

液体中気体噴流のノズル近傍における 圧力分布と気液混合

黄 龍吉* 小林 三郎** 徳田 昌則**

Pressure Profiles and Gas-Liquid Mixing in the Vicinity of the Nozzle Submerged in Liquid. By Yong Gil HWANG, Saburo KOBAYASHI and Masanori TOKUDA.

The gas-liquid mixing in the vicinity of the nozzle submerged in liquid to inject gases is an important process with respect to the commencement of chemical reactions and heat transfer in jets. The characteristics of the flow and the mixing were investigated concerning the super sonic jets of nitrogen injected into water through an orifice-type nozzle. The static and the total pressures, and the static and the stagnation temperatures in the jets were observed in the vicinity of the nozzle exit. In the case of the under-expansion discharge, the total pressure had an axisymmetric circular peak, similar to the radial profiles of those in the nitrogen-air super sonic jets. On the basis of the homogeneous two-phase flow model, some kinetic quantities were calculated using the pressures and the temperatures observed. The mass flux of water was evaluated to be highest in the peak region of the total pressure. It is probable that the gas-liquid mixing is most active in that region. (Received June 7, 1986)

Keywords: gas-injection, gas-liquid jet, supersonic jet, mixing, profiles, nozzle.

1. 緒 言

液体に浸漬したノズルから気体を高速で噴出するとき形成される乱流ジェット内部においては気液混合が進行する。ノズル出口における気体の静圧が静水圧に等しい、いわゆる設計条件噴流の場合、気-液混合特性はジェット軸方向に沿って3つの領域、すなわち(1)気相のポテンシャルコアが存在する初期領域、(2)ジェット内部はすべて気-液混合相となる主領域、および(3)これらの両領域をつなぐ遷移領域に分けて考えることができる¹⁾。気-液混合は乱流拡散流束の大きさに応じた速度で進行する。

他方、非設計条件噴流の場合には、不足または過膨脹、あるいは衝撃波の伝播等の現象が起るため、とくにノズル先端近傍に関しては上記の理論が必ずしも適用できない¹⁾。実際、空気中に噴出される非設計超音速空気ジェットの場合、擬似衝撃波の発生による激しい圧縮と膨脹をくり返しながら背圧に近づくことが観察されている²⁾。

気-液系におけるノズル近傍での混合は、気-液間反応あるいは熱移動の開始にとって重要な問題であるが、圧力分布、混合に関する研究は極めて少ない³⁾。本研究は水槽底吹きオリフィス型ノズルよりガスを吹込み、出口近傍におけるジェットの状態を測定し、流れの特徴を明らかにするとともに気-液混合について考察する。ノズル形状、寸法、気体流量およびノズル内での気体への伝熱等は、ノズル出口における流れ状態を通してジェットに影響をおよぼすと考えられるの

選鉱製錬研究所報告 第972号 日本鉄鋼協会第105回講演大会(1983年4月)にて発表

*韓国東亜大学校

**東北大学選鉱製錬研究所

1) Abramovich, G. N.: *The Theory of Turbulent Jets*, (1963), MIT Press.

2) 永井 実: 機械学会論文集 (B編), 48 (1982), 998.

3) 池田隆果, 多賀雅之, 青木健郎, 増田誠一: 鉄と鋼, 65 (1979), A141.

で、ノズルに関する問題についても考察する。

2. 実 験

実験は N_2 -水系および N_2 -空気系について行った。ノズル特性およびジェット内諸量の測定にとって、直径 $d=2.125\text{mm}$ のオリフィス型ノズルで十分であることを予備実験で確めた。実験項目を Table 1 に総括した。

Table 1 Experimental conditions.

Three-dimensional jet	N_2 -air, N_2 -water
Nozzle diameter, d (mm)	2.125
Gauge pressure at gas cylinder (kg/cm^2)	1~30

2.1 ノズル特性に関する実験

Fig. 1 に示したノズルは内径 4mm の銅パイプを通じて窒素ボンベと結合されているが、ノズル先端から上流 190mm の位置に基準点を設定し、この位置での静圧と静温度を測定し、 N_2 の供給状態を把握した。基準点からノズル先端までの材質は真鍮である。ノズル出口における気流状態を知るためノズル先端での静圧と全圧を測定した。静圧は Fig. 1 の左に示したように、先端の外側と内側における測定値の平均値とした。全圧は Fig. 2 に示したピトー管⑥を用いて測定した。この実験はすべて空気中で行った。

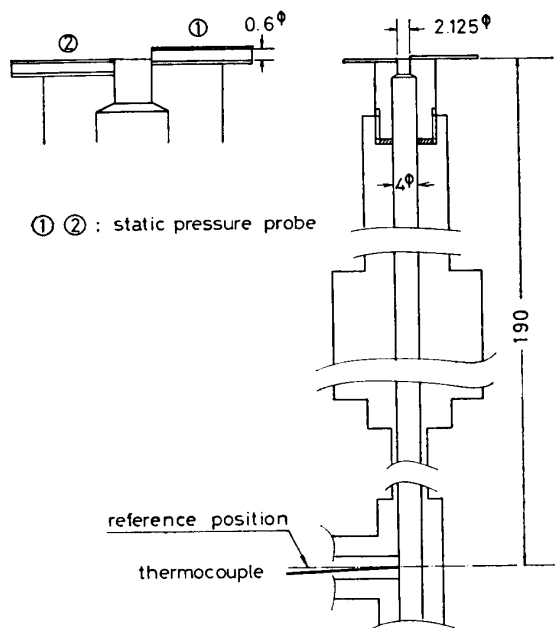


Fig. 1 Diagram of the nozzle used (right) and location of the static pressure probes at the exit of nozzle (left).

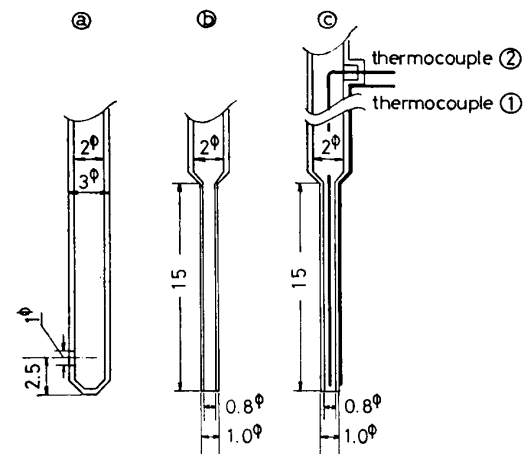


Fig. 2 Probes to observe pressures and temperatures.

① for static pressure, ② for total pressure, ③ for static (①) and stagnation temperatures (②)

2.2 N_2 吹込み実験

2.2.1 三次元水槽

Fig. 3 に示した一辺 25cm 、高さ 60cm の箱型水槽の底部中心軸上 9cm の位置にノズル先端を設置した。水位はノズル上 9cm (静止状態) とした。 N_2 流量が大きいとき、水の攪拌運動により気泡がノズル近傍に逆流するのを防ぐため、水槽上部よりプラスチック製ハニカムを挿入し、浴上部の攪拌運動を抑制した。 N_2 吹込みとともに水温が低下するので、コイルヒータを水槽中

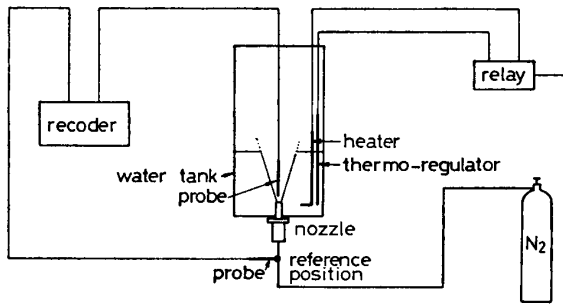


Fig. 3 Schematic diagram of the apparatus used for injection of N_2 into water.

に挿入水温を $30^\circ C$ 一定に保持した。
Fig. 2 に示した静圧管④, ピトー管⑤を用いてジェット内各位置における静圧と動圧を測定し, 静温度は, 温度測定プローブ③の外壁に接着した直径 0.3 mm の熱電対①で測定し, 全温度は管内部に先端より 0.5 mm の位置に挿入した直径 0.1 mm の熱電対②で測定した。熱電対は銅-コンスタンタンである。管壁の内側と外側には接着剤をうすく塗付して両熱電対間の断熱性の向上をはかった。これらのプローブはすべてステンレス製である。温度プローブ③は気-液混相流において用いるので, 流速, 気-液比あるいは気液の存在状態(気泡量と液滴量の割合)等について十分広い範囲内で検定すべきであったが, この検量自身が困難, すなわち, これらの量が一樣かつ同定し得る流れを作ることが非常に困難なため, 検量を行うことができなかった。

ジェットの全体像を写真撮影するときは高さ 80 cm の箱型水槽を用い, 水位を 60 cm とした。

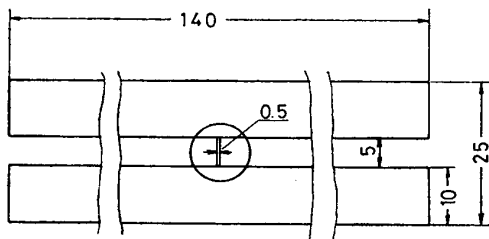


Fig. 4 Slit-type nozzle for two-dimensional jets (ground plane).

2.2.2 二次元水槽

三次元水槽中ジェットの場合にはジェット内部を観察できないので, 二次元水槽を用いた。Fig. 4 に示したように, 巾 0.5 mm , 奥行 5 mm の長方形ノズルを内巾 5 mm , 高さ 40 cm の平行な2枚の透明アクリル板の下端に取り付け, Fig. 3 の水槽中に設置した。ジェットはこの2枚の平行板の間に形成される。ジェットを観察しやすくするためメチルレッドを添加し水を着色した。

2.2.3 空気中吹込み

吹込み媒体の密度が異なる場合のジェット特性を知るため, N_2 -空気系の場合についても N_2 -水系の場合と同様の実験を行った。

3. 実験結果と考察

3.1 ノズル特性

3.1.1 実特性

断面積 A の管中を流れる気体の質量流速を G , 静圧を p , 静温度を T , 比熱比を $k(=c_p/c_v)$, 気体定数を R とすると, この位置における容積流速 V , 線速度 u , マッハ数 M , 全圧 p_0 , 全温度 T_0 , 音速 c は

$$V = RGT/p \quad (1)$$

$$u = V/A \quad (2)$$

$$c = (kRT)^{1/2} \quad (3)$$

$$M = u/c \quad (4)$$

$$p_0 = p \{1 + (k-1)M^2/2\}^{k/(k-1)} \quad (5)$$

$$T_0 = T(p_0/p)^{(k-1)/k} \quad (6)$$

で与えられる。したがって、基準点における諸量（脚号1を付す）は G , p_1 および T_1 を測定すれば式(1)~(6)より得られる。

径の異なるオリフィスノズルの N_2 質量流速 G と基準点全圧 p_{01} との関係を Fig.5 に示したが、ノズル上水位が低く静水圧の影響が無視できるため、 N_2 -空気系と N_2 -水系との間で有意差は認められなかった。

式(1)~(4)より

$$T = (k/R)(M p A / G)^2 \quad (7)$$

を得る。したがって、ノズル出口(脚号2を付す)において測定された p_2 と p_{02} を用いて、式(5)(6)(7)よりノズル出口での T_2 と T_{02} を算出できる。

ノズル出口における全圧の径方向分布の測定例を Fig.6 に示す。 p_{01} が大きい ($p_{01} > 0.6$ MPa) 場合、ノズル径の範囲内で一定の全圧が得られるので、ピトー管によるノズル孔遮蔽効果を無視できる状態で p_{02} を測定し得る。他方 p_{01} が小さい ($p_{01} < 0.5$ MPa) 場合、 p_{02} 一定の範囲はノズル径より小さいので、ピトー管によるノズル孔の遮蔽面積だけ式(7)のノズル孔面積 A_2 に対して補正した。得られた各状態量を Fig.7 に示す。気体の流れ方向の力を表わす衝撃関数 I は⁴⁾

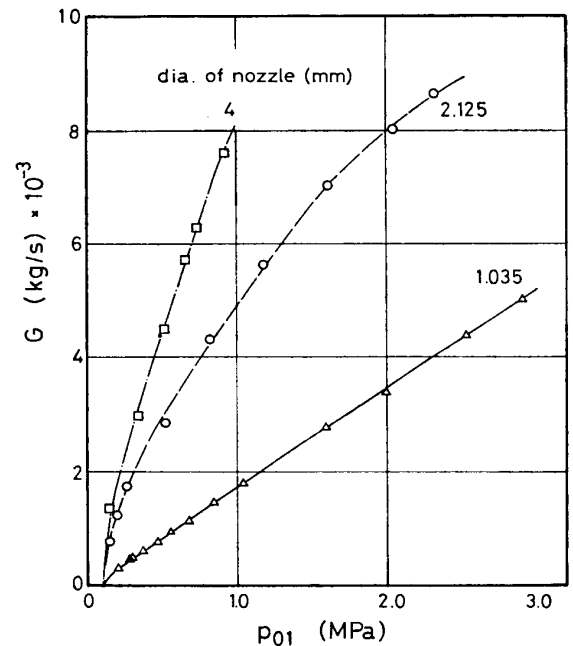


Fig. 5 Relation between mass flow rate of N_2 , G and total pressure at the reference position, p_{01} in N_2 -air and N_2 -water systems. There was no difference between both systems.

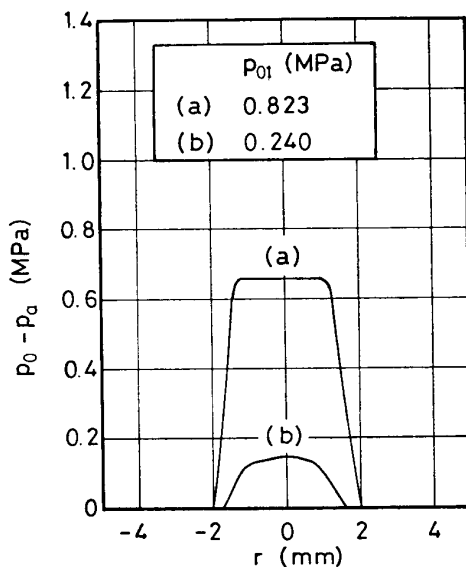


Fig. 6 Radial profiles of total pressure at nozzle exit. N_2 -air. p_0 ; total pressure. p_a ; atmospheric pressure.

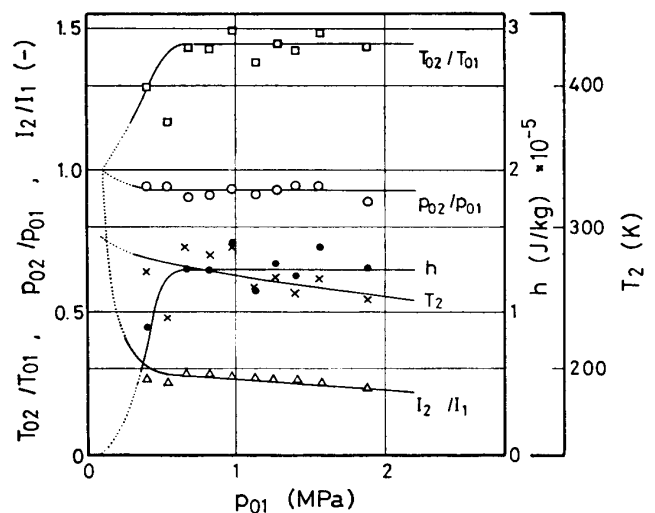


Fig. 7 Some quantities at nozzle exit calculated from the observed values of static (p_2) and total (p_{02}) pressures under non-adiabatic condition of N_2 -air system.

4) 森 康夫, 土方邦夫: 流れと熱の工学, vol. 2 (1978), 共立出版.

$$I = A(p + \rho_g u^2) \tag{8}$$

管壁から気体への単位質量当りの入熱量 h は

$$h = c_p(T_{02} - T_{01}) \tag{9}$$

ここで, ρ_g, c_p はそれぞれ気体の密度, 定圧比熱である.

Fig. 7 の比 T_{02}/T_{01} が 1.0 より大であることは, 基準点より下流で断熱条件が満足されていないことを示す. $p_{01} > 0.5 \text{ MPa}$ において, $T_{02}/T_{01}, p_{02}/p_{01}$ および h はほぼ一定であるが, T_2 および比 I_2/I_1 は p_{01} の増大とともにゆるやかに減少する.

外力および管摩擦抵抗がない定常一次元流の運動方程式は, ノズルの絞り部分の形状抵抗を考慮すると

$$dA(p + \rho_g u^2) - p dA = 0 \tag{10}$$

であるから⁴⁾, I は保存されない. $I_2/I_1 < 0.3$ であることは, ノズルの絞り部分の形状抵抗がかなり大きいことを意味する.

ノズル出口において測定した静圧 p_2 と全圧 p_{02} を用いて式 (5) より得られた出口マッハ数 M_2 , 出口静圧を大気圧 p_a , 静温度を T_a (大気状態) とおいて式 (1)~(4) を用いて得られた見かけの出口マッハ数 M_a , および出口静圧比 p_2/p_a を Fig. 8 に示す. 脚号 ad を付した量については後述する. p_2/p_a は, $p_{01} < 0.2 \text{ MPa}$ においては 1 より僅かであるが, 小さくなっており, $p_{01} = 0.3 \text{ MPa}$ において 1 に等しい. すなわち, $p_{01} = 0.3 \text{ MPa}$ のとき設計噴流となり, 設計マッハ数は 1.3 である.

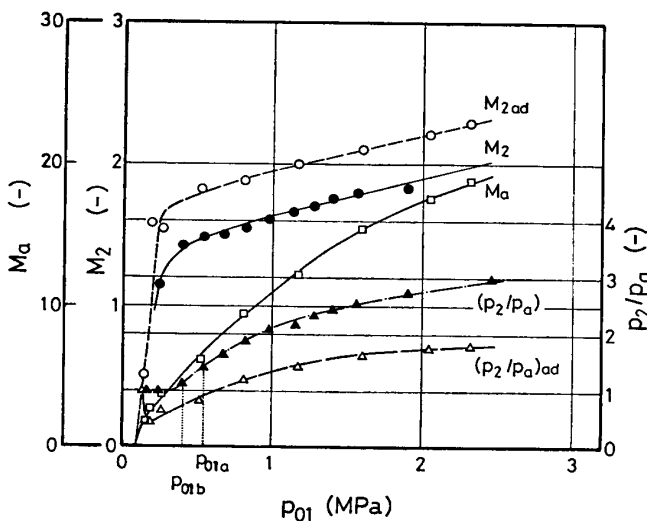


Fig. 8 Comparison of Mach number, M_2 and static pressure ratio, p_2/p_a at nozzle exit under actual (nonadiabatic) condition with those under adiabatic condition. ●▲; measured, ○△□; calculated.

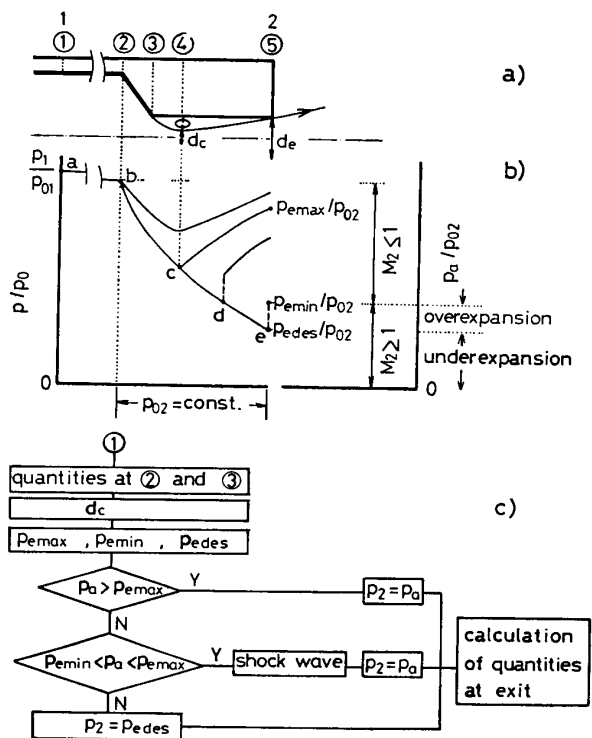


Fig. 9 Illustration of gas flow (a) and axial profiles of static pressure (b) in the orifice-type nozzle, and flow chart for calculation (c).

3.1.2 断熱状態との比較

上記のように、本実験に用いたノズルの場合、 N_2 はノズル内通過中に約 $10^5 J/kg$ の熱を供給されることが判明した。そこで、以下に基準点からノズル出口までを断熱と仮定した場合の出口諸量を求め、実際の出口諸量と比較し、入熱の効果について考察する。

ノズルの内部形状を示した Fig.9 a) の内面②~③と③~⑤は180度以上の角度を有する。ポテンシャル流がこの角を曲る場合、流体は面から剝離する。粘性流の場合も同様の現象が起き、③~⑤では剝離による渦の発生とともに縮流すると考えられる⁴⁾。この部分では気体は事実上ラバル(先細末広)ノズルの場合に似た流れになると考えられる。実際 N_2 が剝離しないで面に沿って流れると仮定して得られる p_2/p_a は p_{01} に対して直線的に増大し、 $p_{01}=2 MPa$ のとき19となる。このような p_2/p_a の挙動は Fig.8 に示した実際の p_2/p_a の挙動から大きく偏倚する。

Fig.9 a) に示したように、区間①~②では管摩擦を考慮し⁵⁾、区間②~⑤においてはラバルノズルに関する断熱流理論^{4)~6)}を適用する。

Fig.9 で質量流速 G と基準点における状態を用いると、臨界径 d_c (位置④) を算出できる。そこで、位置④で $M=1$ に達し(点c)、垂直衝撃波の発生を伴うことなく出口まで静圧が回復する場合の出口静圧を p_{emax} とし、点cから垂直衝撃波の発生を伴うことなく出口に達し、点eで垂直衝撃波を発生して静圧が回復する場合の出口静圧を p_{emin} とする。点eで垂直衝撃波を発生しない場合の静圧を p_{edes} とする。これらの値は d_c と同様、 G と基準点における状態から算出できる。

背圧 p_a (静水圧は無視できるので、大気圧 p_a に等しいとする) が p_{emin} より大、すなわち $p_a \geq p_{emin}$ の場合、出口静圧 $p_2 = p_a$ であるが、そのうち、 $p_a \geq p_{emax}$ の場合出口マッハ数 $M_2 < 1$ で管内に衝撃波は発生しない(管内での比 p/p_0 は点c以上)。また $p_{emin} < p_a < p_{emax}$ の場合、④で臨界径 d_c に縮流して $M=1$ に、 p/p_0 が c-d 間で超音速に達した気体は d で垂直衝撃波を発生することによって圧力を回復し $p_2 = p_a$ を満たす。出口では $M_2 < 1$ である。一方、 $p_a < p_{emin}$ の場合、気体は管内では垂直衝撃波を発生することはない、 $p_2 = p_{edes}$ になっているので、気体は $p_{edes} < p_a < p_{emin}$ ($p_2 < p_a$) のとき過膨脹、 $p_a = p_{edes}$ ($p_2 = p_a$) のとき適正膨脹(設計条件噴流)、 $p_a < p_{edes}$ ($p_2 > p_a$) のとき不足膨脹の各状態にある。Fig.9 c) に以上のことを考慮したノズル出口諸量の計算フローチャートを示したが、各 G 値の実験結果ごとにこの計算を実行した。

計算結果を Fig.10 に示した。Fig.8 に測定値と比較するため脚号 ad を付して併記した。Fig.10 で、 $0.15 MPa < p_{01} < 0.5 MPa$ においては過膨脹、 $p_{01} > 0.5 MPa$ においては不足膨脹である。臨界径 d_c はオリフィス径(2.125mm)より僅かに小さい最大値を有し、 p_{01} の増大とともに減少する。 d_c の最大値は $(p_2/p_a)_{ad}$ の最小値に対応す

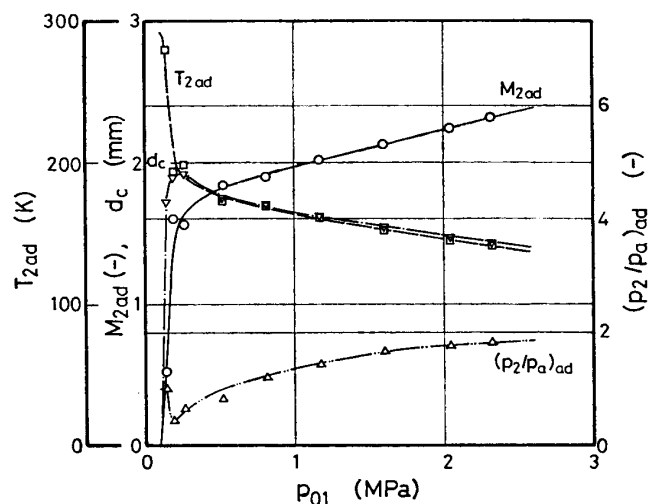


Fig.10 Quantities at nozzle exit and critical diameter d_c calculated under adiabatic condition.

5) 岩本順二郎：圧縮性流体力学，(1978)，共立出版。

6) Liepmann, H. W. ; Roshko, A. : *Elements of Gasdynamics*, (1960), John Wiley & Sons.

る. T_{2ad} と M_{2ad} は互いに逆の変化傾向を示し, とくに M_{2ad} の初期における急激な増大は内部エネルギーの運動エネルギーへの転化により T_{2ad} の急激な減少を伴う. Fig. 8 で, p_2/p_a と $(p_2/p_a)_{ad}$ の差は 0.5~1 である. M_2 は M_{2ad} を丁度下方へほぼ 0.3 だけ平行移動したようになっており, 両者とも $p_{01} < 0.4 \text{ MPa}$ において p_{01} とともに急激に増大する.

N_2 の単位質量当りの運動エネルギー E_K は

$$E_K = u^2/2 \tag{11}$$

である. ノズル出口における非断熱の場合の I_2 と E_{K2} , および断熱条件下で求めた I_{2ad} と E_{K2ad} を Fig. 11 に示す. この図を基にして得た I_2, E_{K2} の増加率 $\Delta I_2/I_{2ad}, \Delta E_{K2}/E_{K2ad}$ の入熱量 $H (=hG)$ に対する関係を Fig. 12 に示す. 両増加率は H の増大とともにほぼ同様に増大することが明瞭である. このことはノズル内での気体の加熱がジェット運動を強化するのに効果的であるだけでなく, 入熱量の増大はこの効果を一層大きくすることを意味する. I は式 (8) に示されているように, 静圧項と運動項の和である.

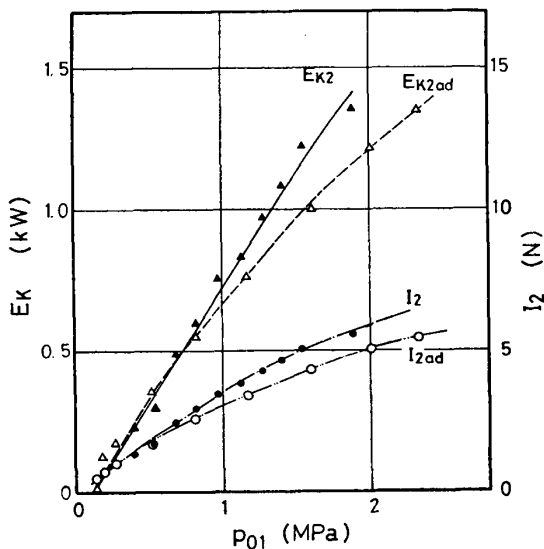


Fig. 11 Kinetic energy, E_{K2} and impulse function, I_2 at nozzle exit.

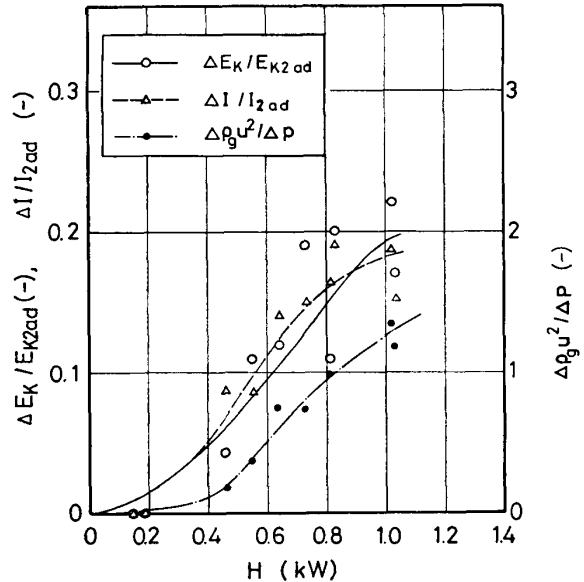


Fig. 12 Relation between relative increments of kinetic energy and impulse function, and charge of heat, H .

$$\Delta(\rho_g u^2) = (\rho_g u^2)_2 - (\rho_g u^2)_{2ad} \tag{12}$$

$$\Delta p = p_2 - p_{2ad} \tag{13}$$

とおくと, $\Delta(\rho_g u^2)/\Delta p$ の増大は H の運動への転化が H の増大とともに増大することを一層明瞭に示している.

3.2 ジェット形状

ジェット形状が Photo. 1 a) に示す U 字型になるのは Fig. 8 において $p_2/p_a < 1.1$ (Fig. 8, p_{01b} , b) に示す V 字型になるのは $p_2/p_a \geq 1.4$ (Fig. 8, p_{01a}) のときであった. 後者の場合 M_2 は 1.4 以上である. ジェット形状に関する臨界量はマッハ数よりむしろ出口静圧と考えられる⁷⁾.

(3.4 参照)

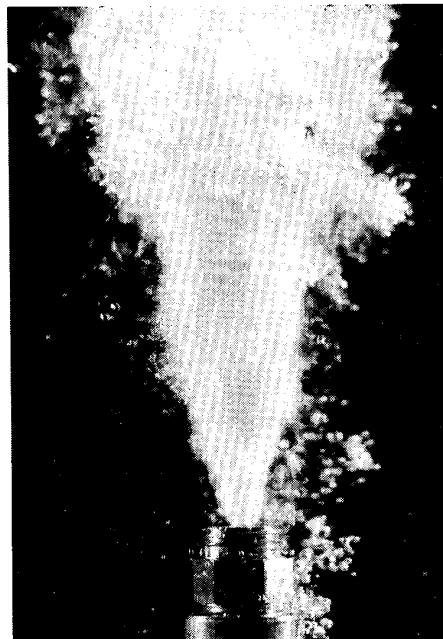


Photo. 1 Shapes of three-dimensional jets.

a) U-type ($p_2/p_a=1.1$),

b) V-type ($p_2/p_a=1.4$).

他方、ジェットの安定性の尺度となり得るいわゆる“底たたき”音^{3),7)~8)}の発生頻度は p_{01} の増大とともに減少するが、 $p_{01}=2\text{MPa}$ においてもなおこの現象が起るのが認められた。

3.3 ジェット内圧力分布

ジェット内圧力分布の一例を Fig. 13 に示す。空気中への気体の非設計条件噴流の場合ノズル近傍では全圧分布が軸対称のリング状に発達したピークを有すること^{1),2)}、および静圧は負ゲージ圧側に全圧分布に対応したピークを有すること²⁾はすでに知られているが、本研究の場合にも同様の結果が得られた。密度が空気より約1,000倍大きい水の場合も空気の場合と同様の特徴を有する圧力分布が得られたが、ジェット径および圧力値に関しては、ノズル噴出条件が同じであっても空気の場合と異なる。すなわち、水の場合ジェット径はより大きく、全圧ピークはより低値であり、静圧分布の全圧分布に対する対応性は空気の場合ほど強くない。したがって、吹込み媒体の密度等の物性値が全圧および静圧分布に影響することは疑いない。

Fig. 14にジェットの各レベルにおける全圧の径方向分布を示す。 $p_2/p_a=0.995$ の場合、Fig. 14 a) に示したように、全圧一定の領域が存在し、それは高さの増大とともに縮小していく。この領域はポテンシャルコアと思われる¹⁾。同図 b), c) に示したように、 p_2/p_a

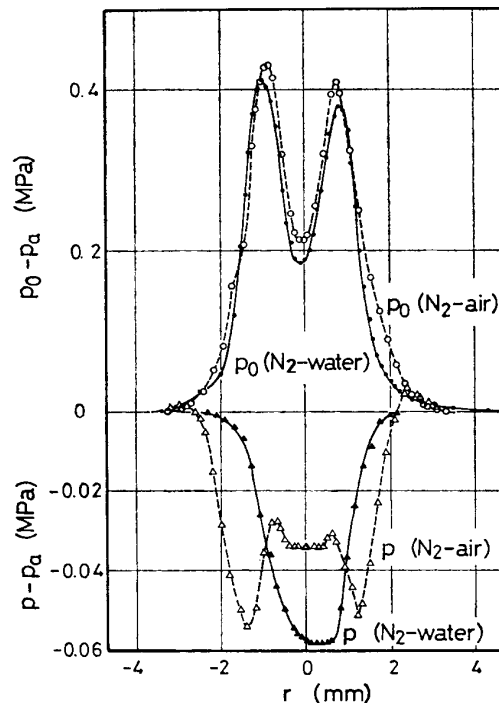


Fig. 13 Radial profiles of static and total pressures in jets.
 p ; static pressure.
 p_0 ; total pressure.
 p_a ; atmospheric pressure.

7) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), 98.
 8) 石橋政衛, 山本里美: 鉄と鋼, 65 (1979), A133.

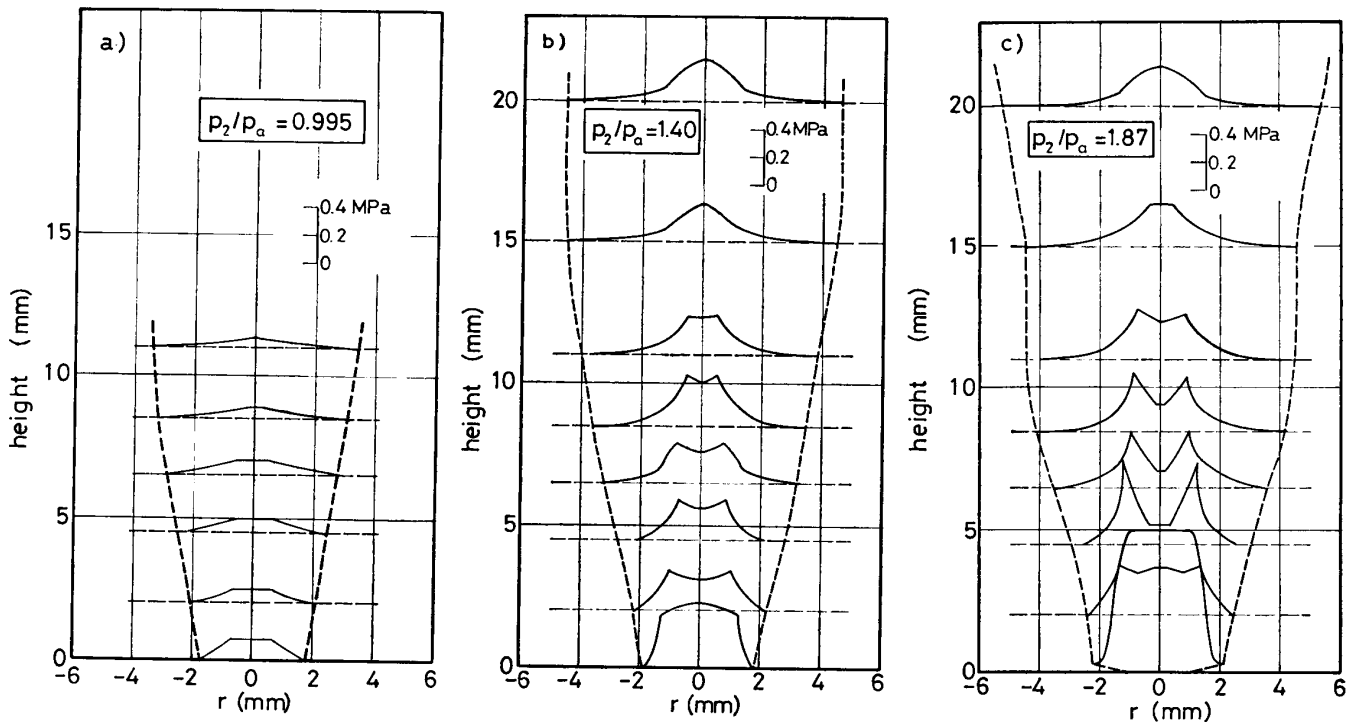


Fig. 14 Radial profiles of total pressures in N_2 -water jets. Static depth of water = 90mm.

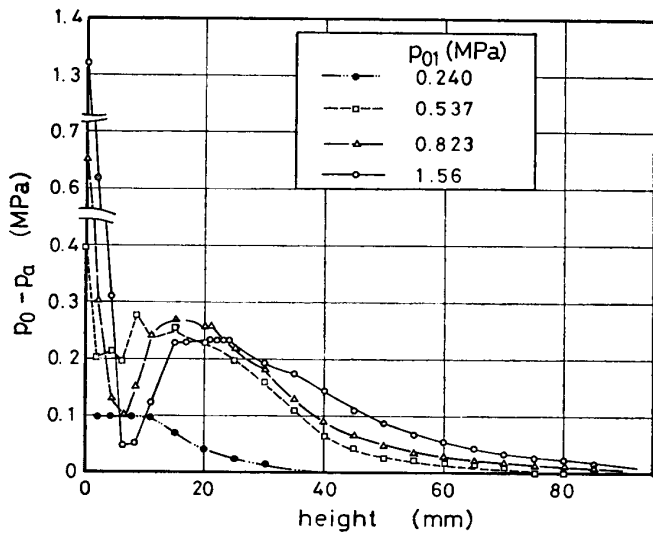


Fig. 15 Axial profiles of total pressures in N_2 -water jets. Static depth of water = 90mm.

$p_a > 1.4$ の場合, ノズル直上から軸対称リング状に全圧ピークが発達し始めるとともに, その内側では全圧は逆に低下し始める. 気流の上昇とともに達したのち, 全圧値および両者の差は減少する. 全圧ピークと谷の全圧はそれぞれ最高, 最低にのジェット軸上高さ l 方向分布を Fig. 15 に示す. $p_{01} = 0.240$ MPa ($p_2/p_a = 0.995$) の場合 $l/d \approx 5$ まで一定であり, その後単調に減少する. $p_{01} > 0.537$ MPa ($p_2/p_a > 1.4$) の場合, ノズル上約 10 mm ($l/d = 5$) 以下で極小値に達し, 10 から 30 mm ($l/d = 5 \sim 15$) の間で極大値を経て単調減少する. $p_{01}(p_2/p_a)$ が大なるほど極小値は小さい.

空気-空気超音速の場合にも同様の現象が見られるが, 永井は複数の衝撃波から成る擬似衝撃波が伝播するためと説明している²⁾

3.4 ジェット内圧力分布とジェット形状

ジェットの形状はその内部の全圧分布特性と密接に関連すると考えられる. すなわち, 全圧分布にリング状ピークが認められるとき形状はV字型となり, それが認められないときU字型になる. この逆も成立する. ノズル特性とジェット特性との関連は両者の結節点であるノズル出口における気体の状態に求められる. ジェット特性の一つである形状に関しては, 出口状態が $p_2/p_a > 1.4$ の十分な不足膨脹領域にあることが形状をV字型にする. 気体の出口状態が不足膨脹にある

ときは、Fig. 8, Fig. 9 b) から判るように必然的に $M_2 > 1$ である。しかし、過膨脹領域 ($p_2/p_0 \leq 1$) でも $M_2 > 1$ であるから、マッハ数は形状に関する臨界量にはなり得ず、結局出口静圧が臨界量と考えられる。

3.5 ジェット中の気液混合

Fig. 13のような分布を有する超音速ジェット中の気液混合状態の把握を困難にする問題は、実験が容易でないことは勿論のこと、計算による推定の場合にも、静圧分布の物質移動に対する効果、気-液の存在状態（気泡あるいは液滴、それらの粒度）、音速、気液間速度差、測定プローブ先端に発生するであろう衝撃波効果等に関する評価の困難さである。これらの問題は未解明であるので、ここでは、気液混合相の物性値としては両相の量比に応じた平均値を用いる均質流モデル⁴⁾により、圧力分布と混合との対応について半定量的評価を行う。すなわち、ジェット中の任意の点における静圧、全圧、静温度および全温度の測定値より、各点ごとの混合率を算出する。

3.5.1 計算法

混合相の気体の質量分率を x 、容積分率を α 、気液速度比を $S (= u_g/u_l)$ とすると、定圧比熱 \bar{c}_p 、密度 $\bar{\rho}$ 、気体定数 \bar{R} 、比熱比 \bar{k} は

$$\bar{c}_p = \{x c_{pg} + (1-x) S c_{pl}\} / \{x + (1-x) S\} \quad (14)$$

$$\bar{\rho} = \{x + (1-x) S\} / \{x/\rho_g + (1-x) S/\rho_l\} \quad (15)$$

$$\bar{R} = R \{x + (1-x) (\rho_g/\rho_l) S\} / \{x + (1-x) S\} \quad (16)$$

$$\bar{k} = \{x c_{pg} + (1-x) c_{pl} S\} / \{x (c_{pg} - R) + (1-x) S c_{pl}\} \quad (17)$$

ここで、 c_g 、 c_l はそれぞれ気体、液体の定圧比熱、 ρ_g 、 ρ_l はそれぞれ気体、液体の密度である。式 (17) を得る際、 $c_l \gg (\rho_g/\rho_l) R$ を用いた。

x と α の関係は

$$x/(1-x) = \{\alpha/(1-\alpha)\} (\rho_g/\rho_l) S \quad (18)$$

ここで、つぎの仮定をおく：1) ρ の圧力または温度による変化率を計算する際、 x のこれらの状態変数による変化率は無視し得る、2) 均質流モデルでは、 $S=1$ 。

混合相の音速 \bar{c} は

$$\bar{c} = (\bar{k} \bar{R} T a^{-1})^{1/2} \quad (19)$$

$$a = (\bar{\rho})^2 \{ \bar{k} \bar{R} R (T/p)^2 x + \bar{k} \bar{R} T (\gamma_l/\rho_l) (1-x) - (\bar{k}-1) T^2 \{ (R/p) x + (\beta_l/\rho_l) (1-x) \}^2 \} \quad (20)$$

ここで、 γ_l 、 β_l はそれぞれ液体の圧縮率、体膨脹係数である。

よどみ点における量には脚号 0 を付すと

$$\bar{c}_0 = (\bar{k} \bar{R}_0 T_0 a_0^{-1})^{1/2} \quad (21)$$

$$a_0 = (\bar{k}-1) (\bar{\rho}_0)^2 \{ R (T_0/p_0)^2 \bar{c}_p x + (\gamma_l \bar{c}_p T_0/\rho_l) (1-x) - T_0^2 \{ (R/p_0) x + (\beta_l + \rho_l) (1-x) \}^2 \} \quad (22)$$

$$\bar{R}_0 = \{x + (1-x) (p_0/T_0)\} / (R \rho_l) \quad (23)$$

$$\bar{\rho}_0 = 1 / \{x(T_0/p_0)R + (1-x)/\rho_1\} \quad (24)$$

ここで

$$m = \bar{M}/a^{1/2} \quad (25)$$

$$e = \bar{R}/\bar{R}_0 \quad (26)$$

とおくと

$$p_0/p = [e \{1 + (\bar{k}-1)m^2/2\}]^{\bar{k}/(\bar{k}-1)} \quad (27)$$

$$T_0/T = (p_0/p)^{(\bar{k}-1)/\bar{k}} \quad (28)$$

$$\bar{\rho}_0/\bar{\rho} = (p_0/p)^{1/\bar{k}} \quad (29)$$

を得る。式(25)の \bar{M} は混合相のマッハ数, m は修正されたマッハ数である。

混合相の線速度 \bar{u} は

$$\bar{u} = \bar{M}c = (\bar{k}RT)^{1/2}m \quad (30)$$

式(27)は単一流体に関する式(5)と e だけ異なる類似の形式となっている。

3.5.2 ジェット中の気-液混合の推定

Fig. 16に静温度 T および全温度 T_0 の径方向分布の測定例を示す。 T_0 は T より, 最大 3°C 大

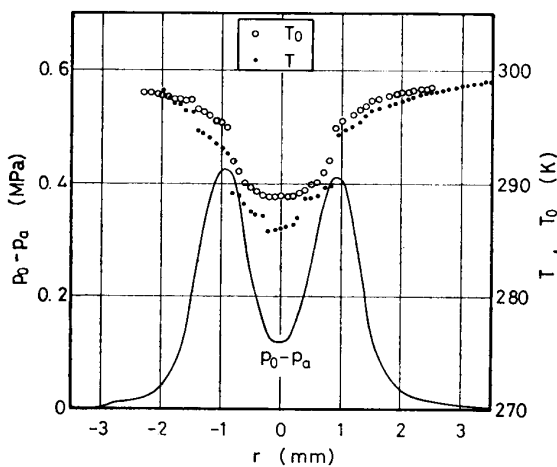


Fig. 16 Radial profiles of static (T) and stagnation (T_0) temperatures in N_2 -water jet. $p_{01}=0.823\text{MPa}$. Height of probe, $l=6.5\text{mm}$. Depth of water=90mm.

きい。静圧については Fig. 13 と同様の分布パターンであった。 p , p_0 , T , T_0 に関する測定値を式(28)に代入すると \bar{k} が得られ, これを式(17)に代入すると x が得られる。 \bar{k} , x を用いて式(14)~(16), (19)~(27)より \bar{M} が(30)より \bar{u} が得られる。

$p_2/p_a=1.87$ のV字型ジェットのノズル上4.5 mmの位置に関して得られた結果を Fig. 17, 18に示す。Fig. 17は, 空間はほとんど気体で占められているが, 水の質量分率 $(1-x)$ の分布が全圧分布に対応して増減する部分と, 全圧ピークの外縁部に極小値となる部分とから成ることを示している。Fig. 18より, \bar{u} と \bar{M} の分布は全圧分布に対応する。これらのことから, 全圧ピーク部分は \bar{u} が大きく含水率が高い。すなわち水の質量流束 $(1-x)\bar{u}$ が大きい領域で

あること, 他方谷の部分はその逆であることが推測される。永井は空気-空気系の場合に全圧分布に対応した質量分布を得ている²⁾。

観察によれば, ジェットの外縁部は微細な気泡相であるが, Fig. 17と比較するとこの相は外縁部の含有率の谷部に対応し, 速度は比較的小さいと思われる。

空気-水気泡流中の音速は最小値 $20\sim 30\text{m/s}$ をとることが知られているが⁹⁾, Fig. 18においても約 20m/s の音速が得られた。

Photo. 2に示す2次元水槽における観察によれば, ノズル先端部分に透明なコア部が認められ

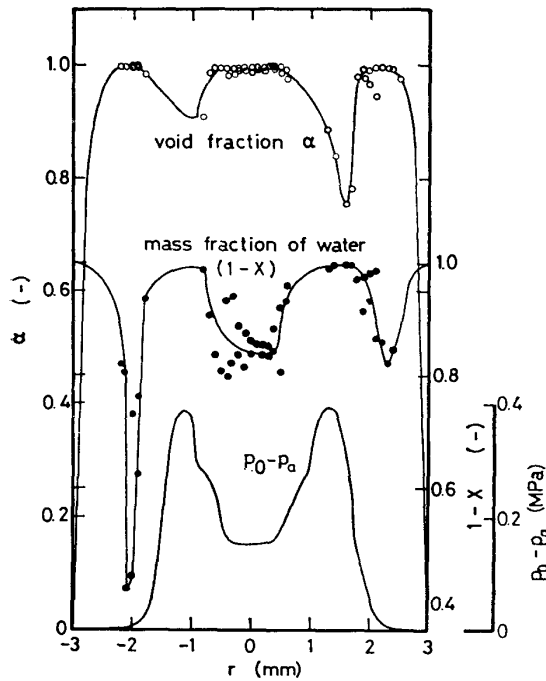


Fig. 17 Calculated radial profile of hold up of water in N_2 -water jet. $p_{01} = 0.823\text{MPa}$. Height of probe, $l = 4.5\text{mm}$. Depth of water = 90mm .

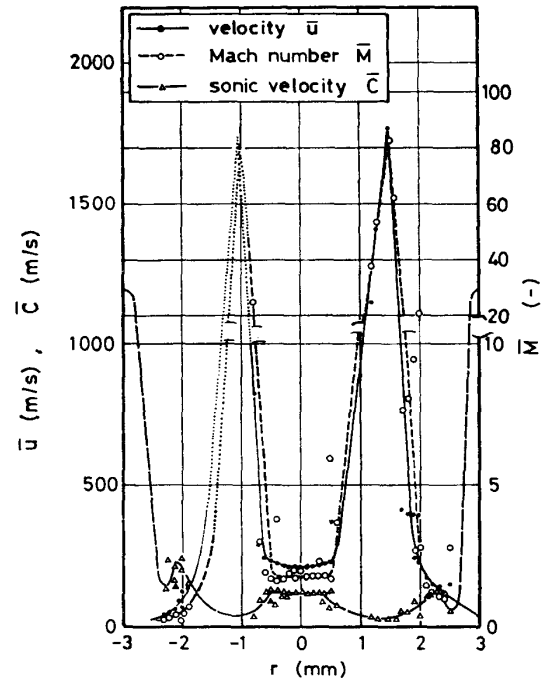


Fig. 18 Calculated velocity of gas-water mixture, \bar{u} and sonic velocity, \bar{c} in the jet shown in Fig. 17.

る。このコアは p_2/p_a が大きいほど成長する。水が液滴となるか、ガスが気泡となるかにより混合相の光の反射と透過の状態が異なるので、写真の光の濃淡と混合率との対応は付け難いが、ノズル近傍と上部とで濃淡の分布がかなり異なっており、混合状態が両領域で異なった特性をもつことを示唆している。

4. 結 言

不足膨脹噴流の場合を中心として、水中への高速ガス吹込みに関する実験を行い、以下のような知見を得た。

1) ノズル内での気体への熱供給はノズル出口における気体の衝撃関数と運動エネルギーを増大させ、ジェットを強化するのに効果的である。

2) ジェット形状に関する臨界量はノズル出口における静圧であり、ジェットがV字型になるのは、背圧に対する静圧比が1.40以上の場合である。この値が1.1以下のときジェットはU字型になる。

3) N_2 の水中における非設計条件噴流の場合のノズル近傍におけるジェット内静圧および全圧分

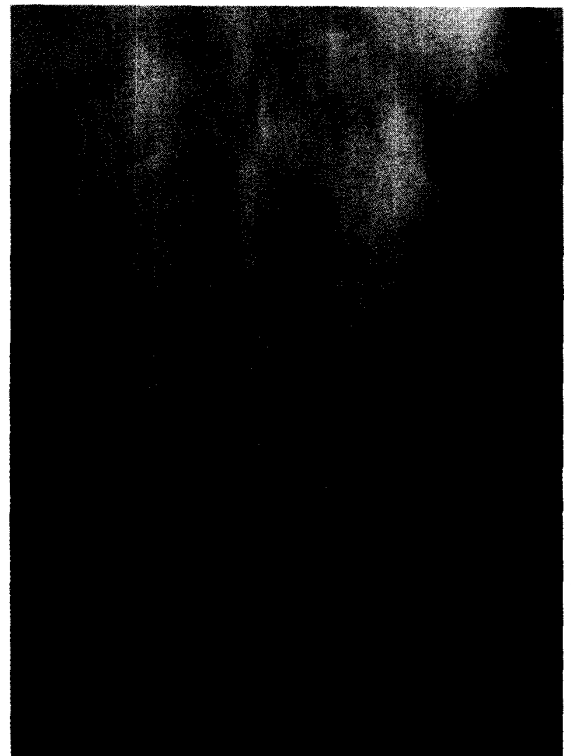


Photo. 2 Observation of potential core and reflected light intensity in two-dimensional jet. Mass flow rate of $N_2 = 0.584\text{kg/s}$ (7.2l/s , 20°C).

布は, 空気- 空気系の場合と類似の特徴を有する。すなわち, 全圧の径方向分布は, 中心部分に谷, その外側にピークを有する。

4) 気-液混合相の速度の径方向分布は全圧分布に対応する。

5) 高圧吹込みの際に認められる全圧ピーク部分は水の質量流束が最も大きく, 気-液混合が最も活発な部分と考えられる。