

通常軸対称噴流中におけるアブレーシブの 運動に関する理論的研究

濱田 聡美*・岡山 新史**・本川 高男***・南 典明***・
川北 浩久***・滝石 貴子****・山崎 堯右*****

(*荏原製作所・**愛媛大学大学院連合農学研究科施設生産学研究室・
高知県工業技術センター・*下八川中学校・*****農学部機械工学研究室)

A Theoretical Study of Abrasives Movement in a Normal Axisymmetric Jet

Satomi HAMADA*, Shinji OKAYAMA**, Takao HONGAWA***, Noriaki MINAMI***,
Hirohisa KAWAKITA***, Takako TAKIISHI****, and Takasuke YAMASAKI*****

Ebara Cooperation; **Laboratory of Plant and Animal Production, The United Graduate School of Agricultural Science, Ehime University; *Kochi Prefectural Industrial Technology Center; ****Shimoyakawa Junior High School; *****Laboratory of Mechanical Engineering, Faculty of Agriculture*

Abstract : The movement of a particle in a jet stream and the distribution of particle groups of different sizes are theoretically investigated for application in water jet and shot blast technology. In particular, the trajectory of a particle and radial kinetic energy distribution of particles immediately before colliding with the plate, which is perpendicular to the axis of the jet, in the jet stream are calculated by using the equation of motion taking into account Basset force. Results clarify that, in the case of uniform mixture flow at the nozzle, particles near the central axis of the jet collide with the impinged plate in a nearly uniform distribution pattern. The larger the particle the more apt it will be to move in a straight line in the jet, what's more, as velocity increases accuracy increases as well.

緒 言

アブレーシブジェットを利用する上で、噴流中の粒子の運動を知ることは重要である。粒子まわりの衝突空気噴流の流れ場については多くの成果^{1,2)}があるものの、液噴流とりわけ超高压領域における液噴流の流れ場は未だに不明な点が多い上に、一部^{3,4)}を除いて衝突噴流中の粒子運動についてはあまり検討されていない。

以上のような現状とはいえ、通常噴流中の粒子の挙動を検討することはこういった現象の基本的な性質を知る重要な課題であろう。ここではとりあえず得られやすい既往の空気噴流速度の諸データから流れ場の近似式を表現し、これを用いて、まず軸対称低圧液噴流中の混入粒子の軌跡ならび衝突寸前の運動エネルギー分布を数値計算の上から検討した。この結果、高速噴流中心軸上での一次元的取扱いの妥当性を評価できるとともに、ホーニング、ブラスト加工などへの資料となると考える。

記 号

- b_o : 噴流の半径方向の半値幅
 b_w : 噴流の軸方向の半値幅
 C_D : 抗力係数
 C_v : 鋼球の慣性質量係数
 D : ノズルの内径
 h : スタンドオフ距離
 K_B : バセット力の係数
 M : 鋼球の質量
 m : 鋼球が押し退けた部分の水の質量
 R : 鋼球の半径
 r : 噴流半径方向距離
 t : 時間
 V : 鋼球の速度
 W : 噴流の液流速
 x : 位置ベクトル
 z : 噴流軸方向のノズルからの距離
 η : ポンプ効率
 ν : 動粘度
 π : 円周率
 ρ_l : 水の密度
 ρ_s : 鋼球の密度
 τ : ずれ時間
 添字: c 噴流中心, m 最大値,
 o ノズル出口, r 半径方向,
 z 軸方向

計 算 式

ここでは噴流を軸対称流で考える。液流速 W の場合において、質量 M の球状の粒子が位置ベクトル \vec{X} (r, z)で運動する時、粒子運動方程式を次式で与える。^{5,6)}

$$M(d^2\vec{x}/dt^2) = \vec{F}_D + \vec{F}_V + \vec{F}_B + \vec{F}_G + \vec{F}_F \quad (1)$$

ここで、 \vec{F}_D は鋼球と水との相対速度による抗力、 \vec{F}_V は加速抗力、 \vec{F}_B はバセット力⁶⁾、 \vec{F}_G は重力、 \vec{F}_F は浮力であり、それぞれ次式で表される。

$$\vec{F}_D = \frac{1}{2} \rho_l \pi R^2 C_D V_r \left(\vec{W} - \frac{d\vec{x}}{dt} \right) \quad (2)$$

$$V_r = \sqrt{\left(\vec{W} - \frac{d\vec{x}}{dt} \right)^2}$$

$$\vec{F}_v = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_i C_v \left(\frac{d\vec{W}}{dt} - \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} \right) \quad (3)$$

$$\vec{F}_b = K_B \frac{m}{2R} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \int_0^t \frac{d(\vec{W} - \frac{d\vec{x}}{dt})}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (4)$$

$$\vec{F}_g = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_s \vec{g} \quad (5)$$

$$\vec{F}_r = -\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_i \vec{g} \quad (6)$$

ただし C_D の Re 数依存性は Chart 1. に示す諸式を用いた。ただしここでは 2 種類の流れ場を取り上げて、式(1)により噴流の流れ場中の粒子群の噴流中の運動を数値計算によって求めた。ただし粒子同士の干渉はないものとする。流れ場(case1)は衝突板上岐点付近のみを考えて二次元の流れとし、 $W_r = \alpha r$, $W_z = \alpha(z-h) \dots$ (7) (α は定数)である。

流れ場(case2)は軸対称噴流を取り上げ、もちいた流れ場としては以下の諸式および、データからこれを満足する近似的な式で表現した。すなわち式(9)は円能寺²⁾, 宮田⁷⁾ (Plate1.), 式(10)は円能寺²⁾ (Plate2.), 式(11)はAmano⁸⁾ (Plate3.), 式(13)は円能寺²⁾, Poreh⁹⁾のデータ(Plate 4.), などを用い、以下の式とした。なお、それらの式のデータとの対比は付図に示してある。

流れの展開式では半噴流の式を用い、

$$\left. \begin{aligned} W_z &= W_{z0}(1 + \operatorname{erf} \eta') \\ \eta' &= (0.5D - r)/z \\ W_r &= [z'g(r)] f(r) / [z' - g(r)] \\ f(r) &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{k}}{z} \frac{z'/r - (1/4)(z' - r)^2}{[1 + (1/4)(z' - r)^2]} \\ g(r) &= z'/D(0.5D - r) \\ z' &: \text{ポテンシャルコア長} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

自由噴流域および衝突噴流域の噴流軸方向最大速度は

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq z < 3.2D \text{ で} \\ W_{z,m} &= W_0 \\ 3.2D \leq z < 12D \text{ で} \\ W_{z,m} &= \sin^2 \left(\frac{z/D - 3}{7} \right) / \left(\frac{z/D - 3}{7} \right)^2 W_0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

自由噴流域および衝突噴流域の噴流軸方向速度分布は

$$\left. \begin{aligned} 0.0001b_w \leq r < \pi b_w / 2.8 \text{ で} \\ W_z &= \sin^2 \frac{1.4r}{b_w} / \left(\frac{1.4r}{b_w} \right)^2 W_{z,m} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$\pi b_w / 2.8 < r \leq 2b_w$ で

$$W_r = (b_w / 1.4r)^2 W_{r,m}$$

半値幅 $b_w = 0.088z$

自由噴流域および衝突噴流域の噴流半径方向最大速度は ($h/D = 1.2$)

$0 \leq r < 1.9D$ で

$$W_{r,m} = 0.417 \sqrt{\frac{1 - (r/D - 1.9)^2}{1.9^2}} W_0 \quad \left. \vphantom{W_{r,m}} \right\} \quad (11)$$

$1.9D < r \leq 4D$ で

$$W_{r,m} = \left[\frac{1}{15} \exp \left\{ - \left(\frac{r}{D} - 1.9 \right)^2 \right\} + 0.417 - \frac{1}{15} \right] W_0$$

自由噴流域の噴流半径方向速度分布は

$$W_r = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{z} \frac{\eta - (1/4)\eta^2}{[1 + (1/4)\eta^2]} \quad (12)$$

$$\eta = r/z, K = 2\pi \int_0^\infty W_z^2 r dr$$

衝突噴流域の噴流半径方向速度分布は

$b_u(h - 0.2) < z \leq h$ で

$$W_r = \sqrt{\left[- \frac{\{(h-z)/b_u + 0.2\}^2}{0.2^2} - 1 \right] \times 0.5^2 + 0.5} W_{r,m}$$

$b_u(h - 3.73) < z \leq b_u(h - 0.2)$ で

$$W_r = \left[\frac{1}{1.2} \exp \left\{ \left(- \frac{h-z}{b_u} - 0.2 \right)^2 \right\} + 1 - \frac{1}{1.2} \right] W_{r,m} \quad \left. \vphantom{W_r} \right\} \quad (13)$$

$b_u(h - 5) < z \leq b_u(h - 3.73)$ で

$$W_r = [1/1.2 \{-2 \times (3.73 - 0.2)\} \exp \{- (3.73 - 0.2)^2\} \\ \{ (h-z)/b_u - 3.73 \} + 1/1.2 \exp \{- (3.73 - 0.2)^2\} + 1 - 1/1.2] W_{r,m}$$

半値幅 $b_u = 0.078r$

以下のような流れ場の中に粒子群をノズル断面から初速度ゼロで一様に投入した時に、下の衝突板上任意点に到達する異径の全粒子群の運動エネルギーの総和を求めた。運動エネルギーの大小が固体の壊食、加工に関与していると判断されるからである。

計 算 結 果

流れ場(case1)における粒子運動についての計算結果を示す。Fig.1は単一径粒子をノズルの各場所から初速度ゼロで投入したときの衝突板までの粒子の軌跡である。噴流外周でやや外に流される。図中ではノズル出口の位置は左上で、そこから横軸上に位置する衝突板上にいたる粒子運動を示すが、下流においても、粒子は投入位置から噴流中心方向には運動していかない。投入するノズル出口での粒子径がガウス分布 ($\mu = 0.5\text{mm}$, $\sigma = 0.1\text{mm}$, 0.02mm の階差) を持つと仮定した場合の衝突板上での粒子の噴流軸方向成分の運動エネルギー分布をFig.2に示す。この場合、噴流中心からノズル径の1/14の間隔で、各位置から粒子 10^4 個を初速度 $V_0 = 0\text{m/s}$ で投入する場合について

計算を行った。このようにノズル全体から粒子が混入する場合、おおよそ噴流全面にわたって粒子が同程度の濃度で混入しており、運動エネルギーも比較的均一な分布となる。Fig.3.にはノズル周辺のみから、ガウス分布 (Fig.2.と同一条件) の粒径群を投入した場合の衝突板寸前の運動エネルギー分布を示す。噴流周辺のみが壊食を受けることが予想される。

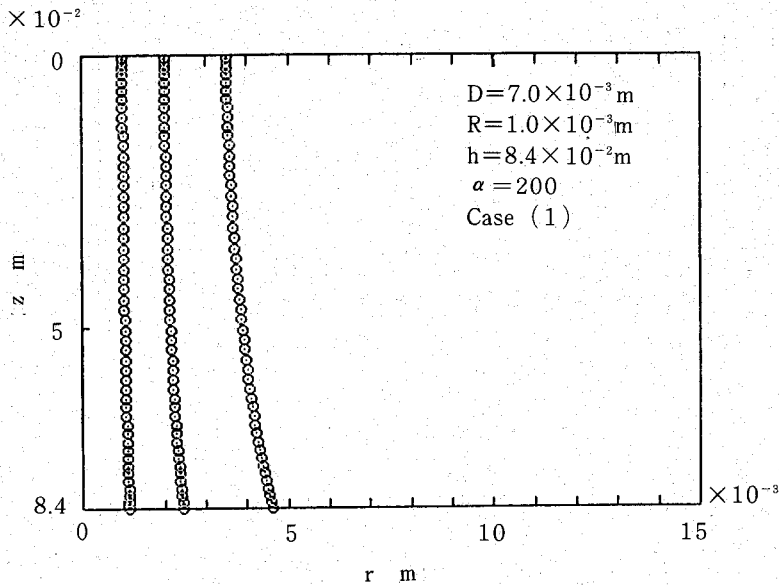


Fig. 1 . Trajectory, from the nozzle to the plate, of a single particle.

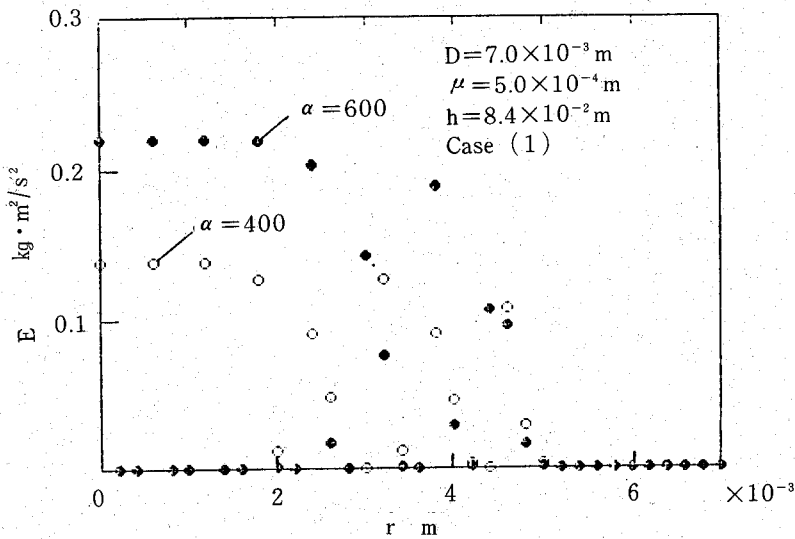


Fig. 2 . Radial kinetic energy distribution of particles immediately before colliding with the plat (particles pass through the inside of nozzle).

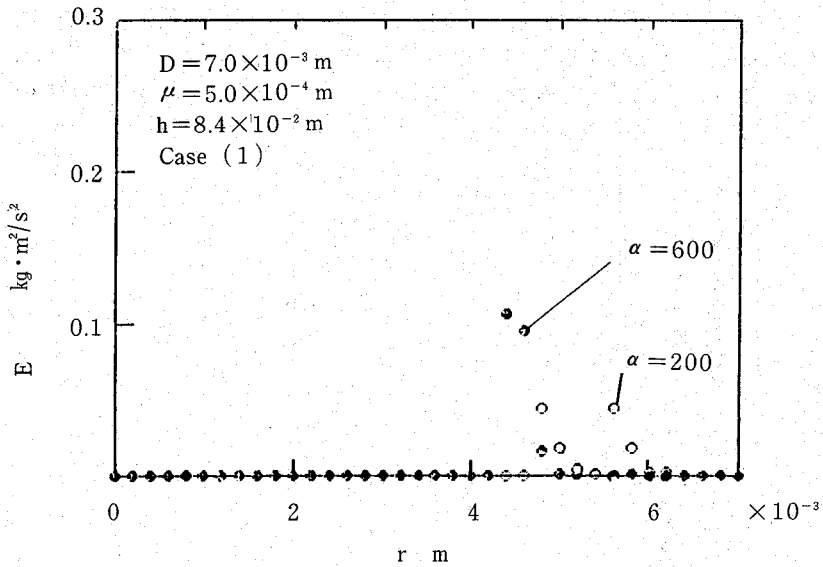


Fig. 3 . Radial kinetic energy distribution of particles immediately before colliding with the plate
(Particles enter jet stream at point of flow from the nozzle).

次に流れ場(case2)における粒子の軌跡をFig.4. (ノズル全面から単一径粒子投入) , Fig.5. (ノズル周辺から単一径粒子投入) に示す。Fig.5.からわかるように、投入位置から粒子は噴流外沿方向に運動していくが、高速ほど慣性によって軸中心に集中している。

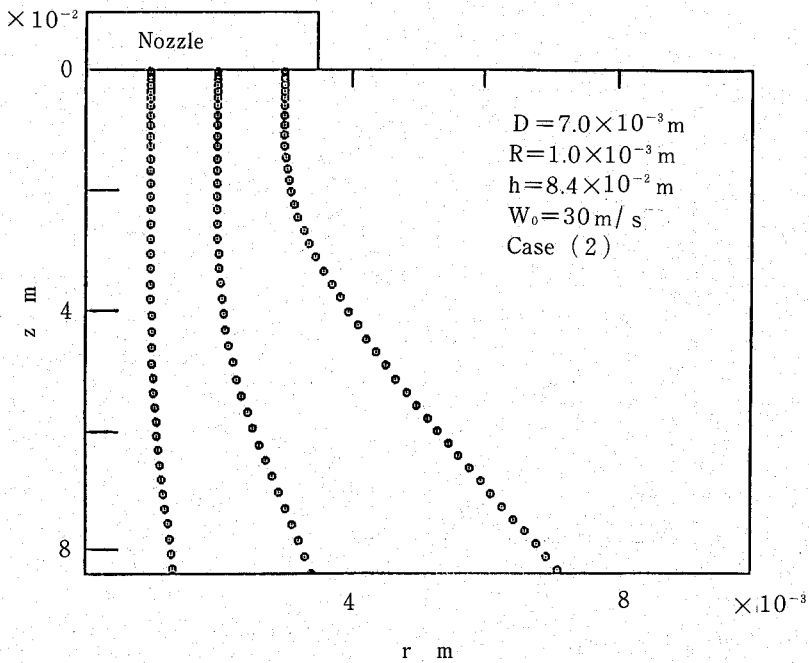


Fig. 4 . Trajectory, from the nozzle to the plate, of a single particle.

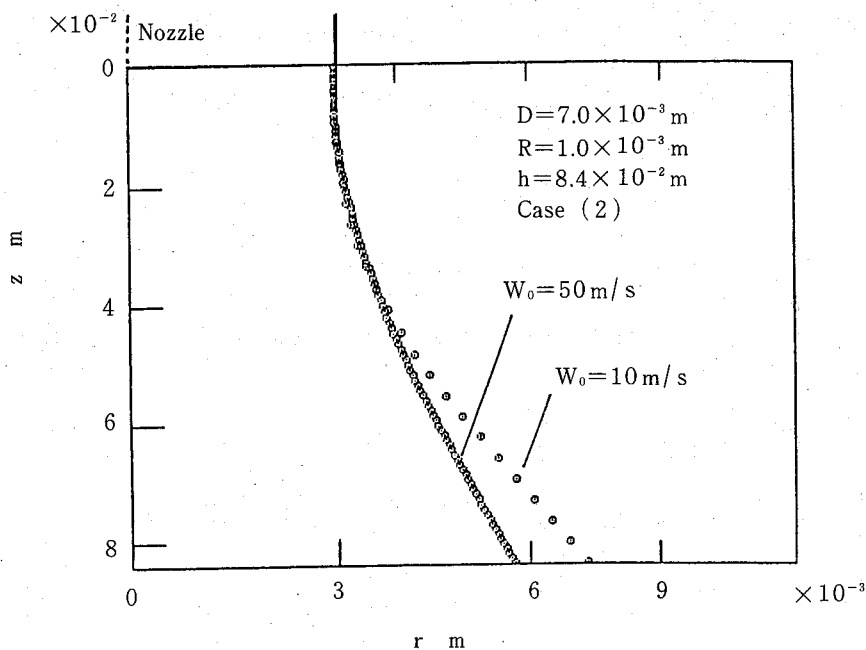


Fig. 5 . Trajectory, from the nozzle to the plate, of a single particle.

前述した条件の粒子群をノズル全面から投入した場合の粒子の衝突寸前の運動エネルギー分布を Fig.6. に示す。case1の場合のように噴流全断面にわたって一様なエネルギー分布にはならないものの、噴流軸中心付近をピークとした噴流全面にわたった運動エネルギー分布となることから、粒子衝突による壊食等の最大値は噴流軸中心の粒子運動から予測が可能と考えられる。

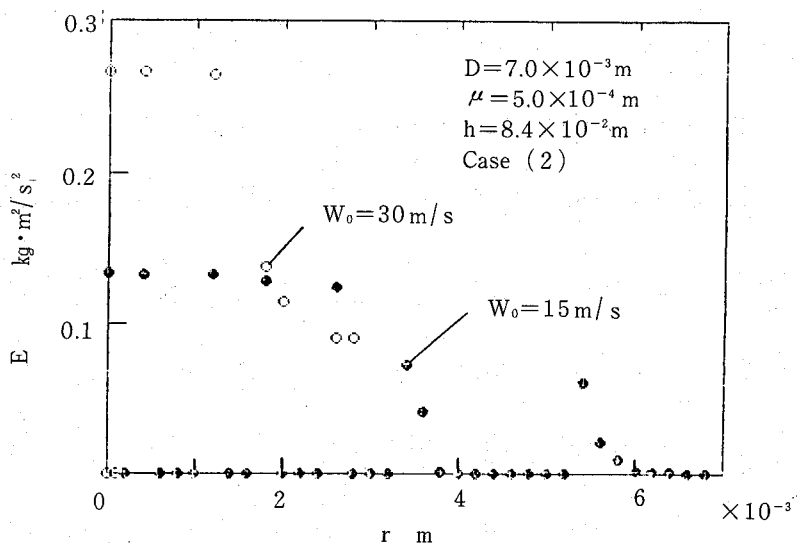


Fig. 6 . Radial kinetic energy distribution of particles immediately before colliding with the plate
(Particles enter jet stream at point of flow from the nozzle).

さらに高速噴流になるほど噴流軸中心付近は平坦なエネルギー分布となる。これにより噴流軸を中心とした一次元的な取扱いができるといえる。

なお、今後超高圧噴流についても検討する必要があるものの、上記の結果よりおおよその性質を類推することができよう。

結 言

以上の数値計算の結果、次の諸点が明らかになった。

- (1) 混入粒子は粒径が小さく、低速なほど噴流中心方向から遠心方向に移動し衝突する。
- (2) ノズル径全体から粒子が混入される場合は、衝突板上での運動エネルギーは低速噴流では非一様な分布となるが、高速になれば中心付近ではほぼ均一な分布に近づく。このことから噴流軸中心の一次元理論で近似的に取り扱うことができる。
- (3) ここで取り扱った条件の範囲では、噴流外周のノズル表面から粒子を混入しても噴流軸中心には到達しない。

以上の知見は、アブレーシブジェットだけでなく、エアブラスト、その他の類似現象を用いた研磨、加工機器の開発にも指針を与えようとする。

文 献

- 1) 赤池志朗・根本光正：軸対称層流噴流のポテンシャルコアについて。機械学会論文集B編, 52(482), 3452-3459(1986).
- 2) 円能寺久行・浅沼強：軸対称空気噴流の垂直衝突(実験)。機械学会論文集B編, 53(486), 423-431(1987).
- 3) 湯・下田・福井・上滝：2次元含塵噴流中の粒子の乱流拡散。化学工学論文集, 4(1), 74-80(1978).
- 4) 松藤久良・長谷川英次：流体中に浮遊する微小粒子と物体との衝突条件。機械学会論文集B編, 52(474), 549-556(1987).
- 5) 辻裕：空気輸送の基礎。養賢堂(1984).
- 6) BASSET, A. B.: "A Treatise on Hydrodynamics." Vol.2, Dover(1961).
- 7) 宮田・小松：二次元衝突噴流。機械学会第858回講演会講演論文集, 750(8), 61-64(1975).
- 8) AMANO, R. S. and BRANDT, H.: Numerical study of turbulent axisymmetric jets impinging on a flat plate and flowing into an axisymmetric cavity. Trans. ASME, *J. Fluid Eng.*, 106, 410-417(1984).
- 9) POREH, M., TSUEI, Y. G., and CERMAK, J.E.: Investigation of a turbulent radial wall jet. Trans. ASME, *J. Appl. Mech.*, 457-463(1967).
- 10) 石原智男・槌田昭：噴流について。日本機械学会誌, 66(537), 1333-1340(1963).

付 録

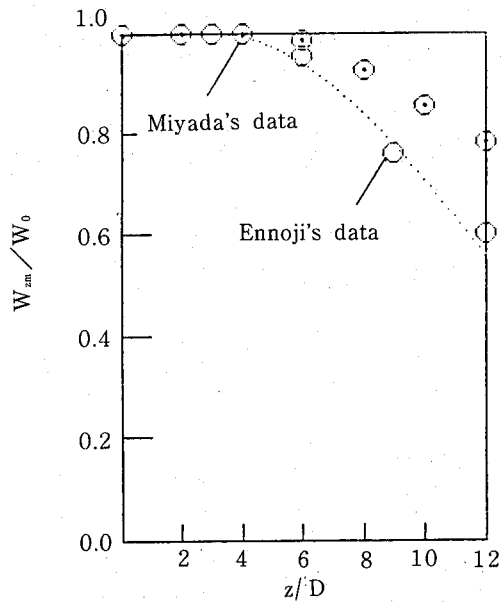


Plate 1 . Axial distribution of maximum jet velocity used for the present theoretical calculation.

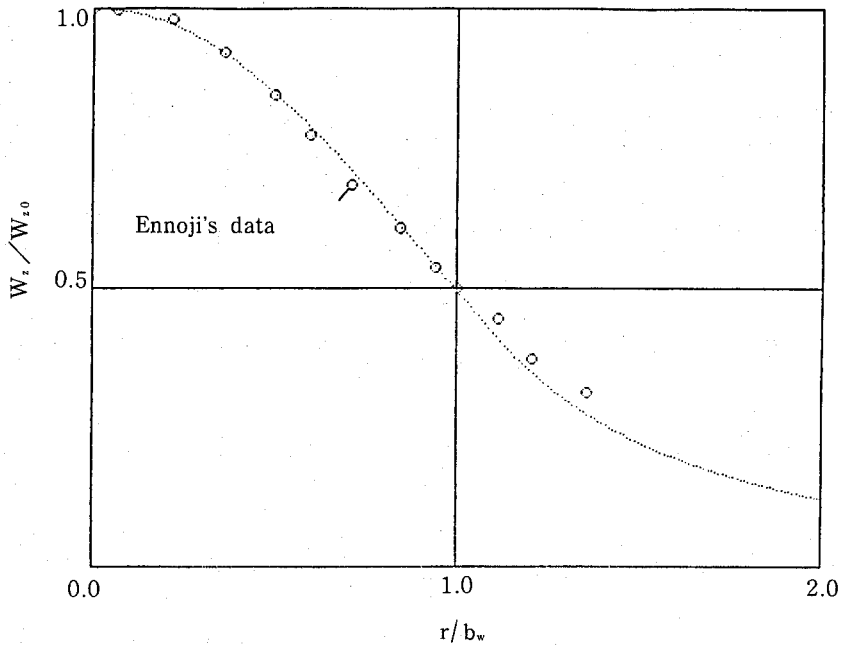


Plate 2 . Axial distribution of maximum jet velocity used for the present theoretical calculation.

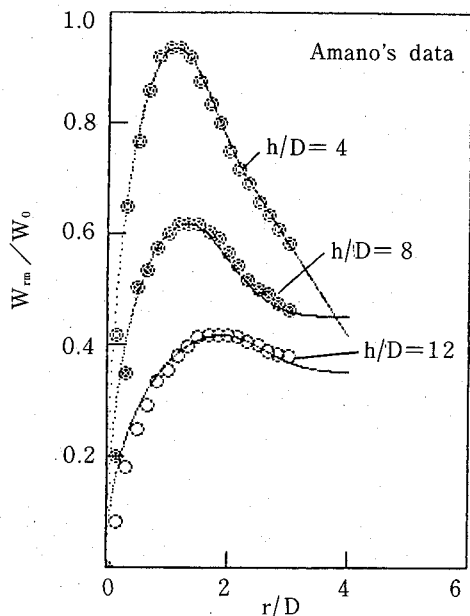


Plate 3 . Radial distribution of maximum jet velocity used for the present theoretical calculation.

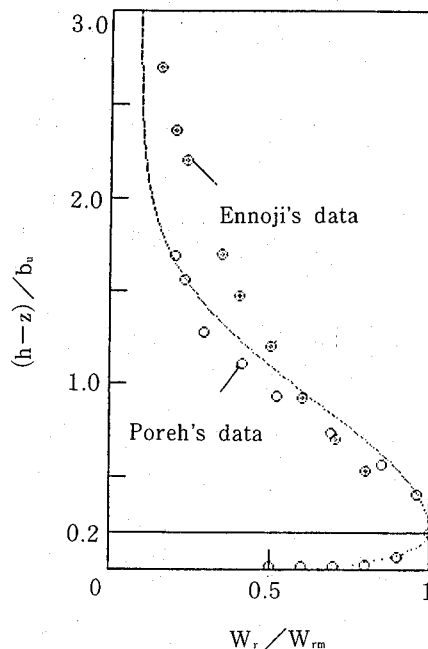


Plate 4 . Radial distribution of maximum jet velocity used for the present theoretical calculation.

Re	C _D
Re ≤ 0.7	24/Re
0.7 < Re ≤ 1	3/16 + 24/Re
1 < Re ≤ 40	24Re ^{-0.74}
40 < Re ≤ 3 × 10 ²	10/√Re
3 × 10 ² < Re ≤ 1 × 10 ³	3.85Re ^{-0.314}
1 × 10 ³ < Re ≤ 5 × 10 ³	0.9981Re ^{-0.1129}
5 × 10 ³ < Re ≤ 2 × 10 ⁴	0.17096 (logRe) ² - 1.283 (logRe) + 2.7974
2 × 10 ⁴ < Re ≤ 1.7 × 10 ⁵	-0.15858 (logR ² + 1.55923 (logRe) - 3.33495
1.7 × 10 ⁵ < Re ≤ 2.8 × 10 ⁵	-4.96277 (logR ² + 51.69868 (logRe) - 134.157
2.8 × 10 ⁵ < Re ≤ 5.8 × 10 ⁵	1.18747 (logRe) ² - 13.56431 (logRe) + 38.8356
5.8 × 10 ⁵ < Re ≤ 1.7 × 10 ⁶	0.154169 (logRe) - 0.785542
1.7 × 10 ⁶ < Re	0.175

Initial Conditions	Q _ℓ = 5.5 × 10 ⁻⁴ m ³ /s, Q _g = 1.2 × 10 ⁻⁴ m ³ /s Z = 0.005 m, V ₀ = 4.0052 m/s, W = 5.3658 m/s
	Q _ℓ = 5.5 × 10 ⁻⁴ m ³ /s, Q _g = 5.3 × 10 ⁻⁵ m ³ /s Z = 0.005 m, V ₀ = 2.3203 m/s, W = 2.2275 m/s
Calculation intervals	H = 0.0005

Chart 1 . Theoretical conditions

(1990年 9月29日受理)

(1990年12月27日発行)