

## 内部混合型二流体ノズルにおける微粒化現象の数値解析

(第1報, 内部混合型二流体ノズルによる空気噴流乱流特性の数値解析)

Numerical Simulation of Atomization Phenomena from Internal Mixing  
Twin-Fluid Nozzle(Part 1: Numerical Simulation of Turbulent Characteristics of Air jet Issued  
from Internal Mixing Twin-Fluid Nozzle)

趙 黛青	古畑朋彦	青木秀之	丹野庄二	三浦隆利	佐賀井武
(Daqing ZHAO)	(Tomohiko FURUHATA)	(Hideyuki AOKI)	(Shoji TANNNO)	(Takatoshi MIURA)	(Takeshi SAKAI)
東北大学	東北大学	東北大学	東北大学	東北大学	群馬大学
(Tohoku Univ.)	(Tohoku Univ.)	(Tohoku Univ.)	(Tohoku Univ.)	(Tohoku Univ.)	(Gunma Univ.)

In the present paper, turbulence characteristics of confined air jet in mixing chamber and air jet issuing from internal mixing twin-fluid nozzle were analyzed by using the  $k-\epsilon$  model. The calculated results were compared with the results measured by a laser Doppler velocimeter. It was found that the issued jet had higher turbulent intensity just under the nozzle port and it is caused by the formation of recirculation flow in the mixing chamber of the nozzle. These results suggested that the jet that had the initial high turbulent intensity can be formed when the length of mixing chamber was congruent with the position of the maximum value of the turbulence energy of confined jet on axis. This study can contribute to the analysis of the disintegration mechanism of the spray and decision of the optimum design of the nozzle.

**Key words:** Atomization, Internal Mixing Twin-Fluid Nozzle, Turbulence, Air Jet, Numerical Simulation, Spray

## 1. 緒言

地球環境保護に関する取り組みが真剣に進められている現在、各種燃焼装置の低公害化や省エネルギー化が積極的に行われている。特に、大規模な工業燃焼装置では液体燃料が噴霧燃焼の形で使用されることが多いため、噴霧燃焼機構を解明し、燃焼特性の改善を図ることが重要である。噴霧燃焼過程はノズルにおける燃料の微粒化特性に強く依存しているが、液体の微粒化現象自体が非定常かつ自由表面を有する極めて複雑な現象であり、未解明部分が数多く残されている。微粒化機構の解明に対してはこれまで実験的なアプローチが主であったが、微粒化現象の測定は非

原稿受付： 1998年1月31日

常に困難で、現象のすべてを把握することは困難である。そこで、近年ではコンピュータシミュレーションが注目されている。最近のコンピュータの高性能化とCFDコードの発展により、流体の関与するあらゆる現象がシミュレーションの対象となりつつあり、液体微粒化現象の解明、さらには高性能な噴霧燃焼バーナ的设计に役立つものと期待されている。

内部混合型二流体ノズル (Internal Mixing Twin-fluid Nozzle, IMN と略称)は少量の空気で多量の液体の微粒化が可能であり、また噴出口径が大きく摩擦が少ないなどの特徴から、重質油や石炭スラリー燃料 (CWM, COM) の燃焼バーナとしてエネルギー分野で多く採用されている。この種類のノズルに関しては、粒径分布や、最適な操作条件など噴霧特性

に注目した実験的な研究が数多く報告されているが、ノズルの設計に際して重要な微粒化機構に関する検討は十分とは言えない。例えば、内部混合型二流体ノズルにより形成された噴霧流の中心軸上の液滴サウテル平均径が、ノズル出口から噴霧流の下流に向かって減少し続け、やがて一定になるという液滴の再分裂現象が確認されている<sup>(1), (2)</sup>が、液滴が噴霧流中でどのようなエネルギーを受けて分裂するかは解明されていない。また、著者らはLDV(レーザードップラー流速計)での測定により、内部混合型二流体ノズルにより形成された空気噴流の上流における乱流強度が非常に大きく、従来から研究されてきた円管ノズル空気噴流と著しく異なった乱流特性を持つことを明らかにし、噴霧流中の液滴が気相の強い乱流渦運動の作用により分裂される可能性があることを示唆した<sup>(3)</sup>。その強い乱れは、Sadakataら<sup>(4)</sup>の管内制約噴流における循環流現象に関する研究を参考にして、空気が内部混合型二流体ノズルの混合室内へ噴出すると循環流が発生し、新たに乱流渦を生じるために生成すると考察した。また最近、金ら<sup>(5)</sup>は内部混合型二流体ノズルの構造と混合室内の流動状態が、微粒化特性に大きな影響を及ぼすことを実験的な検討により報告した。

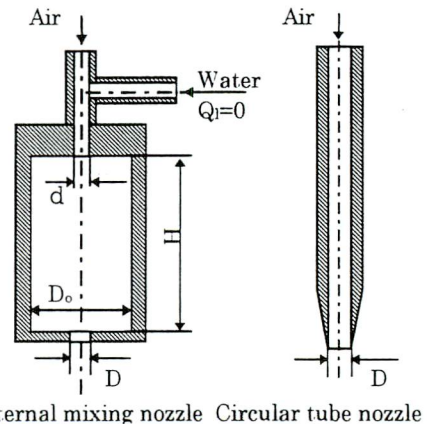
以上の実験的な検討から、内部混合型二流体ノズルにおける微粒化機構を解明するためには、混合室内の流動状態がノズルから噴出した噴霧流の流動状態に及ぼす影響を把握することが不可欠であると考えられる。しかし、混合室は比較的小さく、かつ内部の流動状態も複雑で、測定が非常に困難である。例えば、LDVではレーザ光が混合室壁により大きく反射、屈折してしまうために測定ができない。このような場合には、数値解析による流動状態の推算が非常に有用である。

本研究では、乱流場と噴霧流との相互作用が噴出後に発生した噴霧流における液滴の再分裂に強く関与しているという観点から、内部混合型二流体ノズルによる噴霧流の乱流特性と噴霧構造を計測するとともに、微粒化過程のシミュレーションを行い、液滴の再分裂機構を明らかにすることを目的とする。本論文では、微粒化過程シミュレーションの第一段階として、液体流量をゼロとし、内部混合型二流体ノズルにおける混合室内の空気制約噴流および混合室から噴出する空気噴流の数値解析を行い、微粒化性能に大きく影響すると考えられる空気噴流の乱流特性について検討し、内部混合型二流体ノズルによる噴霧流における大きな乱流強度の生成原因及び微粒化に果たす混合室の役割を解明する。

## 2. 実験方法

本研究で使用した内部混合型二流体ノズルと比較のために用いた円管ノズルの構造を図1に示す。ここで、 $d$ [mm]は混合室入口の直径、 $D_0$ [mm]は混合室の直径、 $H$ [mm]は混合室の長さ、 $D$ [mm]はノズルの出口直径である。表1に二種類の混合室長さの内部混合型二流体ノズルの寸法を示す。実験条件は、空気流量 $Q_f=4.8\text{m}^3/\text{h}$ 、ノズル出口直径 $D$ 基準のReynolds数は $Re=15000$ である。なお、外部は静止空気である。噴孔の上流部には旋回成分を発生しないように配慮した。

空気噴流の乱流特性はLDVを用いて測定した。光源はHe-Neレーザー( $\lambda=632.8\text{nm}$ ,  $15\text{mW}$ )である。信号処理にはカウンターを用いた。LDV測定に要するトレーサとして関東ローム層粘土(平均粒径 $2\mu\text{m}$ )を用いた。空気がノズルの混合室に噴出する前に加圧式音波流動層<sup>(6)</sup>を用いてトレーサを供給することにより、ノズル出口直後における噴流の乱流特性が測定できる。なお、混合室内の空気流動は、混合室壁によりレーザー光が反射、屈折してしまうために、測定が不可能であった。



Internal mixing nozzle Circular tube nozzle

Fig.1 Dimensions and structures of nozzles

Table 1 Dimensions of internal mixing nozzle

$d$ [mm]	$D$ [mm]	$D_0$ [mm]	$H$ [mm]	$H/D_0$
5	9	28	56	2
5	9	28	280	10

3. 解析方法

3.1 解析対象

図1に示すように、内部混合型二流体ノズルの場合、空気は混合室内へ噴出した後にノズルから噴出し、空気噴流を形成する。本研究のシミュレーションでは、まず始めに混合室内の空気制約噴流の解析を行う。次に、この計算で得られたノズル出口の速度分布、乱流エネルギー等を初期条件として、ノズルから噴出した空気噴流の解析を行う。

3.1.1 混合室内の空気制約噴流の解析 内部混

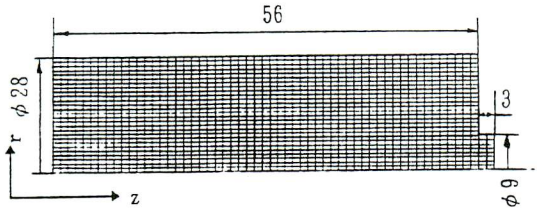


Fig.2 Grid arrangement of internal mixing nozzle (H/D<sub>o</sub>=2)

H/D <sub>o</sub>	z-direction	r-direction
2	56	29
10	185	29

合型二流体ノズルの混合室内における空気流れの解析で用いた計算格子を H/D<sub>o</sub>=2 のノズルについて図 2 に示す。各寸法の混合室に対する格子の設定を表 2 に示す。

3.1.2 ノズルからの空気噴流の解析 空気噴流に用いた計算格子を図 3 に示す。格子の分割数は軸 (z) 方向に 90 分割、半径 (r) 方向に 65 分割であり、速度勾配が大きいと考えられるノズル出口近傍と噴流の中心軸付近では格子間隔を短くした。

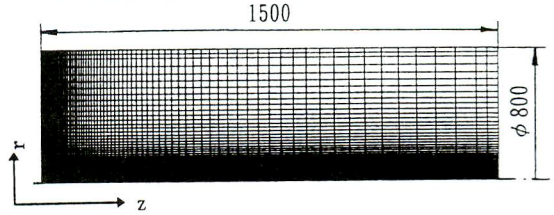


Fig.3 Grid arrangement for spray calculation

3.2 解析方法

空気噴流のシミュレーションでは、流れ場を円筒軸対称定常流とし、乱流モデルとして k-ε 乱流モデルを用いて計算した。ここで解くべき従属変数を φ で表すと、連続の式 (φ=1)、平均速度成分 (φ=U, V)、乱流エネルギー (φ=k)、乱流エネルギーの消散率 (φ=ε) の各輸送方程式は(1)式のように表すことができる。

Table 3 Source Terms and Turbulent Diffusion Coefficients for Gas Phase Governing Equations

	φ	Γ <sub>φ</sub>	S <sub>φ</sub>
Mass	1	0	0
Axial momentum	U	μ <sub>eff</sub>	$\frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial z}$
Radial momentum	V	μ <sub>eff</sub>	$\frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial r} \right) - 2 \mu_{eff} \frac{V}{r^2} - \frac{\partial P}{\partial r}$
Kinetic energy	k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	G <sub>k</sub> - ρε
Dissipation rate	ε	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon_1} G_k - C_{\epsilon_2} \rho \epsilon)$

$\mu_i = C_\mu \rho k^2 / \epsilon, \quad \mu_{eff} = \mu_i + \mu$   
 $G_k = \mu_{eff} \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{V}{r} \right)^2 \right\} + \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right]$   
 C<sub>μ</sub>    C<sub>ε1</sub>    C<sub>ε2</sub>    σ<sub>k</sub>    σ<sub>ε</sub>  
 0.09    1.44    1.92    1.0    1.3

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho U \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \phi) \quad (1)$$

$$= \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r}) + S_\phi$$

ここで $\Gamma_\phi$ は各従属変数 $\phi$ の乱流拡散係数、 $S_\phi$ はソース項であり、各方程式を(1)式の形式で表した場合の残りの項を表す。 $\Gamma_\phi$ 、 $S_\phi$ および定数の値を表3にまとめる。(1)式をコントロールボリューム法<sup>(6)</sup>により離散化し、離散化方程式の解法にはTDMA法を用いた。流れ場の計算アルゴリズムにはSIMPLE法<sup>(6)</sup>を採用した。

3.3 初期条件と境界条件

3.3.1 混合室内の空気制約噴流の解析 計算では空気流量 $Q_e=4.8\text{m}^3/\text{h}$ として実験と等しくした。ノズル出口平均速度 $U_e=21\text{m/s}$ 、ノズル出口直径 $D$ 基準のReynolds数は $Re=15000$ である。

計算における空気の流入速度については、ノズル入口面積と空気流量から算出した平均速度 $U_{in}$ を軸方向速度として、半径方向と接線方向の速度はゼロとして、ノズルの入口に相当する境界面に与えた。 $k$ および $\epsilon$ については、Khalil<sup>(7)</sup>らに従って、次式で与えた。

$$k_{in} = a \cdot U_{in}^2 \quad (2)$$

$$\epsilon_{in} = \frac{k_{in}^{1.5}}{bd} \quad (3)$$

ここで、 $a$ および $b$ は定数であり、 $a=0.15$ 、 $b=0.005$ である。 $U_{in}[\text{m/s}]$ は空気のノズル入口平均速度、 $k_{in}[\text{m}^2/\text{s}^2]$ 、 $\epsilon_{in}[\text{m}^2/\text{s}^3]$ は空気のノズル入口乱流エネルギーおよびその消散率である。境界条件については、中心軸では半径方向速度 $V$ を0とし、その他の変数については半径方向勾配 $(\partial \phi / \partial r)$ を0とした。出口については、すべての変数について軸方向勾配 $(\partial \phi / \partial z)$ を0とした。また壁については壁関数<sup>(6)</sup>を適用した。

3.3.2 ノズルからの空気噴流の解析 混合室内の空気制約噴流の解析で得られたノズル出口の速度、乱流特性値、圧力などをノズルからの空気噴流解析の初期条件として利用する。比較のため円管ノズルから空気噴流の乱流特性も解析した。その場合、混合室内流れ場の解析と同様に円管ノズル出口で初期条件を与えた。その場合計算された出口平均速度で無次元化

した初期の乱流強度は0.05程度であり、既往の研究<sup>(8)</sup>で知られている円管噴流の無次元初期乱流強度とほぼ等しい。

境界条件については、混合室内の空気噴流解析と同様に与える。

4. 結果と考察

4.1 混合室内の空気制約噴流

本節では、混合室中における空気制約噴流の解析を行い、内部混合型二流体ノズルからの空気噴流の大きな初期乱流強度の生成原因を解明する。

4.1.1 半径方向の乱流特性 図4に長さ $H=2D$ とした混合室中の軸方向速度の半径方向分布の解析結果を示す。縦軸は混合室入口平均速度 $U_{in}$ で無次元化された軸方向速度であり、横軸はノズル出口直径 $D$ で無次元化された半径方向距離である。図4に示すように、均一流速で混合室に流入した空気噴流が、 $z/D=2$ において約 $r/D>1.0$ の範囲で軸方向速度が負となる逆流領域が見られた。この逆流領域は、ほとんど混合室出口まで広がり、循環流が混合室内の広い範囲で生じていることがわかる。

図5に $H/D=2$ の混合室中における $U_{in}^2$ で無次元化された乱流エネルギー半径方向の分布を示す。噴流の初期乱流エネルギーは小さいが、混合室内へ噴出した後に噴流の自由境界層で乱れが発生し、乱流エネルギーの大きなピークを生じる。下流に向かうとともに、この乱れが噴流の中心へ移動し、混合室から噴出直前に噴流の無次元乱流エネルギーが0.025まで大幅に増大し、大きな乱流エネルギーを持って噴出していく結果が得られた。

円管ノズルからの自由噴流では周囲流との剪断によ

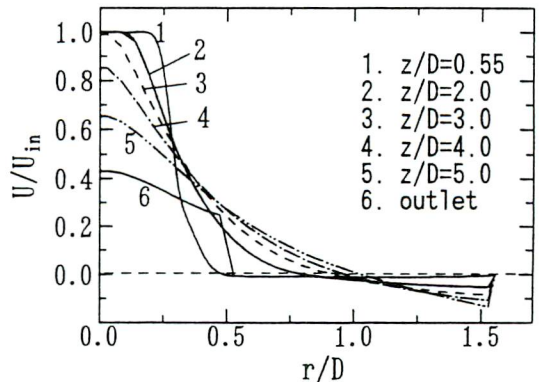


Fig.4 Non-dimensional axial velocity profiles in mixing chamber( $H/D_0=2$ )

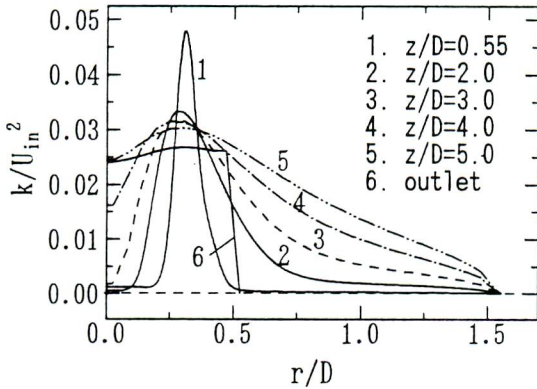


Fig.5 Radial profiles of turbulent energy in mixing chamber ( $H/D_o=2$ )

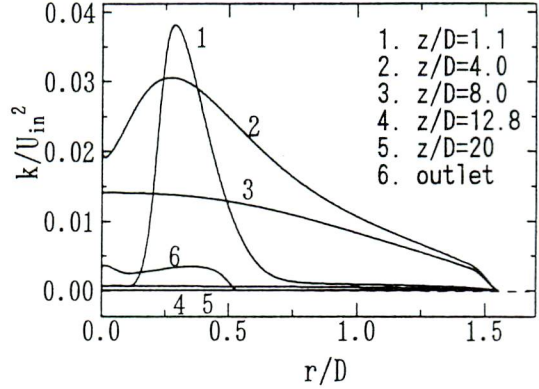


Fig.7 Radial profiles of turbulent energy in mixing chamber ( $H/D_o=10$ )

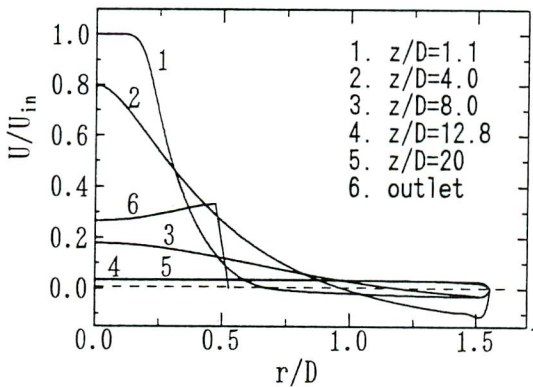


Fig.6 Non-dimensional axial velocity profiles in mixing chamber ( $H/D_o=10$ )

り乱流渦を発生し、噴流の乱流エネルギーが増大するが、中心軸上の無次元乱流エネルギーは最大でも0.013<sup>[9]</sup>程度までしか増加しない。一方、混合室内の空気噴流の場合、循環流が発生し、周囲流が噴流の主流と反対方向へ運動するので、混合室内の速度勾配が極めて大きくなり、乱流渦の生成と成長に有効に作用するため、噴流の乱流強度が増大すると考えられる。

円管内制約噴流の場合、円管が十分長ければ、一旦発生した循環流が消失してしまい、円管内流れに変化していくことが既往の研究<sup>[10]</sup>から明らかになっている。従って、内部混合型二流体ノズルの場合でも、混合室が長くなると、循環流の発生により生じた大きな乱流強度が減衰していくと推測される。図6は  $H/D_o=10$  の混合室中における軸方向速度の半径方向分布である。図に示すように、混合室入口から約  $z/D=8$  の領域で軸方向の逆流が存在するが、下流に行くと、軸方向速度がすべて正となり、循環流が下流まで達していないことがわかる。図7は  $H/D_o=10$  の混合室中に

おける乱流エネルギー分布である。循環流の領域で増大した噴流の乱流エネルギーは循環流の消失とともに再び小さくなり、出口の無次元乱流エネルギーは0.004程度になった。

内部混合型二流体ノズルの混合室内における流れは、空気が混合室に噴出した後、混合室の壁によって制約されるため循環流が発生し、噴流の乱流強度が大幅に増大するという円管内制約噴流と同様の流動特性を持つことが数値計算から明確となった。

#### 4.1.2 平均速度ベクトルと中心軸上の乱流特性

図8と図9は  $H/D_o=10$  及び  $H/D_o=2$  の混合室内流れ場の平均速度ベクトルの計算結果である。また、噴流中心軸上無次元乱流エネルギー分布を図10に示している。

$H/D_o=10$  のノズルの場合、図8に示した平均速度ベクトル図を見ると、負の軸方向速度を示す循環領域は、約  $z/D=10$  まで存在するが、下流に向かうに従って循環流が消失してしまい、円管内流れに遷移していくことがわかる。一方、図10より、循環流の発生に伴って、中心軸上の乱流エネルギーが徐々に増大し、循環流の中心に相当する軸方向距離で最大値に達してから減衰していき、混合室の下流では一定で低い値になっていることがわかる。また、噴流は混合室出口で絞られてから噴出するため、縮流効果で乱流エネルギーが増加することもわかる。しかし、循環流による乱流エネルギーの増大と比較すると、その程度は小さい。

図9および図10に示した計算結果を見ると、良好な微粒化特性が得られることが確かめられている  $H/D_o=2$  のノズルの混合室内における空気制約噴流においては、循環流の発生と軸上乱流エネルギーの増大は  $H/D_o=10$  の混合室と同様であるが、混合室の長さが

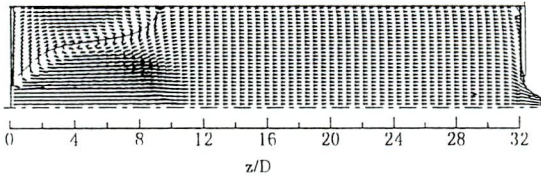


Fig.8 Mean velocity vectors in mixing chamber(H/D<sub>o</sub>=10)

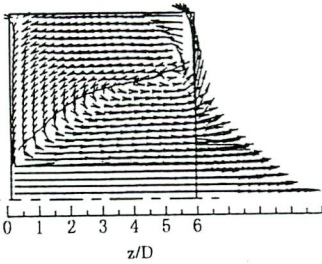


Fig.9 Mean velocity vectors in mixing chamber(H/D<sub>o</sub>=2)

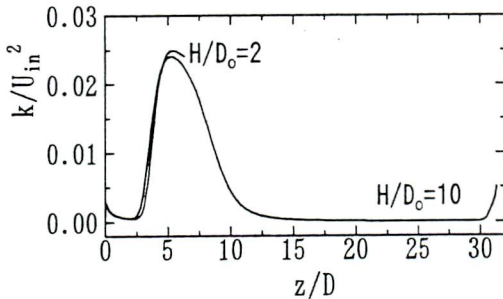


Fig.10 Turbulent energy distribution on the axis in mixing chamber

乱流エネルギーの最大値に達する位置とほぼ一致するため、強い乱れを持ったまま噴出することになる。

以上の解析結果から、論文<sup>(3)</sup>で報告した内部混合型二流体ノズルで形成された空気噴流が、円管ノズル空気噴流よりもノズル出口直後から大きな乱流強度を保有する原因が数値解析より明らかになった。

#### 4.2 円管ノズルからの空気噴流の解析

円管ノズル噴流における中心軸上の乱流強度分布

$\sqrt{u'^2} / U_{eo}$  及び無次元速度分布  $U_o / U_{eo}$  の解析結果と実験結果との比較を図 11 と図 12 に示す。ここで  $U_o$  [m/s] は噴流中心軸上の軸方向速度であり、 $U_{eo}$  [m/s] はノズル出口の中心速度である。横軸はノズル出口直径  $D$  で無次元化した軸方向距離  $z/D$  である。乱れの等方性を

仮定して、次式で解析結果の乱流エネルギーから乱流強度を計算して実験結果と比較した。

$$\sqrt{u'^2} = \left(\frac{2}{3}k\right)^{1/2} \quad (5)$$

図に示すように、ノズル出口から約  $z/D=5$  の軸方向距離まで速度が減衰せず、ポテンシャルコアが存在する。また、ノズル出口の乱流強度が非常に低く、下流に向かって約  $z/D=8$  の軸上距離で 0.13 程度の最大値になってから減少していく。乱流渦は主にノズルから噴出後に発生することが数値計算でも確認された。

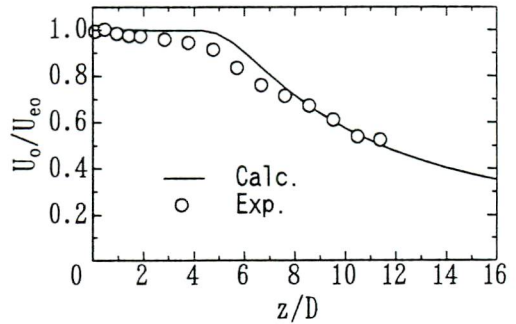


Fig.11 Non-dimensional axial velocity distribution on axis of circular tube nozzle

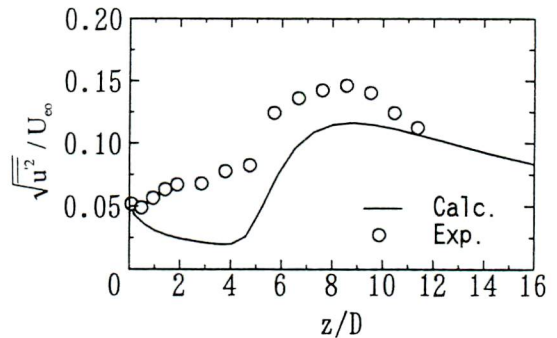


Fig.12 Turbulent intensity distribution on axis of circular tube nozzle

#### 4.3 内部混合型二流体ノズルからの空気噴流乱流特性の解析

本節では、実験と数値解析の比較によって、初期乱れ強さが内部混合型二流体ノズルにより形成された空気噴流乱流特性に及ぼす影響を検討する。

4.3.1 半径方向乱流特性 混合室内の解析から得られた噴流の初期条件を用い、内部混合型二流体ノズル空気噴流内乱流特性の解析を行う。図 13 は軸方向距離  $z/D=2$  におけるノズル出口近傍の軸方向速度の半径方向分布である。縦軸は断面での最大速度  $U_0$  で無次元化された軸方向速度である。 $H/D_0=10$  のノズルにおける噴流中心部の速度分布が平坦であるのに、 $H/D_0=2$  の短い混合室の場合、噴流の初期乱流強度が大きく周囲流の巻き込みが促進されるために、速度分布が  $H/D_0=10$  のノズルと比較してより速く半径方向へ広がる。計算結果は実験結果と良好に一致している。

図 14 に  $z/D=2$  の噴霧断面における乱流強度分布を示す。縦軸は断面での最大速度  $U_0$  で無次元化された乱流強度  $\sqrt{u'^2}/U_0$  である。 $H/D_0=2$  のノズル噴流では、混合室内で既に強い乱れが発生しているため、ノズル出口近傍でも噴流中心軸近傍の乱流強度が周辺より大きい特徴を持つ。一方、初期乱流強度が小さい  $H/D_0=10$  のノズル噴流では乱流強度のピークが約  $r=0.5D$  の自由境界層の領域にあり、円管ノズル噴流の

ように噴流内の乱れが主に噴流と周囲流の速度勾配で生成した剪断により発生することが示される。解析結果は実験値と完全には一致していないが、実験結果における、噴流の初期乱流強度と噴流乱流特性の関係は数値解析によっても推算することができた。

4.3.2 中心軸上の乱流特性 異なる混合室長さの内部混合型二流体ノズルで形成された空気噴流の中心軸上速度分布を図 15 に示す。速度はノズル出口の中心速度  $U_{e0}$  で無次元化されている。 $H/D_0=10$  のノズルの場合、ノズル出口からポテンシャルコアの領域が存在し、 $z/D=4$  の軸上距離から速度が減衰し始めることがわかる。それに対して  $H/D_0=2$  のノズルでは、噴出直後のポテンシャルコアがほとんど存在せず、噴出直後から速やかに減衰していく挙動が数値解析により再現された。 $H/D_0=10$  のノズルの解析結果は実験値と良好に一致しているが、 $H/D_0=2$  のノズルの場合は計算値が実験値より速度の減衰が速いことがわかった。

次に混合室長さとして空気噴流の中心軸上乱流強度分

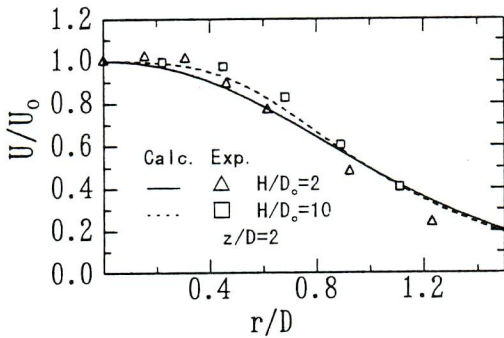


Fig.13 Effect of mixing chamber length on axial velocity profiles in radial direction of air jet

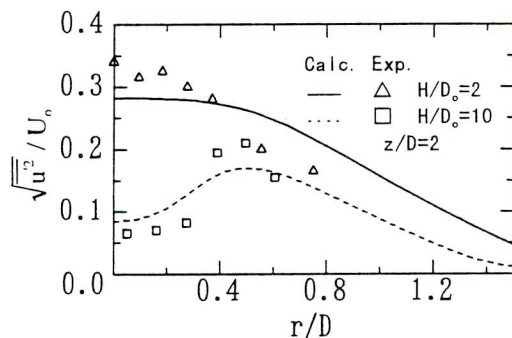


Fig.14 Effect of mixing chamber length on turbulent intensity profiles in radial direction of air jet

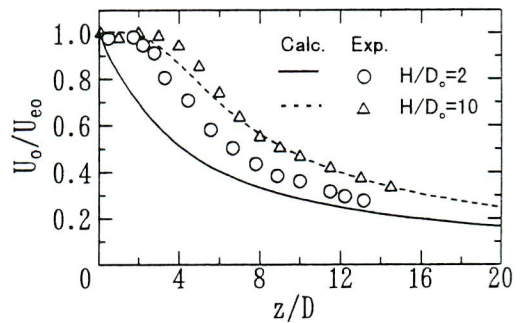


Fig.15 Effect of mixing chamber length on axial velocity distribution on axis of air jet

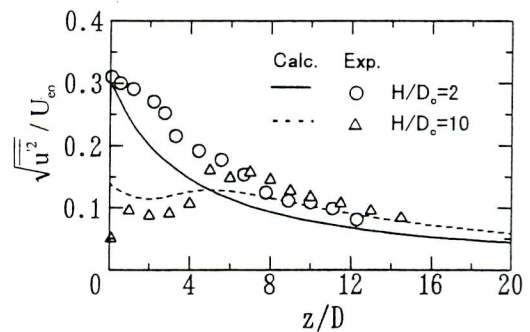


Fig.16 Effect of mixing chamber length on turbulent intensity distribution on the axis of air jet

布との関係について測定結果と解析結果の比較を行う。図 16 に異なる混合室長さの内部混合型二流体ノズルにおける空気噴流の軸方向の乱流強度分布の計算結果と測定結果を示す。計算値は数値解析で得られた乱流エネルギーから(5)式を用いて得られた値である。H/D<sub>0</sub>=10 のノズルでは、ノズル出口の乱流強度が低く、下流に行くに従って最大値まで増加してから減少していく。それに対して H/D<sub>0</sub>=2 のノズルでは、噴孔直後の乱流強度が H/D<sub>0</sub>=10 のノズルより大きく、下流に向かって単調減衰していく。計算値と測定値の比較から、ノズル出口近傍場における噴流の乱流特性は初期乱流条件の相異に大きな影響を受け、この影響を数値解析により推算できることが示された。

実験結果と解析結果の比較から、H/D<sub>0</sub>=2 のノズルの中心軸上速度分布の計算値は実験値より小さく、また乱流強度の分布は測定値より低く推算される傾向があることが示された。これは、計算で得られた乱流エネルギーから、等方性乱流の仮定に基づいて軸方向の乱流強度を算出しているが、その際噴流場の非等方性を考慮していないのが一つの原因になると考えられる。また、k-εモデルを用いる噴流シミュレーションの解析精度の向上についてはさらに検討を行う必要がある。

本研究の数値シミュレーションにより、内部混合型二流体ノズルによる空気噴流は、ノズル出口からすでに大きな乱流強度を有し、その強い乱れは混合室内の循環流の形成に起因していることが明らかになった。また、混合室長さを循環流の発生位置と一致させる場合、ノズルから噴出した噴流が強い乱れを持つことがわかった。以上から、本研究で提案した数値シミュレーションにより、最適な混合室寸法の設計が可能であると考えられる。

## 5. 結言

k-εモデルを用いて、内部混合型二流体ノズルにおける空気噴流を、混合室内の制約噴流とノズルから噴出する自由噴流に分けて数値解析を行った。実験結果と比較検討することにより以下の知見が得られた。

1) 内部混合型二流体ノズルの混合室内の空気制約噴流は、円管内の制約噴流と同様の乱流特性を持ち、混合室内で循環流が発生することにより噴流の乱流エネルギーが大幅に増大する。

2) 内部混合型二流体ノズルの混合室形状が形成した空気噴流乱流特性に大きな影響を及ぼす。混合室長さを噴流の乱流エネルギーが最大値になる軸上距離

と一致させることにより、大きな初期乱流強度を持つ噴流が形成できる。


3) 噴流の初期乱れが大きい場合、噴流の自由境界層で発生した乱流渦と比較して、ノズル出口近傍の噴流の乱流渦運動は非常に活発である。ノズル出口から約z/D=8の軸上距離までの噴流乱流特性がほとんど噴流の初期乱流条件で決められることがわかった。

4) 内部混合型二流体ノズルと円管ノズルにおける乱流特性の相異が、実験および数値解析から明らかになった。液体の微粒化においては、内部混合型二流体ノズル噴流が持つ強い乱流渦運動は、液滴の再分裂に有効に作用することが推測される。

## 参考文献

- (1) 佐賀井武, 定方正毅, 須田 寛: 大容量内部混合型二流体アトマイザーのスケール効果, 第 14 回液滴微粒化講演会論文集 (1986), 109-114
- (2) 佐賀井武, 趙 黛青: 内部混合型二流体噴霧器から発生する乱流と噴霧構造の関係, 微粒化, 1, 2-2, (1992), 48-58
- (3) 趙 黛青, 佐賀井武, 定方正毅, 佐藤正之: 内部混合型二流体噴霧器からの空気噴流の乱流特性, 化学工学論文集, 16-6.(1990), 1173-1179
- (4) Sadakata, M. and Kunii, D.: Recirculation and Turbulence by jet flow confined in vessel. Chem. Eng. Japan, 5-4. (1972) 355-360
- (5) 金 相進, 西田恵哉, 広安博之, 近藤真也: 内部混合型二流体噴射弁による液体の微粒化特性(I). 日本エネルギー学会誌, 76-3, (1997) 220-228
- (6) Patankar, V. 著. 張 政訳: 伝熱と流体流動の数値計算. 科学出版社. (1984)
- (7) Khalil, E. E., Spalding, D. B. and Whitelaw, J. H.: The Calculation of Local Flow Properties in Two-Dimensional Furnaces. Int. J. Heat Mass Transfer. 18. (1975), 775-791
- (8) 竹澤 聡, 早川道雄, 飯田誠一: 円管乱流噴流の近傍場に関する実験, 日本機械学会論文集(B) 54-502.(1988), 1313-1318
- (9) Boguslawski, L. and Popiel, Cz. O.: J. Fluid Mech.. Flow structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial region. 90(1979), 531-539
- (10) Rajaratnam, N. 著. 野村安正訳: 噴流. 森北出版株式会社(1981)






趙 黛青  
新エネルギー・産業技術総合開発  
機構 (NEDO)  
名古屋大学高温エネルギー変換  
研究センター 研究員  
〒464-8603 名古屋市千種区不老町

TEL: (052)789-3916 FAX: (052)789-3910  
e-mail: zhao@nuce.nagoya-u.ac.jp

略歴: 1985 年中国華東理工大学修士課程終了。1997 年東北大学学位取得, 博士(工学)。主に液体の微粒化、噴霧燃焼の実験・解析に関する研究に従事。



古畑朋彦  
名古屋大学高温エネルギー変換研究  
センター 助手  
〒464-8603 名古屋市千種区不老町

TEL: (052)789-3916 FAX: (052)789-3910  
e-mail: furu@nuce.nagoya-u.ac.jp


略歴: 1994 年東北大学工学研究科化学工学専攻博士課程修了。同年東北大学工学部助手。1997 年 8 月より現職。主に、燃焼シミュレーションの開発やガスターチンに関する研究に従事。



青木秀之  
東北大学大学院  
工学研究科化学工学専攻 助教授  
〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉

TEL:022-217-7251 FAX:022-217-6165  
e-mail: aoki@tranpo.che.tohoku.ac.jp


略歴: 1992 年東北大学工学研究科博士課程修了。同年、東北大学工学部化学工学科助手、同講師を経て、1998 年より現職。主にエネルギープロセスに関する実験・解析および環境汚染物質低減に関する研究に従事。



丹野庄二  
東北大学  
環境保全センター 助手  
〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉

TEL:022-217-7529 FAX:022-217-7530  
e-mail: tanno@tranpo.che.tohoku.ac.jp


略歴: 1988 年、東北大学学位取得、工学博士  
現在環境保全センター助手。主に熱交換器の伝熱特性と液体の微粒化に関する研究に従事。



三浦隆利  
東北大学大学院  
工学研究科化学工学専攻 教授  
〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉

TEL&FAX 022-217-7250  
e-mail: miura@tranpo.che.tohoku.ac.jp

略歴: 1977 年東北大学工学研究科化学工学専攻博士課程修了。同年、東北大学工学部化学工学科助手、同助教授を経て、1990 年より現職。主に燃焼を含めた熱プロセス機器の実験・理論的解析および省資源化に関わる研究に従事。



佐賀井武  
群馬大学 名誉教授  
〒326-0141  
栃木県足利市小俣町 3979  
TEL&FAX: 0284-62-1131

略歴: 1944 年(旧制) 桐生高専化学工業科卒業、昭和電工(株)、日本添加剤工業(株)を経て、1962 年群馬大学工学部化学工学科講師、助教授、教授を経て、1989 年停年退官。工学博士。専門は反応工学、燃焼工学、液体微粒化工学等。近年は内部混合二流体アトマイザ空の微粒化機構二乱流が寄与することに興味をもち、研究して来た。