

水面突入流れによる壁面噴流の流水特性について

西日本工業大学 正〇 赤司 信義

西日本工業大学 正 石川 誠

山口大学工学部 正 斎藤 隆

1. はじめに

落水水脈が水面に突入する際には多量の空気泡が水中に混入され、水面突入後の流れは混入空気泡の浮力効果によって著しく減勢されている。しかし、これまでのところ水脈の水面突入に伴う混入空気量や混入空気量と流れの減勢特性との関係はほとんど明らかにされていない。又、水中への空気混入機構も現在のところ明らかではないが、本研究では水脈の落下高が小さい場合（水脈が水滴化せず、水脈と静水面との境界で空気が混入されていると思われる場合）を対象として混入空気量や水深が十分深い場合において形成される気泡停滞深さ及び水深が気泡停滞深さより浅い場合に水面突入流れによって形成される河床衝突後の流れの拡散特性（最大流速，流れの幅）を実験的に明らかにしたものである。

2. 実験装置とその方法

実験水槽は $3\text{m} \times 1\text{m} \times 0.2\text{m}$ の両面アクリル鋼枠製水槽で、水槽中央上部に幅 $1 \times 20\text{cm}$ のノズルを設けている。ノズルから水面までの落下高 $2 \sim 30\text{cm}$ 、ノズルでの噴出速度は $1 \sim 3\text{m/s}$ とした水流速度 u は総圧孔径 0.5mm のブラントル型ビトー管で又、気泡存在率（ボイド率 f ）はボイドプローブにて測定した。混入空気量は水面より 3cm 程度下の水平断面の速度分布、ボイド分布をもとにして $q_a = 2 \int_0^\infty (u - u_b) dy$ によって求めた。 u_b は気泡と水流との相対速度で 25cm/s とした。

3. 実験結果とその検討

図1は流れの概略を示したものである。図2は混入空気量 q_a と水流量 q との比を示したもので次元解析的には $q_a/q = f(u_0 b_0/\nu, u_0/\sqrt{gH}, H/b_0)$ と示されることから、 q_a/q と個々の無次元量との関数関係を残りの無次元量が一定の場合に対して求めると、 $q_a/q \propto (u_0 b_0/\nu)^{1.4}$ 、 $q_a/q \propto (u_0/\sqrt{gH})^{0.6}$ 、 $q_a/q \propto (H/b_0)^{0.9}$ となっていたことから、 q_a/q がこれらの積に比例すると仮定して示したものである。空気混入の境界条件は明らかではないが、ここでは図中に示す実験式（点線で記入）で評価する。気泡停滞深さ x_e （図3）についても同様な考察のもとに関数関係を求めると x_e/b_0 は $(u_0 b_0/\nu)^{0.93}$ 、 $(u_0/\sqrt{gH})^{0.93}$ 、 $(H/b_0)^{0.07}$ にほぼ比例していて、これらの積で比例すると考え、 x_e/b_0 のかわりに x_e/H で表示すると $x_e/H (\sqrt{gH} H/\nu)^{0.93}$ となった。

さて、水面突入後の流れのボイド率を f とすると流れの平均的密度 ρ は $\rho = f\rho_a + (1-f)\rho_w$ と示され、近似的には $f = (\rho_w - \rho)/\rho_w$ となる。又水面突入点で様なボイド分布をもつとすると水流量 $q = (1-f_0)u_i b_i$

、空気流量 $q_a = f_0(u_i - u_b)b_i$ となり、これらの式で気泡の浮上速度 u_b を u_i に対して、又 q_a を q に対して無視すれば $f_0 = q_a/q$ と示される。水面突入後の流れの水流速度分布及びボイド分布関数を $u/u_m = \exp$

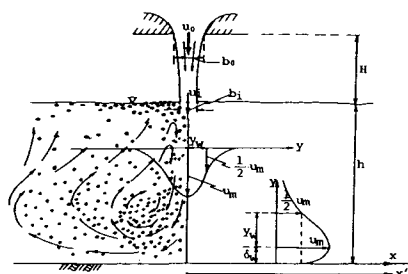


図1 流れの概略

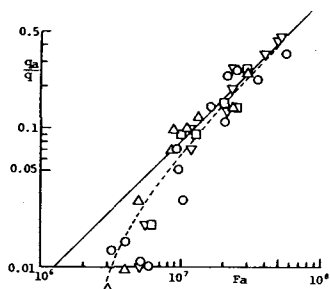


図2 混入空気量

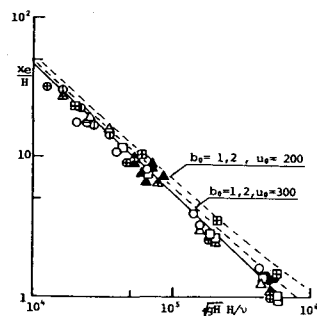


図3 気泡停滞深さ

$$\frac{dQ}{dx} = 2 \alpha u_m, \quad Q = 2 \int_0^\infty (1-f) u^2 dy \quad (1)$$

$$\frac{dM}{dx} = 2 \int_0^\infty f g dy, \quad M = 2 \int_0^\infty (1-f) u^2 dy \quad (2)$$

$$\frac{dB_y}{dx} = 0, \quad B_y = 2 \int_0^\infty f(u - u_b) dy \quad (3)$$

$$X_* = 2^{\frac{1}{2}} \int_{M_*}^1 \frac{M_*}{(1-M_*^2)^{\frac{1}{2}}} dM_* \quad (4)$$

$$Q_* = 2^{-\frac{1}{2}} (1-M_*^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

$$M_* = \frac{M}{M_o}, \quad Q_* = \frac{(1+\lambda^2)^{\frac{1}{2}}}{2\alpha^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{|B_y|^{\frac{1}{2}}}{M_o} \cdot Q \quad (6)$$

$$X_* = \sqrt{2} \alpha^{\frac{1}{2}} (1+\lambda^2)^{\frac{1}{2}} \frac{|B_y|^{\frac{1}{2}}}{M_o} x \quad (7)$$

$$F_d^{-2/3} \frac{u_m}{u_i} = \frac{M_*}{Q_*} \cdot \frac{(1+\lambda^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2} \alpha^{\frac{1}{2}}} = \frac{u_{m*}}{u_{i*}} \quad (8)$$

$$F_d^{-4/3} \frac{y_w}{b_i} = \frac{Q_*}{M_*} \cdot \frac{4 \alpha^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2} \pi (1+\lambda^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{y_{w*}}{x_{*j}} \quad (9)$$

$$F_d^2 = u_i^2 / f_0 g b_i \quad (10)$$

$$x_{*j} = F_d^{-4/3} x / b_i$$

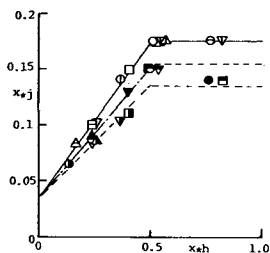


図6 衝突領域の長さ

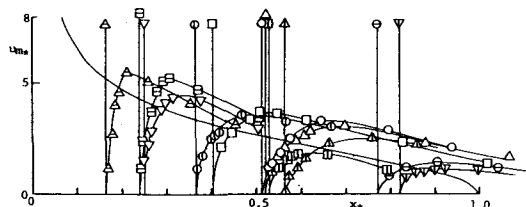


図4 最大流速の変化

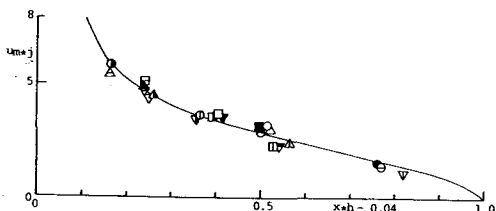


図5 最大流速のピーク値

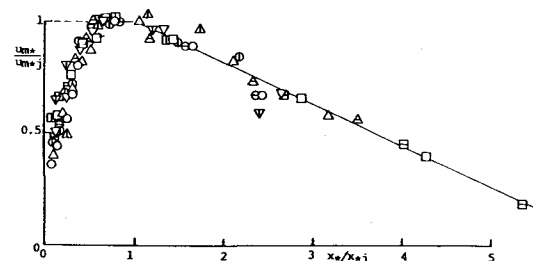


図7 最大流速の変化

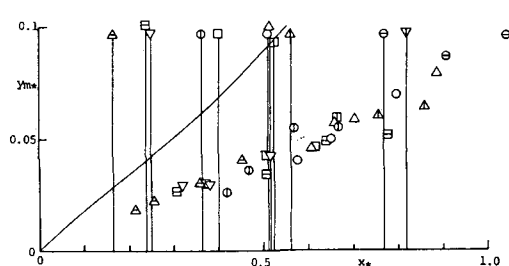


図8 流れの幅

$(-y^2/y_w^2)$, $f/f_m = \exp(-y^2/\lambda^2 y_a^2)$ で仮定し、流れの下降過程のみを対象とすれば (1) (3) 式の質量保存則、運動量保存則、輸送物質保存則を適用することができる。(1),(2) 式中のボイド率 f を又 (3) 式における u_b を無視して気泡の存在効果を浮力項のみでとらえれば、軸対称密度噴流に関するモルトンの解法を適用することができる。(1)~(3) 式の解を (4)~(6) 式に、又流れの代表値 u_m や y_w を (7),(8) 式に示しておく。気泡の停滞する深さでは u_m が u_b に等しいから、 u_m を u_b とした (7) 式と (6) 式から求められる M_* を (5) 式に代入すれば気泡停滞深さを求めることができる。その結果に f_0 の実験式を代入し、 $b_0 = 1.2 \text{ cm}$, $u_0 = 2$, 3 m/s の時の気泡停滞深さを示したものが図3中の点線であり、ほぼ実験値と合致していることから f_0 の実験式も妥当なものであると考える。次に水面突入流れによる河床衝突後の流れ特性を示す。図4は河床衝突後の最大流速の変化を示したもので、記号は (9) 式に示している。衝突点 x_{*h} より u_{m*} は増大しその後急激に減衰することが分る。各河床位置での u_{m*} のピーク値を u_{m*j} 、衝突点からピーク値までの距離を x_{*j} (衝突領域の距離) として求め、 u_{m*j} 及び x_{*j} を衝突距離 (=水深) x_{*h} に対して示したものが図5, 6である。図7は衝突後の最大流速の変化を u_{m*j} 及び x_{*j} で規格化したものであり、ほぼ一曲線で表示されることが分る。図8は衝突後の流れの幅を示したものであり衝突前の流れの幅の変化 (図中の実線) から外れているがほぼ一曲線で示されることが分る。

4. おわりに 今後、本研究で明らかにされた混入空気量及び衝突後の流れの特性をもとに壁面抵抗係数を検討していきたい。