レーザドップラー法によるディーゼル機関用傘状噴霧流の特性解析* (第2報, LDA法による速度分布の解析)

隆 武 強^{*1}, 石 間 経 章^{*2}, 小保方 富夫^{*2}

Characterization of Conical Spray Flow for Diesel Engine by Means of Laser Doppler Methods (2nd Report, LDA Measurement of the Velocity Distribution)

Wuqiang LONG, Tsuneaki ISHIMA and Tomio OBOKATA

To study the characteristics of velocity in a large-angle conical spray proposed for a premixed combustion type Diesel engine, steady and unsteady conical sprays were analyzed using a laser Doppler anemometer (LDA). The injection pressure for the steady conical spray was varied in three steps. For the unsteady conical spray, it was 19.6 MPa, where the amount of injected fuel was 25.6 mg per cycle, and the injection frequency was 20.7 Hz. As a result, the radial distributions of mean axial velocity for both conical sprays were similar to the Goertler distribution. The Shapes of the turbulence intensity distributions of the conical sprays and a radial gas jet were similar. Their values for the steady conical spray were smaller than that for the radial gas jet, and those for the unsteady conical spray were almost the same as that for the radial gas jet in the whole experimental region. The Reynolds stress distributions for the steady conical spray and the radial gas jet were similar but the maximum value of steady conical spray was half that of the radial gas jet. The unsteady conical spray had a value of the same order of magnitude as that of radial gas jet in the whole experimental region. The rate of decrease of the unsteady conical spray velocity was 3 times that of the steady conical spray velocity but 1/6 that of the radial gas jet velocity. The rate of air entrainment into the unsteady conical spray was half that for the steady conical spray.

Key Words: Diesel Engine, Fuel Injection, Conical Spray, LDA, Unsteady Flow

1. まえがき

ディーゼルエンジンから排出される黒煙や粒子状物質, さらにNOxを低減させる目的で傘状噴霧と強い押し込み流を組合わせた熱予混合燃焼システムが提案された^{(1)~(4)}. これは着火前に全燃料を噴射するもので, 燃料の粒径は小さく, 空間分布も均質で希薄とし, 圧縮により高温となった空気により予混合化を行うものである.

本燃焼システムも高負荷域では黒煙が発生するため, さらに改良が必要となり, 本燃焼システムの主体となる傘状噴霧流の特性を解明することにした. 前報⁽⁵⁾では研究の第一段階としてレーザシート写真法と位相ドップラ流速計(PDA)を大気中の傘状噴霧流に適用し, 噴霧流の粒径特性を求めた. すなわち, 本傘状噴霧流のザウタ平均粒径は30 μm 程度と非常に小さいこと, 間欠噴霧流を時間分割して評価した結果, 最初に噴射した高速小径粒子が急激に速度を失い, 後から噴出した低速大径粒子に追い付かれ, 噴口から離れると噴霧

先端部に大径粒子が集積する様子を明らかにすることができた. 引き続き本研究ではレーザドップラー流速計(LDA)を大気中の傘状噴霧流に適用し, 噴霧流の速度特性を解明することを計画した. 実験は定常噴霧流と間欠噴霧流に分けて行い, 流速分布, 乱れ強さおよび擬似レイノルズ応力などを求めた. さらに, 本噴霧流と放射状ガス噴流の速度減衰率の比較, 噴霧流の質量流量の算出, 空気導入量の推定も併せて行った.

2. 実験装置と実験方法

2-1 実験装置と実験条件 図1は実験に使用した傘状噴霧用噴射ノズルを示す. ノズルの構造はピント

Fig. 1 Conical spray nozzle structure.

* 1994年9月30日 茨城講演会において講演, 原稿受付
1995年5月8日.

^{*1} 正員, 機械技術研究所 (〒305 つくば市並木1-2).

^{*2} 正員, 群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町1-5-1).

ルノズルと同様であるが、針弁の先端部には広角の円錐体が付いてあり、低噴射圧力で周方向に均質な小径粒子が噴射できることが特徴である。

図2に定常噴霧流の実験装置の全体を示す。ノズル軸は水平方向と15°の角度に取付け、ノズルから鉛直下向に噴射された噴霧の一つの辺の進行方向(z方向)とそれに直角な横方向(x方向)の流速を測定した。定常噴霧流実験では、燃料はモータ駆動の噴射ポンプにより加圧され、アキュムレータ内に蓄圧された燃料の圧力が規定の値に達した後、開弁時間を電磁弁で制御されて噴射される。噴霧流は噴射開始後約35 msで定常となることが予備実験で分ったため、噴射時間は約700 msとした。間欠噴霧流実験はモータにより噴射ポンプ(ゼクセル:NP-PE)を駆動して行い、噴射の周波数は20.7 Hzとした。ポンプと噴射弁を結ぶ配管は内径1.5 mm、長さ600 mmであり、ノズル側の噴射管内圧力をひずみゲージ式ピックアップで、また針弁リフトはうず電流式微小変位計(AEC:2525-05)により測定した。なお、開弁圧力(P_0)19.6 MPaは前報と同様であるが、毎回の噴射量 $q = 25.6 \text{ mg/stroke}$ (ラック位置8 mm)は変更してある。

噴射燃料にはJIS 2号軽油を使用した。噴射された燃料は排出器に吸い込まれるが、測定位置における吸い込み速度は、無視できる値であった。

2・2 測定方法とデータ処理 本研究の対象とする流れは気液二相の噴霧流である。したがって、得られる速度、乱流情報のすべてを単一相の結果として取り扱うには無理がある。しかし、時間の経過とともに燃料液滴は蒸発し、ほぼ均一相となって燃焼すると考えられるので、その前段階である二相流においても単相と同様な流速処理を行い平均流速や乱流特性値を求め、

将来の比較の基礎となるデータを取得することにした。

本研究のLDAはDisa 55L Mark II の差動型前方散乱光学系を使用した。光源は 15 mWのHe-Neレーザであり、入射光の交差全角は 2.06° 、干渉縞間隔は $17.64 \mu\text{m}$ である。また、測定体積の計算上の寸法は、直径 0.3 mm、長さが約 8 mm である。しかし、受光系を斜め 30° 方向に配置して測定体積の一部分を観察したので、有効測定体積長さは 0.8 mm 程度になっている。流速の正負方向を判別するためには、片方の入射光にブラッグセルの周波数シフタを入れ、流速 0 を 40 MHz だけシフトし逆流を検出可能とした。

ドップラ信号の流速変換には周波数分析型信号処理器 (BSA: Dantec 57N10) を使用した。BSAで取得した流速データは GPIB ボードを介してマイクロコンピュータに送られ処理される。データの平均取得率は噴霧流と周囲流の境界部で1~10 kHz, 噴霧流中心軸近傍で30~100 kHz程度であった。

本実験では、間欠噴霧流の流速評価も行うため、定常噴霧流、間欠噴霧流とも、平均流速と乱れの分離に周波数分離法を採用した⁽⁶⁾。この方法は、間欠噴霧流での周期的な速度変動を乱れとは別に評価する方法で、流速の周波数スペクトルにおいて、カットオフ周波数 f_c 以下の低周波成分で平均流速を推定するものである。粒子からの信号の到着間隔はランダムであるため、流速の生データを線形補間及び平均化処理によって93.75 kHzの一定間隔のデータに変換した後、高速フーリエ変換を施す。こうして得られた流速の周波数成分の内、カットオフ周波数 f_c 以上のものを消去し、逆フーリエ変換を施すことで変動する平均流速を求める。変動成分は、この平均流速と生の流速の差から算出される。本研究のカットオフ周波数は、ホールノズル噴霧流の測定例⁽⁶⁾に合わせ、高い時間分解能を得るために $f_c = 732$ Hzとした。

解析対象が間欠噴霧流の場合、各噴射サイクルの分離及び噴霧の解析位置の制限が必要となる。本研究では、フォトダイオードからの噴射開始信号を噴霧流の生データ中に同時に取り込み、各噴射サイクルの分離および乱れ解析を行う際の時間の基準点とした。間欠噴霧流を代表する解析位置は、噴射開始から噴霧が観測位置に到達するのに要した時間の1.2倍の時間が経過した位置から、カットオフ周波数 f_c に対応する解析時間幅 $\Delta t = 0.68 \text{ ms}$ の区間とした⁽⁶⁾。

また、乱流評価の一つとして、同一点で別々に測定した3方向速度成分からレイノルズ応力を推定し⁽⁷⁾、本文中では擬似レイノルズ応力と示して考察した。

3. 実験結果と考察

3.1 定常噴霧流の速度特性

a) 平均流速の分布 定常噴射圧力(P_s)は19.6 MPaを基準とし、噴霧流の流速と速度変動強さの分布を求めた。この際、噴射圧力の影響を調べる場合は、 P_s を15.7 MPaと11.8 MPaに変えた。各 P_s での噴霧流量はそれぞれ15.4 g/s, 12.5 g/sと10.9 g/sである。なお、噴射装置移動台の設定が x 軸と完全には一致せず、圧力により噴霧もわずかに変化するの、噴霧流速の最大値を示す x 点を中心点0とした。

図3は噴射圧力19.6 MPaにおける定常傘状噴霧流の平均流速の分布である。図の上部に示した $\phi 300$ mmの端板は流れの境界を固定するために設置したものである。定常噴霧流の最高流速と周囲流速の差が115 m/s以上に達するため、2種類のスケールを使って、噴霧流の流速を表示した。上図からは噴霧流の流速の減衰と噴霧流の分布範囲が分かる。下図からは傘状噴霧流の外側と内側で周囲流の流れの様子、特に噴霧へ導入

Fig. 3 Mean velocity distribution at ambient conditions for steady conical spray by two scales ($P_s = 19.6$ MPa).

される周囲流の非対称性がわかり、傘状噴霧流の内側に形成される大きな循環流も観察される。

図4-a)は各横断面における z 方向平均流速($\bar{V}_z$ m/s)の x 方向の分布である。噴霧流速は左右でほぼ対称であるが、噴霧傘の内側(図2の右側)での流速の減衰が外側(左側)より激しく、負の流速も測定されている。ノズル出口から $z=65$ mmまでの範囲の内側で、流速が負の値を示すのは、噴霧傘内部で逆流が起きていることを示している。

図4-b)は x 方向平均流速($\bar{V}_x$ m/s)の x 方向分布である。 x 方向流速の符号は、左方向を負、右方向を正とした。出口から $z=5$ mmの断面で最大流速は25 m/s, 10 mmの断面で12 m/sであり、 z 方向流速の1/5程度となる。これは噴霧が最初から急激に x 方向に発達することを表している。その後、 $z=15$ mm以降での x 方向平均流速はかなり小さい。さらに、噴霧傘内側の x 方向流速の絶対値は外側より大きい。この現象の主たる原因は、噴霧の内側での負圧領域の存在およびノズル内流れがあげられる。ノズル出口付近(図1)において、円錐体に近接した流れは円錐面に沿って z 方向に流出するのに対し、円錐体から離れた外側ケース壁面に沿う流れは噴霧内側方向に流出することが予想される。ノズル内におけるこれら二つの流れにより、噴霧内側での x 方向流速が外側より大きい非対称性が生じたと考えられる。図4-b)で外向き流速は最大値($z=5$ mmで

a) Mean velocity in the z direction.

b) Mean velocity in the x direction.

Fig. 4 Mean velocity distribution for steady conical spray.

は $x = \pm 2$ mm 付近)を取った後減少し、さらに噴霧外側では逆に噴霧中心方向流速、すなわち周囲流の噴霧内への導入流速が測定されている。

図5は3種類の噴射圧力 (P_s) における噴霧中心軸上の z 方向平均流速 ($\bar{V}_{z,cl}$) のノズル出口からの z 方向距離による変化を示す。噴霧流速は噴射圧力の影響を受けるが、変化の傾向は同じである。噴射圧力 19.6 MPa の場合では、最高流速は 120 m/s に達し、 $z = 65$ mm で最高流速の 1/2、 $z = 125$ mm で最高流速の 1/3 となっている。出口から 50 mm までの範囲での流速減衰は $z = 50$ mm 以遠より大きく、傘状噴霧流の急激な発達に対応している。

ここで、ノズル出口直後の噴霧流速をベルヌーイの式から求め、本実験の結果と比較すると、いずれの圧力の場合においても、実測値は推定値のほぼ 50% であり、本実験で使用した傘状噴霧ノズルの出口での速度

Fig. 5 Variation in longitudinal mean velocity in z axis.

a) Mean velocity in the z direction.

b) Mean velocity in the x direction.

Fig. 6 Normalized mean velocity for the steady spray ($P_s = 19.6$ MPa).

損失は大きく、本実験の範囲では噴射圧力によらないことが分かった。

b) 平均流速、乱れ強さと擬似レイノルズ応力の無次元表示 各横断面における噴霧流速分布の相似性を比較するため、流速と位置を無次元表示した。噴射圧力による分布形状の差はほとんどないため、 $P_s = 19.6$ MPa における z 方向平均流速の x 方向分布を代表として図6-a)に示す。 z 方向の平均流速 ($\bar{V}_z$) は噴射中心軸上の流速 ($\bar{V}_{z,cl}$) で、 x は z 方向流速分布の半値幅 ($x_{0.5}$) で無次元化した。無次元化した流速分布は破線で示す放射状ガス噴流における Goertler⁽⁸⁾ 分布と比較し、噴霧の中心軸近傍で分布幅が狭く、噴霧の裾でより広い。これは LDA の Biasing 効果および噴射圧力が高くなるほど噴霧の貫通力が強く、外側へ飛び出すことの両方の理由のためと考えられる。図6-b)は同様に無次元化した x 方向流速である。 x 方向流速は、 $z = 5$ mm で最大流速となるが、その後流速分布の形状は相似になる。

a) Fluctuation intensity in the z direction.

b) Fluctuation intensity in the x direction.

c) Quasi-Reynolds stress.

Fig. 7 Dimensionless fluctuation intensity ($P_s = 19.6$ MPa).

速度変動強さは平均流速と各瞬間の流速の差を実効値 (rms) で示すのが一般的である。ここでは、噴霧流の乱流特性値を無次元化して表すために、擬似レイノルズ応力と同様な形で示し考察した。

図7-a)は噴射圧力 (P_0) 19.6 MPaにおける無次元化した z 方向乱れ強さ ($\overline{v_z^2}$) の x 方向の分布である。乱れ強さは噴霧中心軸上の流速 ($\overline{V_{z,cl}}$) の自乗で、 x は z 方向流速分布の半値幅 ($x_{0.5}$) で無次元化した。ノズル出口から $z = 35$ mm まで、距離の増加に伴い乱れ強さは増加し、これ以降では変化は小さくなる。また、中心部で乱れが小さい双峰状の分布が $z = 35$ mm で消え、噴霧中心軸近傍で断面の最大値 (約 0.058) を示している。高いカットオフ周波数 $f_c = 732$ Hz を使用しているの、直接比較は無理であるが、図中実線で示した放射状ガス噴流 (Air) ⁽⁸⁾ の実測値 (0.1) の約 1/2 の値となった。図7-b) は同様に無次元化した x 方向乱れ強さの x 方向分布である。出口から 5 mm のところで、乱れ強さは大きい値を示し、最大値は約 0.007 である。噴霧傘内側が外側より大きい値を示し、これは出口付近において内側の x 方向流速が大きいことと対応している。全体的にみた乱れ強さは z 方向の値の約 1/10 となっている。これはガス噴流における両者の比 1~1/2 に比べてかなり

小さい。定常噴霧流では燃料液滴の貫通力が大きく、後述のように噴霧流の z 方向の流速減衰は小さい。このため、 z 方向の流速変化も小さく、その乱れ強さも空気噴流の値よりも小さい値となったと考えられる。また、液滴の大きな運動量のために、横方向への液滴の移動が小さく、結果として x 方向の乱れも小さくなったと推定される。さらに、本研究で採用したカットオフ周波数が $f_c = 732$ Hz と定常噴霧流を評価するには高めの周波数であったことも、乱れが小さくなった原因と思われる。

図7-c)は擬似レイノルズ応力 $\overline{v_z v_x}$ の x 方向の無次元分布である。噴射中心軸の両側でピーク値 (約 ± 0.01) を取り、中心軸近傍で 0 となり、放射状ガス噴流と相似形を示しているものの、その値は 2 倍となっている。

3・2 間欠噴霧流の流速および乱れ特性 図8は間欠噴霧流の流速パターンの時間 (t) 変化を示す。定常噴霧流と同様に、二種類のスケールで噴霧流の流速分布をそれぞれ示している。噴射継続時間の 0.75 ms を基準とし、0.1 ms では発達中の噴霧、1.0 ms では噴射終了後の噴霧など、噴霧の時間的変化がよく分かる。速度スケールを拡大してプロットした同図b)では、噴霧流の周囲への追し出しが観察される。噴射条件が異なる

Fig. 8 Temporal change in velocity field for the intermittent spray by two velocity scales (Valve opening pressure: $P_0 = 19.6$ MPa, injection quantity: $q = 25.6$ mg/stroke).

ので直接比較は無理ではあるが、定常噴霧流(図3)より周囲流の導入が大変弱く、周囲流を形成するまでにはかなりの時間が必要であることが予想される。

図9は噴射開始後の時間 $t=0.5$ ms における z 方向流速を立体分布で示したものである。 z の大きい左側が噴霧の先端であり、先端と x 方向に急な流速分布を持ち、後方にはゆるやかに減衰していることが分かる。

図10-a), b)に図6と同様の方法で無次元化した平均流速分布を示す。実験結果にばらつきがあるものの、 z 方向流速では、噴霧中心軸近傍で分布が狭く、噴霧外縁で流速が大きくなる傾向は定常噴霧流の結果と同様であった。 x 方向流速は、傾向は定常時と同様であるが、その値は、定常噴霧流よりも大きく、また本実験

Fig. 9 Three-dimensional distribution of velocity for the intermittent spray at 0.5 ms after injection start.

a) Mean velocity in the z direction.

b) Mean velocity in the x direction.

Fig. 10 Normalized mean velocity for the intermittent spray.

範囲では無次元化した結果が相似とはなっていない。

図11-a), b), c)は、間欠傘状噴霧流の z 方向乱れ強さ、 x 方向乱れ強さおよび擬似レイノルズ応力を、空気の放射状噴霧の結果⁽⁸⁾とともに示す。 x ・ z 方向での乱れ強さは同程度の大きさであり、分布形状およびその大きさはガス噴霧の結果(実線)とほぼ同様である。図11-c)で示される擬似レイノルズ応力もガス噴霧と同様な傾向である。図7に示した定常噴霧流と比較すると、 x 方向の乱れ強さが定常噴霧流と間欠噴霧流で大きく異なり、 z 方向乱れ強さと擬似レイノルズ応力も間欠噴霧流で大きくなることが示された。間欠噴霧流では、周囲空気が静止しており、間欠的に流速の大きな噴霧液滴群が通過することで、局所的に大きな速度勾配を形成し、乱れおよびレイノルズ応力が大きくなると考えられる。

3・3 噴霧中心軸上の速度減衰特性の比較 図12-a)は定常及び間欠傘状噴霧流における噴霧中心軸上の z 方向流速変化の実測値と放射状ガス噴霧の理論曲線⁽⁸⁾

a) Fluctuation intensity in the z direction.

b) Fluctuation intensity in the x direction.

c) Quasi-Reynolds stress.

Fig. 11 Fluctuation intensity for intermittent spray.

との比較である。間欠噴霧流の流速は定常噴霧流より小さく、ガス噴流よりは大きい。いずれにしても傘状噴霧流はガス噴流より速度の減衰が少ないことが分かる。式(1)、(2)、(3)はそれぞれ定常噴霧流($P_s=19.6\text{MPa}$)、間欠噴霧流及びガス噴流の値を示す近似式であり、 z の単位はmmである。

$$\bar{V}_{z,cl} = 134 / (z/60.4 + 1) \quad (\text{m/s}) \quad (1)$$

$$\bar{V}_{z,cl} = 160 / (z/12.6 + 1) \quad (\text{m/s}) \quad (2)$$

$$\bar{V}_{z,cl} = 130 / (z + 1) \quad (\text{m/s}) \quad (3)$$

図12-b)は縦軸に各噴流速度の逆数を取り、横軸は噴射時のノズル出口の流路断面の厚さ($l_0 = 0.15\text{mm}$)で無次元化して示した減衰特性の比較である。直線の勾配が減衰率に相当し、大きいほど減衰が早い。間欠噴霧流の減衰率は定常流の約3倍であり、ガス噴流の約1/6である。噴霧粒子の存在が噴霧流の流速減衰を小さくしていることがよく分かる。式(4)、(5)、(6)はそれぞれ定常噴霧流、間欠噴霧流及びガス噴流の z 方向流速の減衰特性の近似式である。

$$1/\bar{V}_{z,cl} = 1.86 \times 10^{-5} z / l_0 + 7.48 \times 10^{-3} \quad (\text{s/m}) \quad (4)$$

$$1/\bar{V}_{z,cl} = 7.44 \times 10^{-5} z / l_0 + 6.27 \times 10^{-3} \quad (\text{s/m}) \quad (5)$$

$$1/\bar{V}_{z,cl} = 1.15 \times 10^{-3} z / l_0 + 7.69 \times 10^{-3} \quad (\text{s/m}) \quad (6)$$

3・4 噴霧への空気導入 噴霧への空気導入量はディーゼル機関の燃焼に大きく影響する。ここで、傘状噴霧流と多孔ノズル噴霧流の質量流量を求め、その

増加分から空気導入量を推定する。図13は傘状噴霧流の質量流量の計算方法の説明図である。噴霧流をノズル軸(Z_0)に対して対称に仮定し、測定断面位置を(z_i , r_i)とすれば、噴孔から等距離の半球面を通過する噴霧質量流量は次のようになる。

$$m = \rho \cdot 2\pi \Sigma r_i \bar{V}_n \Delta x_i \quad (\text{kg/s}) \quad (7)$$

ここで、 $\bar{V}_n$ は測定点の噴射方向平均流速、 Δx_i は側定点間隔の長さである。多孔噴霧流の場合も同様に考え、噴孔からの半径位置を z_i とする半球面を通過する噴霧の質量流量を求めた。 m と ρ は噴霧の質量と密度を取るべきであるが、簡単のため、空気の値で代用している。また、中空円錐状噴霧の噴霧境界は厳密には決定できなく、本論文では縦方向流速が5 m/sのところを仮に境界と定義した。

図14と図15は式(7)によって求めた定常傘状噴霧流と間欠傘状噴霧流全体の質量流量の z 方向の変化を示

Fig. 13 Concept of obtaining mass flow rate.

a) Velocity decays of measured values and estimated values⁽⁸⁾.

b) Velocity scales with various fuel pressure conditions.

Fig. 12 Characteristics of mean velocity (steady spray, intermittent spray, gas jet [8]).

Fig. 14 Mass flow rate at steady conical spray (compared with spray of multi-hole nozzle).

Fig. 15 Mass flow rate at intermittent conical spray ($P_0 = 19.6\text{MPa}$, $f = 20.7\text{Hz}$, $q = 25.6\text{mg/stroke}$, compared with spray of multi-hole nozzle).

す。 m_0 はノズル出口での燃料質量流量、 ρ_0 は燃料密度である。定常噴流では噴射圧力(P_s)であまり変化はなく、その無次元流量は間欠噴霧流の最大値を示す $t = 1$ ms における値の2倍程度である。噴霧質量流量の増加は周囲空気の導入によって起こると考えると、図14、15の曲線の勾配が空気導入係数に相当する。本傘状噴霧流では多孔ノズル噴霧流⁽⁶⁾と比較して、定常噴霧流では2倍、間欠噴霧流では同程度の空気導入係数であることが分かる。間欠噴霧流で空気導入係数が小さいのは図8で示したように、周囲流の発達に時間がかかるため及び全周から空気導入される多孔ノズルに比較し、傘状噴霧流では両側面からの空気導入に限定されるためと思われる。なお、図14で噴霧先端の質量流量が低下しているのは、噴霧流速が低下し、噴霧境界の決定が困難となったためである。

4. まとめ

予混合燃焼方式ディーゼル機関用に提案されている傘状噴霧流の定常と間欠時の流速をレーザ・ドップラ流速計により計測した結果から以下の知見を得た。

- (1) 定常噴霧流の二次元流速分布から、噴霧流の流速分布は噴霧中心軸に対してほぼ対称であるが、噴霧外周部には非対称性がみられ、噴霧傘内側の周囲流の運動や循環流の発生が影響するものと予想される。
- (2) 定常噴霧流の出口における速度係数は約0.5であり、無次元化した z 方向流速の各横断面における分布はGoertler分布と比較して、噴霧中心軸近傍で分布幅が狭く、噴霧の裾では広い。
- (3) 噴霧の横方向流速には非対称性があり、噴霧内側流速が外側より大きい。これは噴霧がノズル出口の針弁壁面による拘束から外れ、内側へ傾くため

と思われる。

- (4) 定常噴霧流の乱れ強さとその分布形状は、空気放射状噴霧の結果と分布の傾向は一致するものの、その値は z 方向で約1/2、 x 方向で約1/10となった。間欠噴霧では、空気噴霧の結果と傾向、値ともに相似の結果となった。
- (5) 定常及び間欠噴霧流の擬似レイノルズ応力 $\overline{v_z v_z}$ の無次元分布は空気噴霧と相似形を示しており、その最大値は、定常噴霧流で空気噴霧の約1/2、間欠噴霧流でほぼ同程度となった。
- (6) 間欠噴霧流の z 方向速度減衰率は、定常流よりは大きい(約3倍)が、放射状ガス噴霧よりは小さい(約1/6)。
- (7) 間欠傘状噴霧流の空気導入率は定常の場合の約1/2である。多孔ノズル噴霧流と比較すると、定常では2倍の値が示すが、間欠噴霧流では噴射中は同程度の値となるが、噴射終了後は次第に低下する。

終りに、本研究において、(株)ユニシアジェックスの細谷肇博士よりご助言を頂き、実験のプログラム開発では群馬大学学生小山哲司君よりご協力をいただいた。噴射弁は大連理工大学の胡国棟教授から提供されたものである。ここに記して感謝の意を表す。

文 献

- (1) Hu, G.-D., SAE Paper, No. 900442, (1990).
- (2) Hu, G.-D., ほか2名, SAE Paper, No. 920694, (1992).
- (3) Zhu, Y.-X., ほか3名, SAE Paper, No. 880429, (1988).
- (4) Wei, X.-Y., ほか2名, SAE Paper, No. 930598, (1993).
- (5) 陸, ほか2名, 機論, 60-576, B(1994), 2917.
- (6) 細谷・小保方, 機論, 59-565, B(1993), 297.
- (7) 中谷, ほか2名, 計測自動制御学会論文集, 12, No.2 (1976), 156.
- (8) N. ラジャラトナム原著, 野村訳, 噴流, (1983), 51, 森北出版.