とよい一致を示すことを確認し、この粒径分布を用いて二次元ミスト濃度分布を測定した。その結果、

(2) CT によるミスト噴流のコア部に対するミスト濃度の測定値は、電子てんびんによる測定から求めたミスト濃度とよい一致を示し、本測定法の妥当性を示した。

(3) CT 装置と粒径分布測定装置を組合せてミスト濃度分布を測定する方法により従来の方法とは比較にならないほど短時間にミスト濃度分布が測定できることがわかった。

(4) Mie 散乱粒子カウンタの信号からミストの速度が測定できることを示した。

これより本方法は、特別な測定技術を要することなく測定断面の粒径分布がほぼ一定であれば、噴霧を伴う二相流などの解析に役立つものと考えられる。

最後に、装置の製作、実験に協力された岐阜大学学生 島ノ上泰英君、板橋隆之君、平野勝巳君に感謝申し上げます。

文 献

- (1) 江藤・ほか 2 名, 日本原子力学会誌, **3-10** (1961), 792.
- (2) 植田, 機論, **45-389** (1979), 127.
- (3) Mizutani, Y., Kodama, H. and Miyasaka, K., *Combust. Flame*, **44** (1982), 85.
- (4) 河村・斎藤・柳沢, 自動車技術会論文集, No. 36 (1987), 33.
- (5) Nakayama, M. and Araki, T., *Proc. 3rd Int. Conf. Liquid Atomiz. Spray Syst. London*, (1985), VC/6/1.
- (6) Isikawa, M. and Murakami, T., *Proc. 2nd Int. Conf. Liquid Atomiz. Spray Syst. London*, (1985), 75.
- (7) 新井・ほか 2 名, 機論, **50-449**, B (1984), 99.
- (8) 森山・山田, 第 18 回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1991), 65.
- (9) Shimizu, S., Sakai, S. and Kwakai, K., *Proc. EUR-OTHERM SEMINAR No. 17 Heat Transf. Radiat. Combust. Syst.*, (1990), 18, PORTUGAL.
- (10) Mie, G., *Ann. Phys.*, **25** (1908), 377.
- (11) Shimizu, S. and Sakai, S., *JSME Int. J.*, **37-3** (1994), 596.