

アブレシブウォータージェット用ノズル内の高速混相流の特性*

(第1報, 一次元スリップモデルによる特性解析と実機データにもとづく考察)

原島 謙 一^{*1}, 岩 渕 牧 男^{*2}
奥 井 健 一^{*2}, 島 田 邦 雄^{*2}

Hydrodynamics Characteristics of High Speed Multi-Phase Flow in AWJ Nozzles

(1st Report, Analytical Model and Comparison with Experimental Data)

Ken-ichi HARASHIMA, Makio IWABUCHI,
Ken-ichi OKUI and Kunio SHIMADA

This paper describes the hydrodynamic characteristics of the abrasive water jet (AWJ) flowing within smallbored nozzles. For analyzing high-speed water jet containing fine solid particles, we introduce the slip velocity model to the one-dimensional momentum equation and estimate the axial distribution of pressure and phase-velocities within the nozzle. The analytical result shows that (1) the pressure within nozzle is always in the vacuum side in case of high-speed water jet and (2) the pressure along the nozzle axis is greatly affected with the change in slip ratio. Experimental data using high-speed two-speed two-phase flow of air-water mixture coincide with these predicted tendency. The data also show that there is steep pressure rise at the nozzle exit. From the data analysis, it is concluded that gas phase velocity exceeds its sonic velocity in some region within the nozzle and the phenomena like as normal shock wave may occur in the AWJ nozzle.

Key Words: Jet, Multi-phase Flow, Nozzle, Pressure Distribution, Velocity Distribution, Momentum Theory, Slip Velocity, Abrasive Water Jet, Cutting

1. 緒言

固体の微細粒子を混入させた固気液混相流体の高速ジェットで固体の切断を行うアブレシブウォータージェット(AWJ)は, 特殊材料の切断加工において既に実用化されている. このジェットは図1に示すような構造のAWJノズルを用い, 数100m/sの高速水噴流で, 気体によって搬送される固体粒子を, 吸引加速することによって生成される. このノズル内の流動現象を調べることは, 最適な噴流生成条件を知り, 切断性能を高める上で重要な意味を持っている.

これまで著者らは, 小口径のノズル内を高速で流れる混相流れの状態を知るため, 実験とあわせて一次元運動量理論にもとづく解析を進めている⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾. この理論は従来からエジェクターなどの解析に用いられているが⁽⁶⁾⁽⁷⁾, 気液の混合状態を均質流と仮定するか, 途中の混合過程を扱わないため, AWJノズル内の流動状態の変化を正確に表すことはできない. このため, ノズル内での水噴流

による気体あるいは固気混相流との混合が徐々に進む過程を表すことができるスリップモデルを採用し, 混相流の各相間のスリップ比変化を考慮する必要があると考えられる.

本論文では, AWJノズル内の混相流をスリップモデルで表すときの一次元運動量理論から得られる混相流の特性式を導き, ノズル内の圧力分布とスリップ比の関係を調べるとともに, 実機による気液および固気液混相流での実験で得られたノズル内の圧力分布から推定されるスリップ比および流速分布について考察を行う.

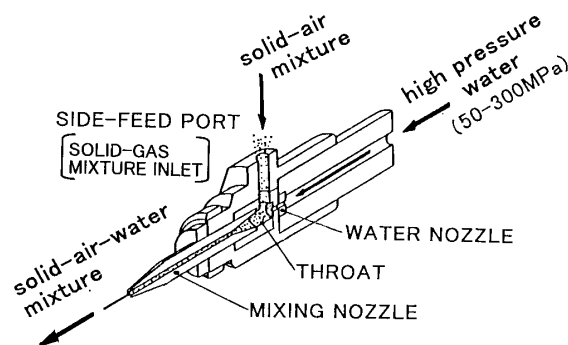


Fig.1 AWJ Nozzle

* 原稿受付 1998年9月18日.

^{*1} 正員, (株)スギノマシン装置設計部(☎936-8577 滑川市栗山2880).

^{*2} 正員, 富山大学工学部(☎930-8555 富山市五福3190).

E-mail: msououka@sugino-machine.co.jp

また、実験では AWJ ノズル内で気相が音速を超える場合はノズル出口での垂直衝撃波の発生が推定され、この場合の取扱いについても検討している。

2. 記号説明

A : 流路断面積	W : 質量流量
a : 面積比= A/A_n	α : ボイド率(断面積比)
$F(\psi)$: 無次元エネルギー	ϕ : 体積流量比= Q/Q_L
k : 気相の比熱比	ρ : 密度
M : マッハ数	σ : スリップ比= u/u_L
m : 質量流量比= W/W_L	τ_w : 壁面せん断応力
p : 圧力	ψ_n : 無次元噴射エネルギー
Q : 体積流量	ψ : 無次元圧力= p/p_0
u : 相速度	ζ : ノズル損失係数
添字 G : 気相 L : 液相 S : 固相 e : 出口 i : 入口	
n : ウォーターノズル 0 : 基準圧力 (大気圧)	

3. ノズル内混相流の特性方程式

3.1 解析モデル 図2はAWJノズルの幾何学的モデルを示す。ノズル全体は流入側からミキシングスロート、レデューサー、ミキシングノズルの3部分からなる。高速で噴射される水噴流は、ミキシングスロートの側面の供給口からアプレシブとして平均粒径200 μ m程度の固体粒子を搬送空気とともに吸引する。その後、固気二相流は水噴流によって徐々に混合しながら運動量を交換し、ミキシングノズル出口から高速の固気液混相流ジェットとして流出する。

この解析では、固相も含めて各相は連続な流体とみなし、断面では各相がそれぞれ一様な速度をもつ一次元流れと仮定する。したがって、各相は相対速度をもつスリップ流れとして扱う。また、流れは定常流で、各相の間に物質移動はなく、液相と固相の密度は一定、気相の状態変化は等温変化と仮定する。

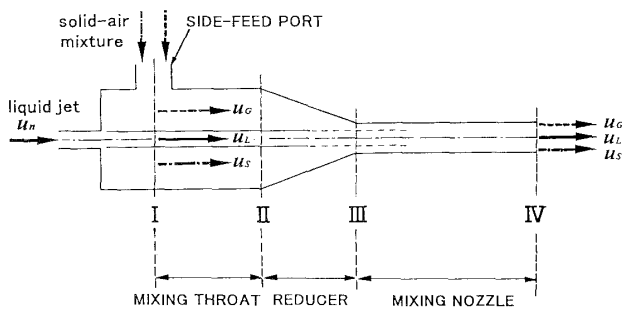


Fig.2 Analytical Model of AWJ Nozzle

3.2 混相流の特性パラメーターと基礎式 スリップモデルによる混相流の特性を表すのに必要なパラメーターである気相のボイド率あるいは液相と固相の断面積比 (各相が実際に流路断面積を占める割合) と相速度はそれぞれ次式で表される。

$$\text{ボイド率: } \alpha_G \equiv \frac{A_G}{A} = \frac{\phi_G / \sigma_G}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad \dots\dots (1)$$

$$\alpha_L \equiv \frac{A_L}{A} = \frac{1}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad \dots\dots (2)$$

$$\alpha_S \equiv \frac{A_S}{A} = \frac{\phi_S / \sigma_S}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad \dots\dots (3)$$

$$\text{相速度 : } u_G = \frac{\phi_G Q_L}{\alpha_G A} = \sigma_G \left(1 + \frac{\phi_G + \phi_S}{\sigma_G \sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad \dots\dots (4)$$

$$u_L = \frac{Q_L}{\alpha_L A} = \left(1 + \frac{\phi_G + \phi_S}{\sigma_G \sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad \dots\dots (5)$$

$$u_S = \frac{\phi_S Q_L}{\alpha_S A} = \sigma_S \left(1 + \frac{\phi_G + \phi_S}{\sigma_G \sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad \dots\dots (6)$$

なお、 α_G 、 α_L および α_S の間には次の関係が成立する。

$$\alpha_G + \alpha_L + \alpha_S = 1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

以上のパラメーターを用いると、流路に沿う微小区間 dz での連続の式および運動量方程式はそれぞれ次の式で与えられる。すなわち、相間での物質移動がないので気相、液相、固相での連続の式は

$$d(\rho_G u_G \alpha_G A) = 0, d(\rho_L u_L \alpha_L A) = 0, d(\rho_S u_S \alpha_S A) = 0$$

となり、混相流全体では

$$d(\rho_G u_G \alpha_G A + \rho_L u_L \alpha_L A + \rho_S u_S \alpha_S A) = 0 \quad \dots\dots (8)$$

あるいは

$$dW_G + dW_L + dW_S = 0 \quad \dots\dots (9)$$

で表される。運動量方程式については各相の運動量変化、圧力変化および壁面のせん断応力を考慮して

$$(\rho_G u_G \alpha_G du_G + \rho_L u_L \alpha_L du_L + \rho_S u_S \alpha_S du_S) + dp + (\tau_w S/A) dz = 0 \quad \dots\dots (10)$$

と表される。 S は濡れ縁の長さである。

3.3 エネルギー方程式 運動量方程式を有限区間長さについて積分しエネルギー方程式を得る。(10)式を、質量流量比 m とスリップ比 σ 、および $\phi_G = \phi_{G0} p_0 / p$ の関係を用いて書き換え、積分の形で表すと次式のようなになる。添字 i と e は区間の入口と出口の断面を意味する。

$$\int_i^e \left(u_G du_G + \frac{\sigma_G}{m_G} u_L du_L + \frac{m_S \sigma_G}{m_G \sigma_S} u_S du_S \right) + \frac{1}{m_G \rho_L} \int_i^e \left(1 + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \sigma_G dp + \frac{\phi_{G0} P_0}{m_G \rho_L} \int_i^e \frac{dp}{p} + E_{iMPF} = 0 \quad \dots\dots(11)$$

ここで E_{iMPF} は混相流の単位質量あたりのエネルギー損失を表しており、次式で与えられる。

$$E_{iMPF} = \frac{1}{m_G \rho_L} \int_i^e \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{\sigma_G \tau_w S}{A} dz \quad \dots\dots(12)$$

(11)式の各項の積分を行うにはスリップ比を知る必要があるが、短い区間でスリップ比が一定とみなせるとき、

(11)式の積分は

$$\frac{u_{Ge}^2 - u_{Gi}^2}{2} + \frac{\sigma_G}{m_G} \frac{u_{Le}^2 - u_{Li}^2}{2} + \frac{m_S \sigma_G}{m_G \sigma_S} \frac{u_{Se}^2 - u_{Si}^2}{2} + \frac{\sigma_G}{m_G \rho_L} \frac{1}{\left(1 + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)} (p_e - p_i) + \frac{\phi_{G0} P_0}{m_G \rho_L} \ln \left(\frac{p_e}{p_i} \right) + E_{iMPF} = 0 \quad \dots\dots(13)$$

となる。基準圧力として大気圧 p_0 を用い、圧力および水噴流の噴射の際の運動エネルギーをそれぞれ $\psi = p/p_0$, $\Psi_n = \rho_L u_n^2 / 2p_0$ と表し、(13)式を無次元化すると

$$\psi_e + \frac{C \Psi_n}{a^2} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_e \sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)^2 + \frac{\phi_{G0}}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \ln \psi_e - \psi_i - \frac{C \Psi_n}{a^2} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_i \sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)^2 - \frac{\phi_{G0}}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \ln \psi_i + \left[1 + \frac{\phi_{G0} / \psi_i}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \right] \zeta \Psi_n = 0 \quad \dots\dots(14)$$

が得られる。ただし、

$$C = (1 + m_G \sigma_G + m_S \sigma_S) / (1 + \phi_S / \sigma_S) \quad \dots\dots(15)$$

である。(14)式は入口断面に関する項、出口断面に関する項およびエネルギー損失項から成る。いま、AWJノズル内の各断面での無次元エネルギーを

$$F(\psi) = \psi + \frac{C \Psi_n}{a^2} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi \sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \quad \dots\dots(16)$$

で表すと、区間の入口側無次元エネルギー $F(\psi_i)$ が既知の場合の出口側の無次元エネルギー $F(\psi_e)$ は、(14)式から次式で与えられる。

$$F(\psi_e) = F(\psi_i) - \Delta F(\psi_i) \quad \dots\dots(17)$$

ここで $\Delta F(\psi)$ は次式で示されるエネルギー損失である。

$$\Delta F(\psi) = \left[1 + \frac{\phi_{G0} / \psi}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \right] \zeta \Psi_n \quad \dots\dots(18)$$

4. 特性式にもとづくノズル内の圧力変化

(16)式を用いてノズル内の圧力特性を調べる。表1に実機での使用条件と、数値計算で用いるパラメータの値を示す。拡大スケールモデルによる水-空気可視化実験によれば、ウォーターノズルから噴射される水噴流は、図3に示すようにレデューサーまでは気相とほとんど混合せずに流れ、大部分の混合はミキシングノズルで行われていることが分かる。したがって、以下の計算ではミキシングノズルを対象にノズルの特性を検討する。実機のウォーターノズルおよびミキシングノズルの直径はそれぞれ0.25mmおよび1mmであり、計算では面積比 $a = 16$ を用いる。

はじめに、ミキシングノズル内の高速混相流の基本特性を知るため、気液二相流についての断面の全無次元エネルギー $F(\psi)$ と無次元圧力 ψ との関係を求めたのが図4である。図は一定の σ_G の値に対して、 $F(\psi)$ が変化するとき ψ がどのように変わるかを示している。 $F(\psi)$ は流

Table 1 Flow Conditions in AWJ Nozzle

parameter	Ψ_n	ϕ_{G0}	ϕ_S
operating condition	500-3000	2-10	0.00-0.04
calculation	2000-3000	2-10	0.00-0.04

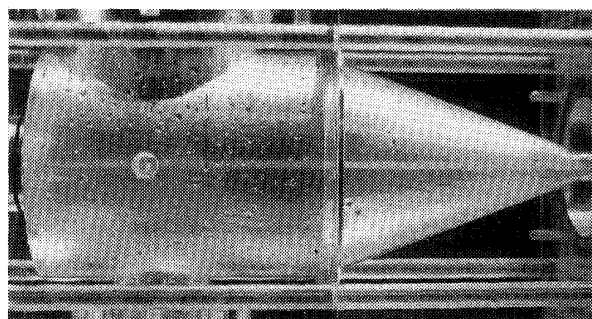


Fig.3 Flow Pattern at Reducer and Mixing Nozzle

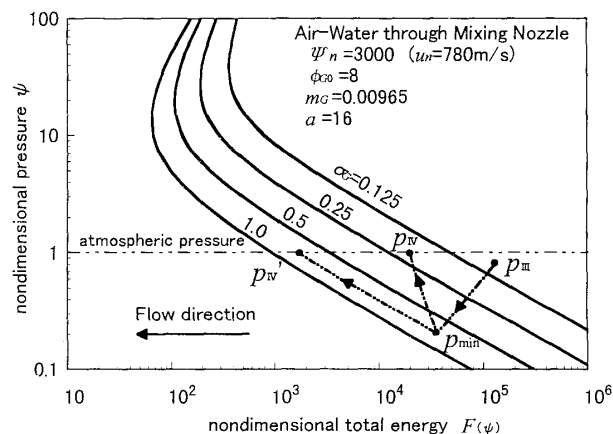


Fig.4 Characteristics of Two-Phase Flow in AWJ Nozzle

れに沿って減少するから、流れ方向はこの図では左向きになる。この計算パラメータの範囲では、 ψ の比較的低い領域で $F(\psi)$ の減少に伴って ψ が一様に増加する。しかし、 $F(\psi)$ の値には極小値があり、この値以下になることはできない。このときの ψ をこえる領域では $F(\psi)$ の減少に伴って流れ方向に圧力も減少する。実際の AWJ ノズルでは出口圧力は大気圧であるから $\psi=1$ であり、大気圧から固気混相流を吸引する入口側スロートも $\psi < 1$ と考えられるから、AWJ ノズルの特性を調べるには ψ の低い領域を考慮すればよいことになる。

図4で、 ψ が $F(\psi)$ の減少に伴って増加する状態は、(16)式で運動量を表す第2項が $F(\psi)$ に対して支配的な領域に対応している。この領域では、二相流の圧縮性のため、圧力の上昇で混相流速度が減少する。したがって、スリップ比 σ_G が一定の場合の圧力上昇は、気体の数10倍あるいはそれ以上の質量比を持つ液体の速度エネルギーが圧力に変換されることによって成立している。

これに対して、流れに沿ってスリップ比 σ_G が増加する場合、増加率 $\Delta\sigma_G/F(\psi)$ がある程度以上の大きさなら

ば、 $\Delta\psi/F(\psi) < 0$ となり、 ψ は減少する。いいかえると、気液の混合過程で気相が加速されてスリップ比が増加する場合、図中の p_{III} から p_{min} の方向に無次元圧力 ψ は著しく低下し得る。ここから σ_G が一定のまま流れるとき流れ方向に沿って $\Delta\psi/F(\psi) > 0$ であるから、このときの変化は $p_{min}-p_{IV}$ の線で示され ψ は上昇する。しかし、一般に圧力上昇はスリップ比の減少を伴う。スリップ比が減少する場合の変化は $p_{min}-p_{IV}$ の線で示され、無次元圧力 ψ の増加は顕著となる。

図5は気体体積比 ϕ_{G0} の影響を示し、同じ $F(\psi)$ に対する ψ の値は ϕ_{G0} の小さいほど低い。つまり、空気流量が減少すると圧力は低下する。

図6はアプレシブが混入した固気液混相流の場合の特性を示す。固相体積比 $\phi_s=0.04$ は、この種のノズルで実用される最も高い値である。気相と固相のスリップ比 σ_G, σ_s は同じと仮定している。混合直後のスリップ比は両相ともほぼ0から増加し始めるので、混合直後のスリップ比の影響を知るにはこのように仮定しても現象説明は可能と考えられる。図より、アプレシブ混入による無次元圧力降下の割合はスリップ比によって異なり、スリップ比の低いほど圧力降下が著しい。したがって、固気の加速が気相の場合と同様に行われるならば、固気液混相流の混合開始直後での圧力降下は、気液二相流の場合よりも大きくなる筈である。

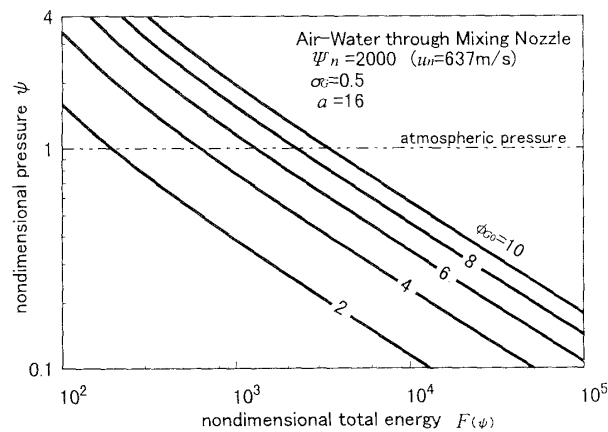


Fig.5 Effect of Volumetric Flow Ratio on Pressure

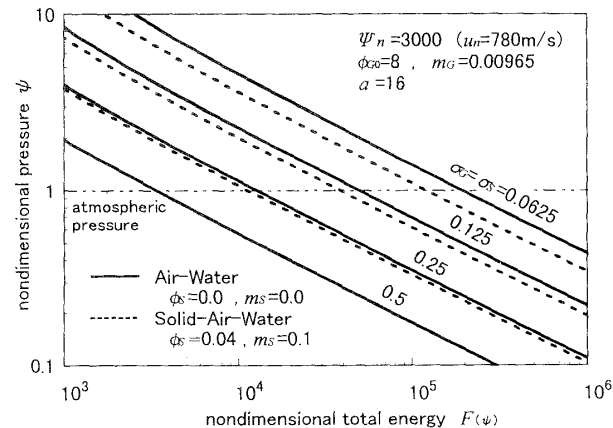


Fig.6 Characteristics of Solid-Air-Liquid Mixture

5. 高速混相流の流動状況

5.1 実験装置 気液あるいは固気液の混合過程の情報を得るため、図7のようなテストセクションを用いてノズル内の流れに沿う圧力分布の測定を行った。ノズルの形状は実機で使用されているものと同じであり、軸方向の圧力を測定するため、直径1.0mmのミキシングノズル部分に直径0.5mmの圧力測定孔を設けてある。この実験にはミキシングノズルの部分の長さの異なる表2に

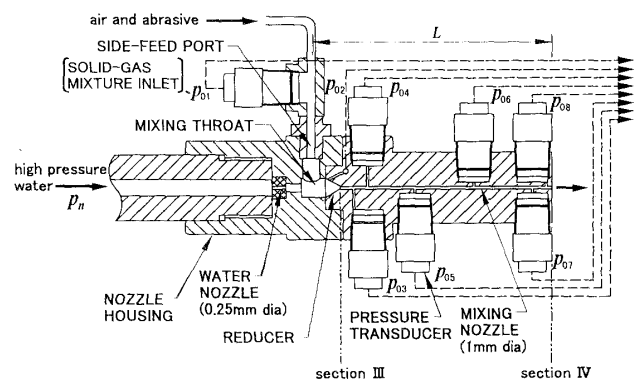


Fig.7 Nozzle Geometry and Measurement System

示すような5種類のノズルを用いた。高压水は直径0.25mmのウォーターノズルより高速水噴流として噴射される。噴射の方向は垂直下向きである。空気によって搬送される固体粒子はミキシングスロートの側面から吸引され、高速水噴流とともにレデューサーを通して直径1.0mmのミキシングノズルに流入する。空気とアプレシブの混合した固気二相流と水はここで高速の固気液混相流を形成し、大気中に噴射される。なお、検定結果によれば、ウォーターノズルでは縮流を生じるため、収縮係数を考慮した水噴流の実際の速度 u_n は $u_n = \sqrt{2p_n/\rho}$ で与えられることを確かめてある。

Table 2 Length of Tested Mixing Nozzle

mixing nozzle	B	C	D	E	F
nominal length L mm	55	85	125	85	93

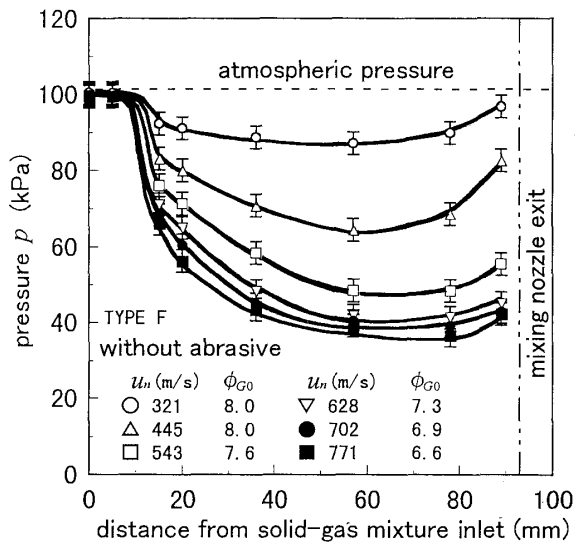


Fig.8 Measured Pressure Distribution in Mixing Nozzle

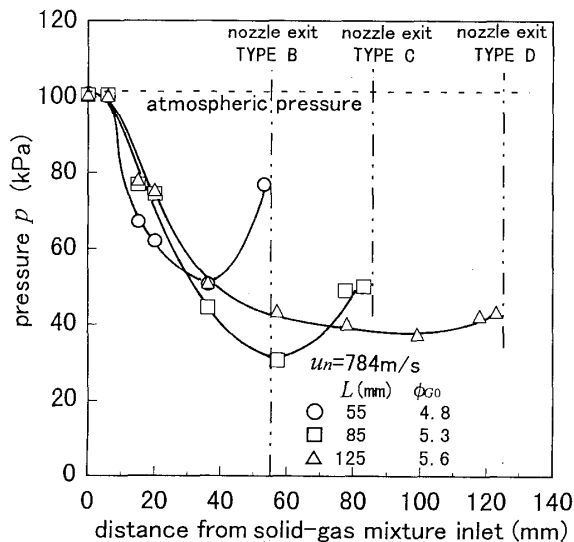


Fig.9 Effect of Mixing Length

5.2 AWJノズル内圧力分布 図8は $L=93\text{mm}$ のノズル内の気液二相流の流れに沿う圧力分布を示す。ノズル入口は大気圧である。すべての水噴射速度 u_n において、圧力はミキシングノズル入口で最初低下し、その後反転してノズル出口に向かって上昇する。この傾向は、図9に示すように、ノズルの長さが異なる場合も変わらない。ミキシングノズル入口側での圧力低下は、解析で明らかのように、気相の加速がノズル入口付近で徐々に進んでいることを裏付けている。

図10はアプレシブを供給したときの圧力分布の測定結果を示す。全体の傾向は、図8に示した気液二相流の場合と同様であるが、ミキシングノズルの入口側での圧力降下は気液二相流のときよりも顕著である。これは図6の解析からも予測される結果である。

ここで、出口付近での急激な圧力回復のメカニズムを、簡単のため、気液二相流の場合について考察する。気相の加速がある程度進んで、スリップ比 σ_G が一定の状態に達すると、 σ_G が一定の状態であっても、図4から明らかのように流れ方向に圧力が上昇する。しかし、圧力上昇とともに気相のスリップ比 σ_G が必然的に低下するため、この効果によってさらに圧力の上昇が促進される筈である。図8において、 $u_n \leq 445\text{m/s}$ では、この効果によって、ノズル出口での圧力が大気圧まで回復しているようにみられる。しかし、 $u_n \geq 543\text{m/s}$ では完全に大気圧まで回復しているかどうかは、この測定結果だけでは判断しにくい。

このため、液相の速度 u_L を仮定してノズル内部の気相速度 u_G の変化を調べると図11のようになっている。 u_L はノズル内で気相と運動量を交換しながら減速するため、ウォーターノズルからの噴射速度 u_n をこえることは

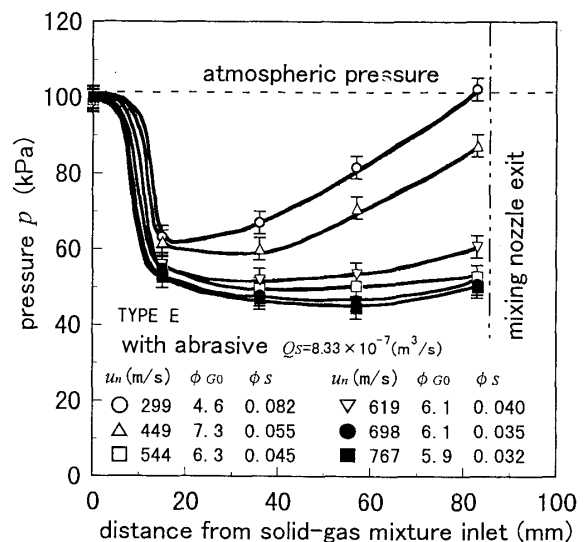


Fig.10 Pressure Distribution in Flow with Abrasive

ない。一方、第2報で述べるように出口での液相速度 u_{le} が測定されているが、 u_n から余り減速していないので、ノズル内では u_n から u_{le} まで一様に減速していると仮定しているが、得られる u_G の値は近似的に正しいとみなしてよい。図から明らかなように、 $u_n=543\text{m/s}$ の場合の気相速度 u_G は少なくともミキシングノズルのある範囲で音速をこえていることは確かである。したがって、ノズル出口が大気解放であることを考慮すると、 u_n の大きい場合にはノズル出口近傍で、気体流れの垂直衝撃波類似の現象が発生し、急激な圧力回復を生じている可能性が高い。

なお、図11で $\sigma_G = u_G/u_L$ は圧力最小点で最大となるが、その値は1をこえず、それ以降、出口に向かって急激な減少に転ずることが分かる。

5.3 衝撃波による圧力上昇 Witte⁽⁹⁾は管内気液二相流の場合の垂直衝撃波類似現象を解析しているが、気泡流の範囲を対象にしたもので相速度は数10m/sと余り高くない。一方、流動様式がミスト流の場合、液滴が気相に影響を与えず、気相が単独に振る舞う凍結衝撃波として扱うことが可能である⁽¹⁰⁾。このとき、垂直衝撃波前後の圧力変化は次のランキン・ユゴニオの関係で与えられる。

$$\frac{p_e}{p_i} = \frac{2k M_i^2}{k+1} - \frac{k-1}{k+1} \dots\dots\dots(19)$$

ここで扱うノズル内の流れは、液相が連続相として存在する過渡状態の流動様式と考えられ、必ずしもミスト流とはみなせないが、ボイド率が95%以上であることから、(19)式を適用して垂直衝撃波が生じる場合の圧力上昇を計算してみる。衝撃波前面の圧力 p_i に、最も出口に近い圧力実測値 p_{08} を与えた場合、 $u_n \geq 600\text{m/s}$ における衝撃

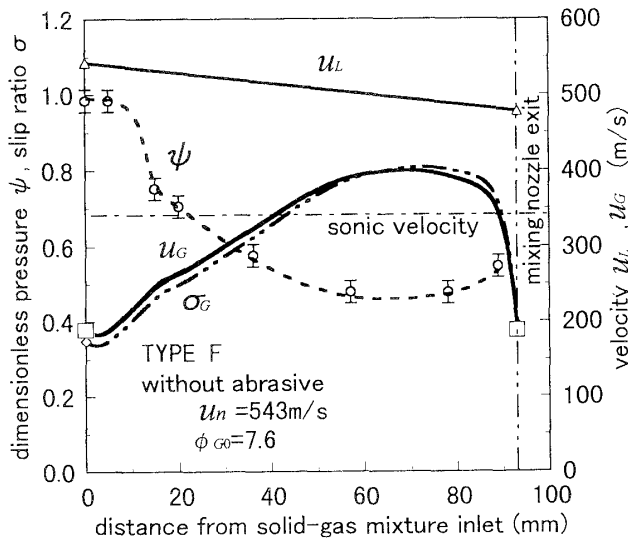


Fig.11 Estimated Gas-Phase Velocity

波発生後の圧力 p_e は図12のようになる。すなわち、衝撃前のマッハ数が $M_i > 1$ の場合の p_e は、大気圧前後の値まで上昇することを示している。このことから、 u_n が大きい場合、ミキシングノズル出口付近で垂直衝撃波類似の現象が発生し、急激な圧力回復が生じていると推測される。この図の計算で、マッハ数 M_i を求める際の p_{08} での気体速度 u_{Gi} は、第2報で述べる出口運動量の測定結果から求めた水速度にもとづく推定値を用いている。また、気液二相流の音速の計算には Moody の式⁽⁹⁾を用いているが、その値は気相単独の音速とほとんど同じである。

6. 結 言

本論文は、数100m/sの高速水噴流で固体の微細粒子を含む固気二相流を吸引・加速する際の現象を、理論と実験の両面から扱ったものである。解析では、従来的一次元運動量理論に各相の速度を個別に考慮できるスリップモデルを導入して、混合過程での圧力変化に対するスリップ比の影響を評価できる特性式を導いた。この特性式による混相流パラメータの影響に関する感度解析結果と実験で得られた圧力分布との比較は、このモデルが概ね妥当なことを示している。解析と実験の過程で明らかになった AWJ ノズル内の流動特性をまとめると次のようになる。

- (1) 水噴流による気相あるいは固気混相の加速は、主としてミキシングノズルの入口側で行われ、このとき大きな圧力降下を伴う。
- (2) 水噴射速度が小さい場合は、圧力はミキシングノズル中間の負圧状態から、出口での大気圧まで緩やか

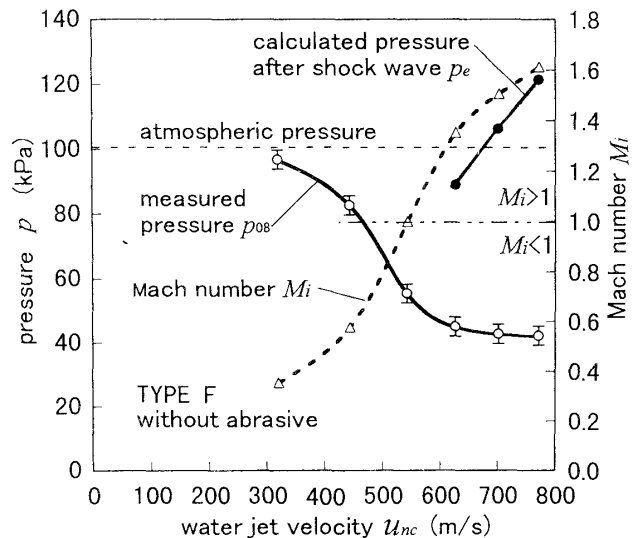


Fig.12 Pressure Rise through Normal Shock Wave

に回復する。水噴射速度が大きい場合は、圧力はミキシングノズル出口のごく近傍で、大気圧まで急激に上昇する。この急激な圧力上昇は垂直衝撃波の発生によって説明することができる。

- (3) スリップ比の変化を考慮することにより、運動量理論から予測される圧力分布の傾向は、実験値の傾向をよく説明することができる。

本研究の結果から明らかなように、AWJノズル内の混合過程は、相速度の変化から知ることができる。このため測定された圧力分布を利用してスリップ比を実験的に把握することが重要であるが、そのためには、少なくとも出口での相速度が分かっていることが望ましい。これについては続報で報告する。

文 献

- (1) 原島謙一, 岩渕牧男ら, 1次元モデルによるノズル内固気液混相流の特性解析(その1), 日本機械学会第74期通常総会講演会講演論文集(III), 1997, pp.352-353.
- (2) 原島謙一, 岩渕牧男ら, 1次元モデルによるノズル内固気液混相流の特性解析(その2), 日本機械学会第75期通常総会講演会講演論文集(III), 1998, pp.219-220.
- (3) 岩渕牧男, 原島謙一ら, ノズル内の高速気液二相流の流動状態, 日本機械学会北陸信越支部第35期講演会論文集, 1998, pp.85-86.
- (4) 原島謙一, 岩渕牧男ら, アプレシブウォータージェット用ノズル内の高速混相流の流動特性(その1), 高速気液二相流の挙動と運動量理論による解析, 日本ウォータージェット学会第12回研究発表講演会論文集, 1997, pp.125-130.
- (5) Harashima, K., et al., One Dimensional Analysis of Hydrodynamic Characteristics of Solid-Gas-Liquid Three-Phase Flow in Abrasive Water Jet, *Proc. of 5th Pacific Rim International Conference on Water Jet Technology, February 3-5, 1998, New Delhi, India*, pp.121-140.
- (6) Cunningham, R.G., Liquid Jet Pumps for Two-Phase Flow, *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 117, 1995, pp.309-316.
- (7) 成井 浩, 稲垣 進, ジェットポンプ吸引・混合部の性能解析, 日本機械学会論文集(B編), 57巻, 534号, 1991, pp.575-580.
- (8) 原島謙一, 岩渕牧男ら, アプレシブウォータージェット用ノズル内の高速混相流の特性 第2報 運動量計測による固気液混相流の出口速度と相速度分布の実験的把握, 日本機械学会論文集(B編), 65巻, 634号, 1999, pp.1914-1920.
- (9) Witte, J.H., Mixing Shocks in Two-Phase Flow, *J.Fluid Mech.*, Vol.36,Pt.4, 1969, pp.639-655.
- (10) 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, 1989, pp.134-136.
- (11) Moody, F.J., A Pressure Pulse Model for Two-Phase Critical Flow and Sonic Velocity, *Trans. ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.91, No.3, 1969, pp.371-384.