

II-239

水面に衝突する高密度噴流の水面
での拡がり幅

東京大学 工学部 正 員 ○浅 枝 隆

東京大学 工学部 正 員 中 井 正 則

1. はじめに

連続成層中に下方から放出された噴流が水面に勢いよく衝突した場合には、水面に衝突した噴流は水面に接して水平に広く拡がりその後に急にもぐり込む。このような噴流が水平にどの程度拡がるかは、こうした噴流を利用する上では重要な問題である。ここでは、周囲より重い噴流が水面に衝突した場合の拡がりについて原因を明らかにし、拡がり幅を見積る。

2. 実験

ここでは、まず拡がる原因を明らかにするために水面に沿って放出された周囲より重い水平噴流の拡がり幅を調べ、つぎに水面直下に上向きに設置された筒より水面に向けて放出された周囲より重い噴流の拡がり幅について調べた。実験装置はそれぞれ図1、図2に示すとおりである。

3. 2次元水平重力噴流の拡がり幅

水面に沿って周囲より重い噴流が放出された場合の典型的な拡がり方を写真1に示す。噴流の上縁は水面に沿ってある距離進んだ後に急激にもぐり込む。一方、噴流の下縁からは渦が次々と放物線を描いて落下して行く。このような挙動を示す理由はつぎのように考えられる。

水面に沿って流れが存在するために、水面に沿ってBernoulliの定理を適用すると流れが存在する部分は遠方領域に比べて水面位置が低くなっている。ところが、噴流下縁より下での流れは小さいためにここの静水圧は遠方の同じ高さの部分と同じである。したがって、噴流の密度は動水圧分だけ大きいことになる。（図3参照）この仮定に従えば、噴流の過剰密度 $\Delta\rho$ と動水圧による水面低下量 $\eta = u_m^2 / 2g$ （ u_m は平均流速）との間に

$$\int_0^\infty \Delta\rho g dz \geq \rho g \eta \quad (1)$$

の関係が成立している間は噴流は水面に接して流れることになる。

水平噴流の水面での流速 u_0 、流速が水面での値の半分になる厚さ b 、流量 Q に近似的にRajaratnam (1976)による

$$\frac{u_0}{u_g} = 3.12 \sqrt{\frac{b_g}{x+1.2b_g}} \quad (2) \quad \frac{b}{b_g} = 0.1 \frac{x+1.2b_g}{b_g} \quad (3) \quad \frac{Q}{Q_g} = 0.44 \sqrt{\frac{x+1.2b_g}{b_g}} \quad (4)$$

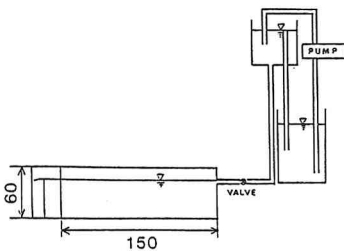


図1 実験装置（水平噴流）

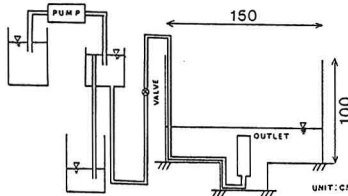


図2 実験装置（衝突噴流）

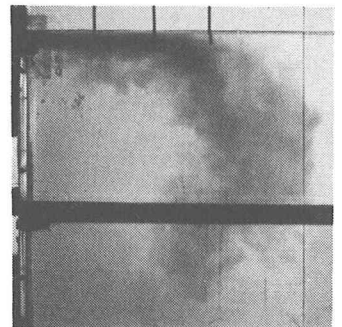


写真1 水平噴流の拡がり

を用いれば図4に示される結果を得る。ただし、横軸は初期密度フルード数 F_{d0} を、縦軸は拡がり幅 L と放出口の高さ b_0 との比を表わしている。図中の点は実験値を示すが、理論値とよく一致しているといえよう。

4. 水面に衝突する軸対称噴流の水面での拡がり幅

周囲より重い噴流が下方から水面に衝突する場合も同様に考えられる。（図5参照）ただし、この場合には鉛直な筒から流れ出る噴流と水平に向きを変え、放射状に拡がり始める時点での水平噴流との特性量の関係を求める必要がある。ここでは、Lee and Jirka(1981)にならい断面1と2の間に

$$u_1 \beta_1 = \sqrt{\pi} u_2 r_2 h_2 \quad (5)$$

$$\frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} \frac{\beta_3}{\beta_1} = \frac{\Delta \rho_2}{\rho_a} \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

$$(1 - K_L) \frac{u_1^2}{2g} \frac{\beta_3}{\beta_1} - \frac{u_1^2}{6\sqrt{3}} \left(\frac{b_1}{h_2} \right)^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2} \frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} h_2 - 2 \frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} h_2 \frac{\beta_2}{\beta_1} \quad (7)$$

の関係をを用いて、断面1と2の間の量の変換を行なう。ここで、 $\beta_1, \beta_2, \beta_3, K_L$ は係数、 λ は流速と密度差の拡がり率の比である。放射状に拡がるブルームの式は2次元の場合と同様Rajaratnamによる

$$\frac{h}{h_2} = 0.11 \frac{r}{h_2} \quad (8)$$

$$\frac{u_c}{u_2} = 3.5 \frac{\sqrt{h_2 r_2}}{r} \quad (9)$$

を用いて拡がり幅 L と筒の半径 D との関係が初期密度フルード数 $F_{d0} (= u_0 \sqrt{(\Delta \rho_0 / \rho_a) g D})$ ；添字0は放出口での値を示す）と筒先端から水面までの距離 h と D の比の関数として

$$\frac{L}{D} = C_0 \sqrt{0.109 \left(\frac{h}{D} - 2.8 \frac{h^2}{D^2} + \frac{1}{2} \right) \cdot F_{d0}} \quad (C_0: \text{計算から求まる係数}) \quad (10)$$

のように求まる。図6にこの結果と実験結果との関係を示す。水平噴流に中立な噴流の式を使うなど、種々の仮定があったにもかかわらず概略の傾向は再現しているといえよう。

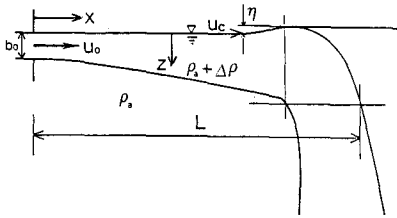


図3 座標系と概念図（水平噴流）

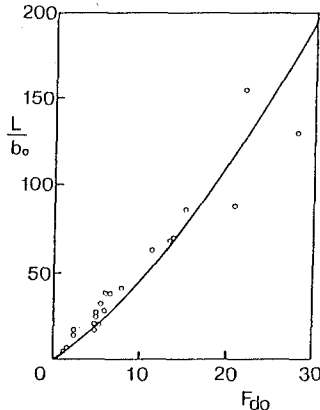


図4 拡がり幅（水平噴流）

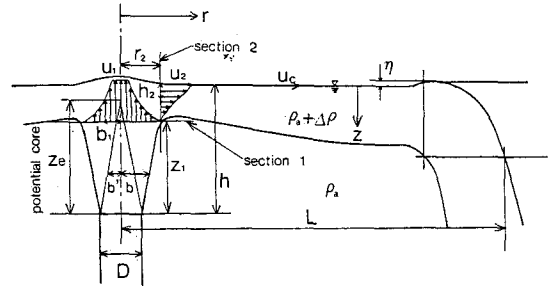


図5 座標系と概念図（衝突噴流）

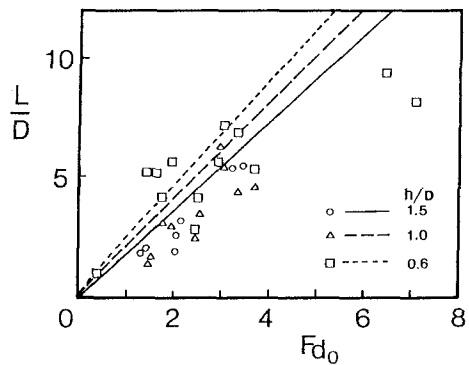


図6 拡がり幅（衝突噴流）

参考文献 1) Rajaratnam, N (1976): Turbulent jets.

2) Lee, J. H. W. and Jirka, G. H. (1981): J. Hyd. Div. Proc. ASCE. HY12, pp. 1651-1675.