

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2報: 噴出後に発生した液滴再分裂現象についての検討)

Numerical Simulation of Atomization Phenomena from Internal Mixing Twin-Fluid Nozzle

(Part 2: Analysis of Secondary Break-Up of Liquid Droplets Issued after jet)

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.)

The spray flow issued from internal mixing twin-fluid nozzle was analyzed using a turbulent disintegration model considering interaction between turbulent flow field and spray droplets. Calculated results and ones measured by a LDV and PDPA were compared and droplet disintegration mechanism in the spray from internal mixing twin-fluid nozzle was discussed. The numerical simulation successfully expressed the secondary break-up phenomena issued after jet, while the calculated Sauter mean diameter was larger than measured one. In the spray flow with a strong turbulent intensity, the assumption of the instantaneous velocity difference between air and droplets generated by turbulent eddy motion caused disintegration of the droplets was considered to be reasonable. This study showed that turbulent energy of gas phase played an important role in secondary break-up of droplet in the spray from internal mixing twin-fluid nozzle.

Key words: Atomization, Spray, Internal Mixing Twin-fluid Nozzle, Break-up, $k-\epsilon$ model, Turbulence

1. 緒言

重質油や石炭スラリー燃料の燃焼バーナとして多くの応用例のある内部混合型二流体ノズルでは、ノズルから噴出した後においても噴霧のザウター平均径が中心軸に沿って減少し、液滴が分裂し続ける再分裂現象がレーザー粒子分析計 (PDPA) での計測により確認された⁽¹⁾。この現象はノズル近傍の燃焼特性に大きく影響するのみならず、噴霧燃焼シミュレーションの場合、燃焼特性を再現するためにこの再分裂現象を考慮しなければならない。しかし、液滴再分裂の機構は未だ十分解明されておらず、適切なモデルがないために現在のところ考慮できないのが現状である。

従来、液体が気液間の速度差により生成する粘性剪断力で分裂することが知られている。ところが、内部混合型二流体ノズルで良好な噴霧を行う場合、気液二相はほぼ等速でノズルから噴出するため、気液間の平均速度差で生成する粘性剪断力が液滴再分裂の主な原因であるとは考えにくい。

内部混合型二流体ノズルの一般的な操作条件で形成された噴霧流はすべて乱流領域に属するために、乱流場と噴霧流の相互作用を解明する必要があると考えられる。著者らは実験と数値解析の両面から、内部混合型二流体ノズルで形成された空気噴流の乱流強度が非常に大きいことを明らかにし、気相の乱流渦運動が液滴の再分裂に寄与すると推測した⁽²⁾。また、著者らはレーザードップラー流速計 (LDV) を用いて、内部混

原稿受付: 1998年9月25日

合型二流体ノズル噴霧器における気相の乱流特性を測定した⁽³⁾。その結果、内部混合型二流体ノズルによる空気噴流ではノズル近傍場の乱流渦運動が非常に活発であるという特徴は、噴霧流の場合にも気流側に存在することがわかった。従って、内部混合型二流体ノズルで形成された乱れの大きな流れ場においては、気流の時間平均速度と液滴速度の差が小さい場合でも、気流の乱流変動のために、瞬間的に速度差が大きくなる場合があり、これが液滴の分裂を引き起こす可能性があると考えられる。本研究では、気相乱流渦運動が液滴の再分裂に及ぼす影響を考慮した液滴の乱流分裂モデルを提案し、噴霧特性のシミュレーションを行い、PDPAを用いた噴霧流の測定結果と比較して、内部混合型二流体ノズルによる噴霧流の微粒化機構を検討した。

2. 実験方法

本実験で使用した内部混合型二流体ノズルの構造を図1に示す。表1に示すようなノズル寸法が幾何相似する二種類のノズルを用いた。ここで、ノズル入口直径は d 、ノズル出口直径は D 、混合室内径は D_0 、混合室長さは H である。使用液体として水道水を用いた。

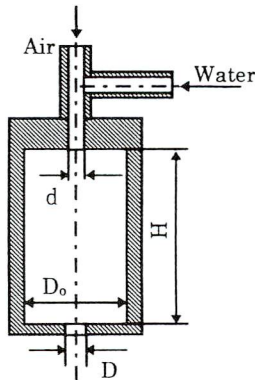


Fig.1 Dimensions and structures of internal mixing twin-fluid nozzle

Table 1 Dimensions of internal mixing twin-fluid nozzle

d [mm]	D [mm]	D_0 [mm]	H [mm]
3	5	15	30
5	9	28	56

2.1 噴霧特性の測定

噴霧のサウター平均径は粒子分析計 PDPA(Phase Doppler Particle Analyzer)を用いて測定した。用いたPDPAは Aerometrics 社製 PDPA100A である。レン

ズの焦点距離は 500mm であり、測定可能な粒径範囲は 12.9~426.8 μm である。出口直径 $D=5\text{mm}$ のノズルを使用した。実験条件は液体流量 $Q_l=0.097\text{m}^3/\text{h}$ 、空気流量は $Q_g=4.8\text{Nm}^3/\text{h}$ である。

噴霧上流の微粒化現象をさらに詳細に考察するために、発光時間 180ns のナノバルスライトを用い、等倍の拡大率で、噴霧粒子を通過光瞬間撮影し、液滴の再分裂現象を観察した。

2.2 空気相乱流特性の測定

レーザードップラー流速計(LDV)を用いて、噴霧流中の空気乱流特性を測定した。その場合、噴霧中の 5 μm 以下の水滴を空気の運動に追従できるトレーサとして使用し、その速度を空気の速度とした。信号処理システムは既報⁽⁴⁾で用いたものと同様である。出口直径 $D=9\text{mm}$ のノズルを使用した。実験では水流量が 0.031~0.144 m^3/h 、空気流量が 9.3 Nm^3/h である。

3. 解析方法

数値計算で対象としたノズルの寸法は、ノズル直径 D は 9mm、ノズルの混合室直径 D_0 および長さ H は 28mm および 56mm である。ノズル出口の空気噴出速度および液/気の質量流量比が実験条件と一致するように計算条件を与えた。

3.1 計算領域

噴霧流解析に用いた計算領域はノズル出口からの半径方向 800mm、軸方向 1500mm の領域であり、計算格子を図2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小さくした。流れ場を円筒軸対称定常流として解析した。

3.2 気相の解析

3.2.1 気相流動場の基礎式 気相乱流特性の解析では乱流モデルとして $k-\epsilon$ モデルを用いて計算し

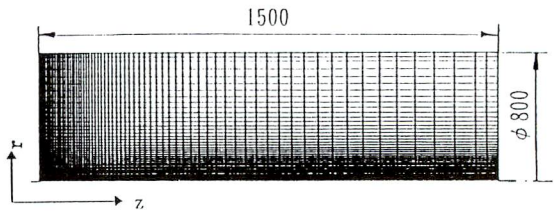


Fig.2 Grid arrangement for spray calculation

た。ここで解くべき従属変数を ϕ で表すと、連続の式 ($\phi=1$)、平均速度成分 ($\phi=U, V$)、乱流エネルギー ($\phi=k$)、乱流エネルギーの消散率 ($\phi=\epsilon$) の各輸送方程式は(1)式のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho U \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \phi) \\ = \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \Gamma_r \frac{\partial \phi}{\partial r}) + S_\phi + S_{p\phi} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで Γ_ϕ は各従属変数 ϕ の乱流拡散係数、 S_ϕ 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。 Γ_ϕ 、 S_ϕ および定数の値を前報⁽²⁾に示している。 $S_{p\phi}$ は液滴の気相との運動量交換を表すソース項である。(1)式をコントロールボリューム法⁽⁵⁾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⁽⁵⁾を採用した。

3.2.2 流入条件と境界条件 まず、前報⁽²⁾で説明した混合室内の空気流乱流特性の解析法を用いて、噴霧流中気相と同様に混合室内空気流れ場を解析する。こ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噴霧流における気相乱流特性解析の流入条件として使用する。

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⁽⁵⁾を適用した。

3.3 噴霧滴の解析

3.3.1 単一液滴の運動方程式 本研究では、気流中を運動する単一液滴の運動方程式を解くことにより、噴霧滴の運動を解析している。液滴の運動方程式は(2)式のようになる。

$$\frac{du_{pi}}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho}{\rho_i d_p} |\vec{u} - \vec{u}_p| (u_i - u_{pi}) \quad (2)$$

ここで $|\vec{u} - \vec{u}_p|$ は気流と液滴の相対速度差を表す。 u_i [m/s] は空気の流れであり、 u_p [m/s]、 d_p [m] は液滴の速度と液滴の直径である。 C_D は球形粒子の抵抗係数である。

液滴の運動方程式は Runge-Kutta-Gill 法により積分されるが、周囲気流は乱流であることから(2)式中の気流速度として、乱流渦と液滴が相互作用する時間毎

の瞬間値を用いることにより、気流の乱流変動の液滴運動に与える影響を考慮する。気流速度の瞬間値は次のように与えられる。

$$u_i = U_i + u_i \quad (3)$$

ここで U_i [m/s] は $k-\epsilon$ モデルにより計算される気流速度の時間平均値であり、 u_i' [m/s] はその瞬間の速度変動量を表す。速度変動量は周囲気流を等方性乱流であることを仮定して、標準偏差 σ が次式で与えられる正規分布確率密度関数からランダムに選択される。

$$\sigma = (2k/3)^{1/2} \quad (4)$$

実際の液滴と乱流渦相互作用時間 t_{int} [m/s] について、乱流渦の寿命 t_e [m/s] および液滴と乱流渦相互作用時間 t_{tr} [m/s] の小さい方を取る。

$$t_{int} = \min(t_e, t_{tr}) \quad (5)$$

ここで乱流渦の大きさ L_e を乱流渦の消散スケールと等しいと考え、次式で与える。

$$L_e = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon} \quad (6)$$

これから、乱流渦の寿命は次式となる。

$$t_e = \frac{L_e}{(2k/3)^{1/2}} \quad (7)$$

以上を用いて液滴が乱流渦と相互作用する時間を(2)式により求めると、次式となる。

$$t_{tr} = t_e \ln \left(1 - \frac{L_e}{t_e |\vec{u} - \vec{u}_p|} \right) \quad (8)$$

ここで、粒子の緩和時間 t_s は次式で与える。

$$t_s = \frac{4\rho_p d_p}{3\rho C_D |\vec{u} - \vec{u}_p|} \quad (9)$$

以上から(2)式を時間に関して積分する際に、時間刻み t_{int} に到達する毎に速度変動成分を更新することで気流速度変動の粒子運動に与える影響が考慮される。

3.3.2 初期条件 液滴の初期粒径については、液体がノズルから噴出する際、既に混合室内での一次分裂を経て、定まった粒径分布を持つと考えられるので、PDPA で測定したノズル出口下方 $z=9\text{mm}$ の噴霧粒径分布を参考にして与えた。図 3 に測定した粒径分布を示す。既報⁽¹⁾の検討により内部混合型二流体ノズルでは、乱流渦の運動および粘性剪断による二種類の微粒化機構が別々に作用しているため、大液滴と小液滴

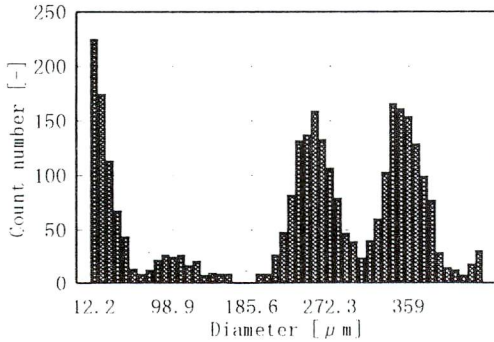


Fig.3 Initial droplets diameter distribution of measured by means of PDPA at z=9mm

が同時に存在している。本計算では実測した粒径分布のピークに対応する四種類の粒径の液滴について計算した。粒度分布は図3に示した実測値から決定した。液滴の分散量分布については、液滴の半径方向の射出位置を一樣乱数で与えることで表現した。

液滴の初期速度については、軸方向速度 u_p と半径方向速度 v_p が射出位置の気流速度と等しいと仮定した。接線方向速度 w_p はゼロとした。

3.4 噴霧解析のフローチャート

ラグランジェ法では始めに液滴を含まない流れ場について計算し、次にその流れ場において液滴の飛跡計算を行う。液滴飛跡計算の際にはPSIセルモデル⁽⁷⁾を用いて(1)式中の $S_{p,i}$ を算出する。次にその $S_{p,i}$ を用いて再び流れ場の計算を行う。以上の過程を収束するまで繰り返し、噴霧流を考慮した流れ場のシミュレーション結果を求める。

3.5 液滴の乱流分裂モデル

気流の運動エネルギーによる液滴の分裂機構については、気流が液滴に与える運動エネルギーが液滴の球形状を保持する表面エネルギーを越える時、液滴が分裂することが既往の研究から明らかになっている。液滴分裂の判断条件としてウェーバー数 We が用いられる。

$$We = \frac{\rho |U - U_p|^2 d_p}{\sigma} \quad (10)$$

ここで、 U_p [m/s]は液相の平均速度、 $|U - U_p|$ は気体と液滴の間の平均速度差である。

内部混合型二流体ノズルの場合、気相の乱流強度が大きいために、気流中に存在する乱流渦の運動で生じ

る気流の瞬間速度が液滴速度と大きな速度差を生じることが十分考えられる。従って、本研究では、両相の瞬間速度差 $|u - u_p|$ で計算したウェーバー数を液滴分裂の判断基準としている。

$$We = \frac{\rho |u - u_p|^2 d_p}{\sigma} \quad (11)$$

液滴が分裂に至るかどうかの臨界条件については、液滴の振動分裂の場合、液滴ウェーバー数 $We < 12$ ^(8,9) となる。一方、Lane⁽¹⁰⁾によれば、定常流中における水滴の分裂では臨界ウェーバー数 $We_c \approx 10$ である。 We_c は液滴と気流の接触の仕方や液の物性値、粒径によって異なるものの、本研究では、 $We_c = 10$ と仮定した。

図4は噴出後約1倍噴孔直径の軸方向距離からの噴霧流の瞬間写真である。写真に示すように、一回の分裂で小滴を数多く形成する袋状分裂のような分裂形態はほとんど見られず、主に大液滴あるいは液柱の波動や変形によって分裂している。簡単化のために、本モデルでは液滴が分裂する場合、同じ体積の2つの液滴を生じると仮定した。

実際の噴霧流においては、形成した液滴が続けて分裂する可能性が十分考えられる。次々と分裂を繰り返していくと、液滴の個数が大幅に増加することになる。計算においてそれらのすべての液滴に関する飛跡を計算すると、計算時間が膨大なものとなる。そこで実際の計算では初めにノズルから射出する液滴を母液滴として運動中に分裂を考慮して飛跡を計算し、この母液滴の分裂で生成した他の液滴（子液滴と呼ぶ）については飛跡計算の際に分裂を考慮しないことにした。

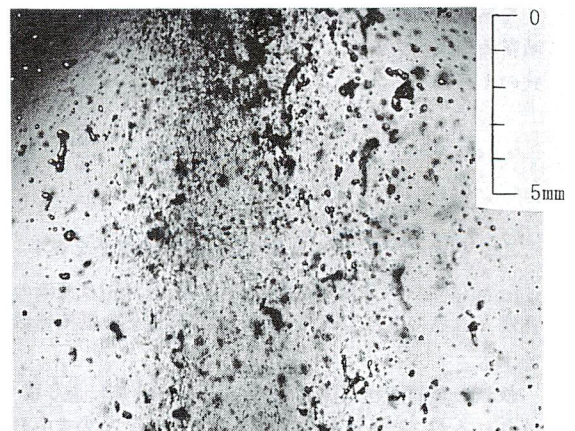


Fig.4 Spray flow in internal mixing nozzle

次に、液滴が分裂するのに要する時間を考慮する必要がある。本研究の計算では Hsiang⁽¹¹⁾ 等がまとめた液滴の特性分裂時間 $t^*[-]$ を採用した。

$$t_b = t^* \frac{d_p}{|u - u_p|} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right)^{1/2} \quad (12)$$

t^* の値については、 $t^*=5$ の提案があるが、4 前後で変化する実験結果⁽¹²⁾ も見られる。内部混合型二流体ノズルの微粒化過程には様々な粒径の液滴が存在し、気流との相互作用も複雑と考えられる。本モデルでは、 t^* の値を 0~5 の間に一様乱数でランダムに与えた。

この子液滴の分裂を考慮しない液滴乱流分裂モデルを Model-1 と略称する。

4. 再分裂現象の解析結果と実験結果の比較

4.1 中心軸上のザウター平均径の変化

噴霧中心軸上のザウター平均径分布の計算結果と測定値を図 5 に示す。計算における液滴分裂の臨界条件の妥当性を検討するために、臨界ウェーバー数 We_c が 7, 10, 15 の場合について示している。図に示すように、計算で得られた中心軸上のザウター平均径はノズル出口から約 $z=20D$ まで速やかに減少し、その後はほぼ一定の粒径になった。分裂後の最終粒径は測定値より計算値の方が大きい、ノズル近傍場における液滴の再分裂現象は数値解析により定性的に再現できることがわかった。

一方、液滴分裂の臨界条件については、 $We_c=10$ の場合、ザウター平均径は最終的に約 $200 \mu m$ となり、 $We_c=15$ の場合約 $230 \mu m$ 、 $We_c=7$ の場合約 $170 \mu m$ となった。臨界ウェーバー数が高いほど、最終的なザウター平均径が大きくなるのはウェーバー数の定義から予め推測されることであるが、計算結果は臨界ウェー

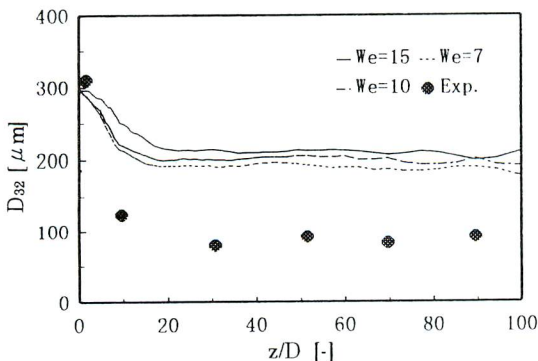


Fig.5 Variations of Sauter mean diameters along axis of internal mixing nozzle

ーバー数の変化に対してあまり敏感でないことが明らかとなった。

4.2 噴霧の液滴総個数の変化

噴霧各断面の総液滴個数の変化から噴出後の液滴の再分裂現象を検討する。図 6 は下流に向かって厚さ 1mm の噴霧断面体積に存在する液滴個数(Particle number[-])の軸方向変化である。液滴個数を式(13)で計算する。

$$Particle\ number = \sum_i N_i \times 2\pi r_i \Delta r_i \times unit\ thickness \quad (13)$$

ここで $N_i [1/mm^3]$ は半径 r_i の位置で PDPA で測定した液滴の数密度である。 $\Delta r_i = (r_{i+1} - r_{i-1})$ であり、unit thickness=1mm である。液滴再分裂を表す液滴個数の増加は約 $z=100D$ の軸方向距離まで続き、40D 以前の

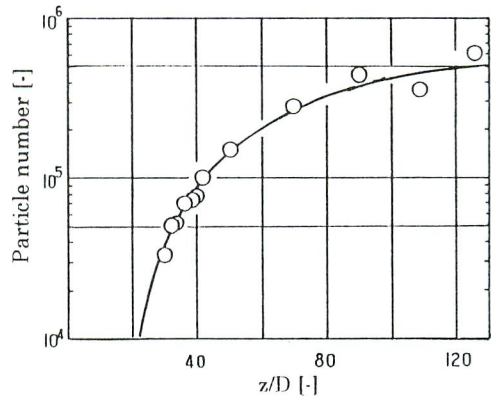


Fig.6 Variations of calculated particle number along axis of internal mixing nozzle(measurement)

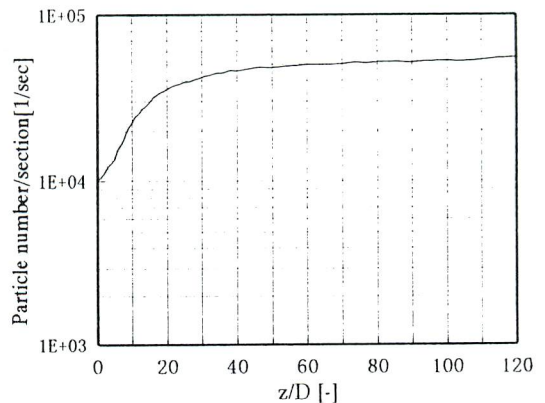


Fig.7 Variations of calculated particle number along axis of internal mixing nozzle(calculation)

変化は速やかに進行することがわかった。

図 7 は 1 秒間に噴霧各断面に通過する液滴個数 (particle number/section[1/sec]) の軸方向変化の計算値である。初期の計算液滴個数は 1 万個であるが、 $z=50D$ では 5 万個になった。計算の初期個数を実際の噴霧流中の液滴数と一致させることは不可能であるが、噴霧中液滴個数の変化傾向を数値解析より再現できることがわかった。

また図 7 では、計算で得られた中心軸上の粒径の変化は約 $20D$ で終了し、粒径はほぼ一定になるのに対して、液滴個数は $20D$ より上流で急激に増加し、 $20D$ から $60D$ までの範囲では緩慢に増加していくことが示された。この傾向は測定結果においても同様であった。これは、前報⁽²⁾で明らかなように、内部混合型二流体ノズルの場合、噴霧中心付近上流部の乱流強度が最も大きく、噴霧の外周部より液滴が速やかに分裂されるために、噴霧全体に比べて中心軸上のザウター平均径がより上流で一定になると考えられる。

4.3 半径方向の平均粒径分布

図 8 に、ザウター平均径の半径方向分布の実測値と計算値を比較して示す。外部混合型二流体ノズルの場合、高速で噴出される液体が主に周囲空気と速度差で生成した粘性剪断力で分裂されるので、噴霧周辺のザウター平均径が中心より小さい^(1,3)との報告もあるが、本研究の内部混合型二流体ノズルにおいては、粒径分布は噴霧の外側に向かって増大する傾向が実験と解析からも示された。

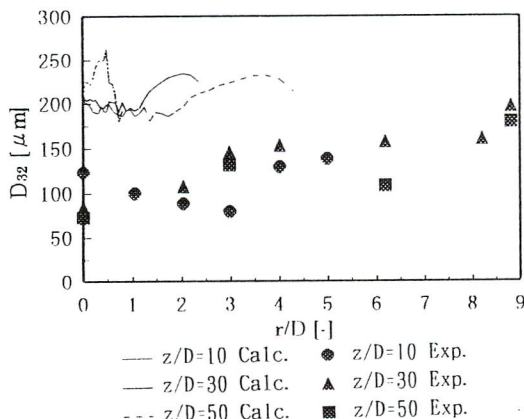


Fig.8 Radial Sauter mean diameter distributions of internal mixing nozzle spray

4.4 噴霧における気液二相の速度分布

図 9 に計算で得られた中心軸上の空気と液滴の軸方

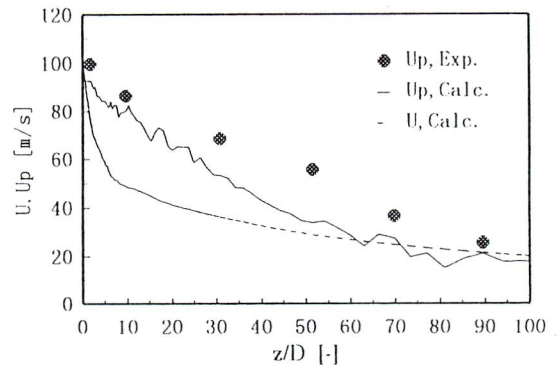


Fig.9 Axial mean velocity distribution along axis of spray

向速度分布を示す。縦軸は空気と液滴の軸方向速度であり、横軸は噴孔直径 D で無次元された軸方向距離である。比較のために液滴速度の測定値も示している。計算結果を見ると、ノズル出口での液滴速度は空気とはほぼ等しいが、液相の運動量が大きいので、速度の減衰が気流より遅くなっている。計算結果と実験結果においては、両相の速度減衰の傾向が異なるために、ある程度の平均速度差が存在しているが、 $300 \mu\text{m}$ の大液滴に対しても、計算したウェーバー数が臨界値を越えない。従って、内部混合型二流体ノズルにおける噴霧流の計算を行う場合には、本研究で提案した液滴乱流分裂モデルは非常に有用であると考えられる。

4.5 液相の空気相乱流特性に及ぼす影響

既報⁽³⁾の実験結果から、空気単相噴流の乱流特性に比較して、噴霧流では水流量の増加に従って噴霧中の空気速度と乱流強度の減衰が緩やかになることがわかった。ここでは噴霧流の解析を行うことで、液相が気相の乱流特性に及ぼす影響を検討する。

噴霧流中の空気の中心軸上乱流強度分布を図 10 に示す。ここで $\sqrt{u'^2}/U_c$ は気相の乱流強度である。LDV による測定値も併せて示している。同じ軸上距離での噴流内の空気の乱流強度は、空気単相噴流より高く、さらに下流に向かって空気噴流よりも緩やかに減衰していくことが数値解析においても表現できることがわかった。これは、液相が流れに加わるため、渦に供給できる主流の運動エネルギーが大きくなることが原因として考えられる。さらに、本実験条件での液滴の平均粒径は軸上距離 $20D$ より上流では $150 \mu\text{m}$ 以上であるので、乱流渦に捕捉される可能性は小さく、液滴の運動により新たに乱流渦の生成が促進されることも原因になると推測される。このような下流まで保持された強い乱れは、噴出後液滴の再分裂に有効に作用するこ

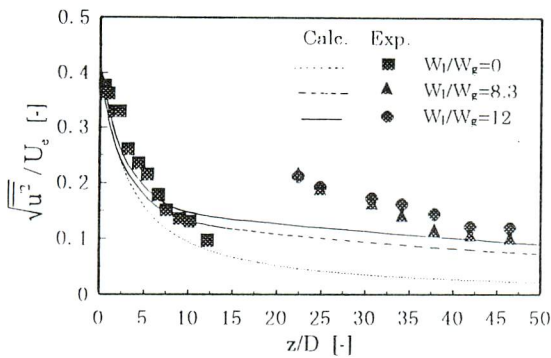


Fig.10 Distributions of turbulent intensity of spray and air jets on axis

とができると考えられる。従って、内部混合型二流体ノズル噴流を対象とした場合、気流の乱流エネルギーにより液滴が分裂し続けるという微粒化機構が数値解析の結果からも妥当であることが示された。

計算値と実験値の差異は上流ほど大きい、下流ではほぼ一致していることが示された。これは、噴霧上流の液滴個数密度が高いため、今回用いた LDV の測定システムでは小液滴からのドップラ信号を判別しにくいことが差異の原因の1つになったと考えられる。

6. 液滴乱流分裂モデルの妥当性についての検討

本研究で提案した液滴の乱流分裂モデルを用いた噴霧流のシミュレーションは内部混合型二流体ノズルの噴霧流における液滴の再分裂現象を定性的に再現することがわかった。しかし、粒径の計算値を測定値と比較してみると、計算値の方が測定値より大きい。測定値との差異の主な原因として、本計算では液滴は2個に分裂すると仮定したが、実際には分裂に際し2個以上の小液滴も生成している可能性があると考えられる。また、計算においては1つの液滴は3~5回の分裂を繰り返しているが、本計算では分裂により生成した子液滴の再分裂を考慮せず、その結果、子液滴が大きいまま残っているためであると考えられる。そこで、本研究では、新たに子液滴の分裂を考慮し、液滴の分裂モデルを改良して微粒化過程のシミュレーションを行った。

6.1 液滴乱流分裂モデルの改良

液滴と空気の瞬間速度差で計算した液滴ウェーバー数が10を越えた場合、液滴が分裂し、同じ体積の二

つの子液滴を生じると仮定した。生成した液滴の一つを母液滴として追跡して液滴の運動を計算し、臨界ウェーバー数を越えると、再び分裂する。生成した他の液滴（子液滴と呼ぶ）の軌跡と分裂挙動は、母液滴と同様であると仮定した。例えば、改良モデルでは、母液滴が二回分裂すると、四つの子液滴が生成することになる。また、子液滴は母液滴と同じ軌跡で飛行すると仮定したため、計算すべき軌跡は初期液滴個数と同じである。計算の初期粒子個数は10000個とした。

この子液滴の分裂を考慮する液滴の分裂モデルを Model-2 と略称する。

6.2 計算結果および検討

噴霧中心軸上のザウター平均径分布の Model-1 と Model-2 による計算値および測定値を図11に示す。子液滴の分裂を考慮した Model-2 により計算した結果を見ると、分裂後の最終粒径および噴出後の分裂し続ける軸方向距離は Model-1 による計算結果よりも測定値と一致することがわかった。

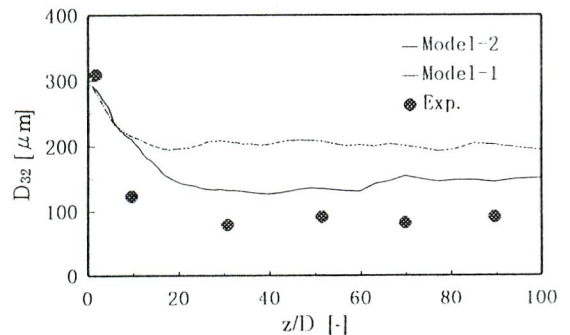


Fig.11 Variations of Sauter mean diameters along axis of internal mixing nozzle

Model-2 を用いた噴霧における各断面の液滴総個数の変化を計算した結果から、子液滴の分裂を考慮した場合、液滴の総個数は下流に向かって約一桁増加し、中心軸上の液滴分裂が中心軸付近の分裂よりさらに下流まで継続する微粒化現象が Model-1 と比べて良好に再現することがわかった。

図12に噴霧半径方向のザウター平均径分布を示す。内部混合型二流体ノズル噴霧の場合、噴霧中心部における空気の乱流強度が最も大きいため、中心軸近傍での液滴の再分裂が頻繁に生じ、噴霧外周部より粒径は小さくなる計算結果でも再現されている。子液滴の分裂を考慮した改良乱流分裂モデルを用いたシミュレーションの結果は、子液滴の分裂を考慮しないモ

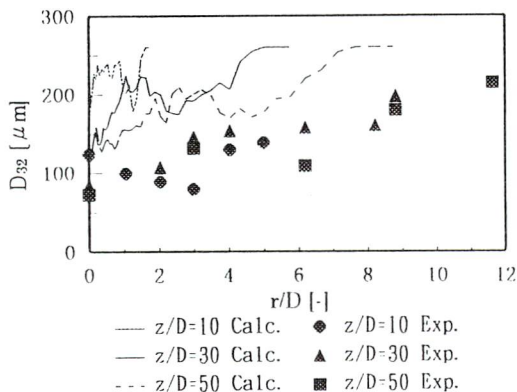


Fig.12 Radial Sauter mean diameter distributions of internal mixing nozzle spray

デルを用いた場合と比較して、推算精度は大幅に改善されたことが明らかとなった。

7. 結言

PDPA と LDV を用いて内部混合型二流体ノズルの噴霧特性と乱流特性を測定した。また噴霧乱流場と噴霧滴の相互作用に注目した液滴の乱流分裂モデルを提案し、このモデルを組み込んだ噴霧のシミュレーションを行った。解析結果と実験結果の比較から、以下の知見が得られた。

1) 内部混合型二流体ノズルによる噴霧流における気相上流の乱流強度が非常に大きく、水流量が多いほど乱流強度の減衰が遅くなることを実験と解析により明らかにした。

2) 本研究で提案した液滴の乱流分裂モデルを用いた噴霧流のシミュレーションは内部混合型二流体ノズル噴霧流における液滴の再分裂現象を表現できることがわかった。

3) 乱流強度の大きな噴霧乱流場においては、平均速度差が小さくても、乱流渦運動で生じる瞬間速度差の作用で液滴は分裂可能とした仮定は妥当であると考えられる。

4) 内部混合型二流体ノズルにおいては、気相に保有される高い乱流エネルギーが液体のノズルから噴出した後の液滴の再分裂に極めて有効であることを明らかにした。

参考文献

(1) Sakai T., Zhao D. Q., Iijima M., M. Saito and

Sato M.: Turbulence Characteristics of a Twin-Fluid Atomizer, Atomization and Sprays, **6**, (1996),577-600

- (2) 趙 黛青、古畑朋彦、青木秀之、丹野庄二、三浦隆利、佐賀井武：内部混合形二流体ノズルにおける微粒化現象の数値解析(第1報)、微粒化に投稿中
- (3) 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**, (1992),48-58
- (4) 趙 黛青、佐賀井武、定方正毅、須田 覚、佐藤正之：内部混合型二流体噴霧器における微粒化特性と噴霧流内空気の乱流の関係、日本エネルギー学会誌, **71-5**, (1992),353-362
- (5) Patankar.V 著,張 政訳：伝熱と流体流動の数値計算,科学出版社, (1984)
- (6) Crowe.C.T.,Sharma,M.P., and Stock,D.E.: The Particle-Source-In Cell(PSI-CELL) Model For Gas-Droplet Flows, Trans.ASME J.Fluids Eng., **99**, (1977),325-332
- (7) Shraiber,A.A.,Podvysotsky,A.M.and Dubrovsky, V.V.: Deformation and Breakup of Drops by Aerodynamic Forces, Atomization and Sprays, **16**, (1996),667-692
- (8) Hwang,S.S.,liu,Z., and Reitz,R.D.: Breakup Mechanisms and Drag Coefficients of High-Speed Vaporizing Liquid Drops, Atomization and Sprays,**6**, (1996),353-376
- (9) Lane,W.R.: Chatter of Drop in Streams of Air, Ind.Engng.Chem. **43**, (1951),1312-1317
- (10) Hsiang,L.-P. and Faeth,G.M.: Int.Multiphase Flow, **18-5**, (1992),635-652
- (11) Pilch,M. and Erdman,C.A.: Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop, Int.Multiphase Flow, **13-6**, (1987),741-757
- (12) 金 永洙,稲村隆夫,永井伸樹：液柱の二流体微粒化機構における気流乱れの影響, 第2回微粒化シンポジウム講演論文集, (1993),9-14



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
ービ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。