

気泡混入噴流の拡散について

東北大学工学部 正員 坂本 龍雄
 , 大学院 学生員 鈴木 英世
 東北大学 , 橋 真琴

1 まえがき

アーチダムの洪水吐から自由落下した水脈は多量の気泡を伴って水リシヨンに突入する。気泡を混入した噴流は周囲流体よりも平均密度が小さい為一種の重力噴流と見なして安芸によって解析が行はれてゐる。気泡混入噴流については我々は先に行なつた実験において主流方向の速度プロファイルの無次元表示が幾何学的に相似でありほいつぎのようなガウス分布で表わすことができることを見出した。

$$u/u_m = \exp\{-K(y/z)^2\} \quad (1)$$

ここに K : 定数 u, u_m, z, y : 図1 参照
 また周囲流体と密度の異なる流体の噴流内の密度分布について一般に用いられている次のような仮定

$$\rho - \rho_0 / \rho_m - \rho_0 = \exp\{-\mu K(y/z)^2\} \quad (2) \quad \mu: \text{定数}$$

が気泡混入噴流にも適用できると考えて 連続方程式や運動量方程式に代入し解析を行つてきた。²⁾

本論文では塩水を用いて噴流の速度を測定し、その時間的変動を用いて乱流拡散係数を見極めこれを乱流拡散方程式に適用することによって密度分布プロファイルを算出し、式(2) による仮定との比較、実験値との比較を行なう。

2 塩水法流速測定 と その結果

噴流の主流部のように速度の変動が大きい流れの時間平均値を得るにはピトー管は優れた方法であるが変動成

分を測定するには適さない。ここでは塩水法により瞬間流速を得ようと試みた。装置の概略を図3に示す。淡水中でのセンサーの電気抵抗に比べ塩水がセンサーを通過する際の抵抗減少を利用して、第1・第2センサーで受けた発生信号の時間差をシンクロスコープに写し出して写真撮影をして、これを読み取つた。塩水の噴射は一回の噴射が約0.05 cc.となるよう注意深く指で押し出した。ピークが明瞭に表われないようなものは二信号に相互相関を仮定して相関係数によって時間差を判断した。

図2 電気回路

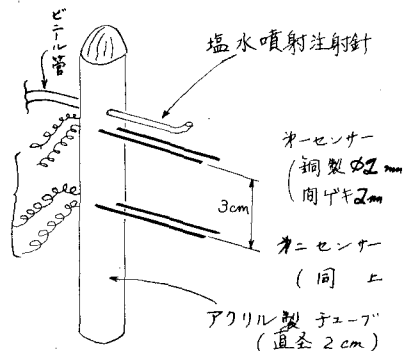
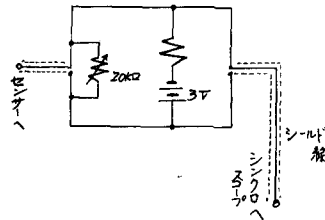


図3 センサー部

測定は気泡の混入せぬ二次元噴流で行なった。
1/2寸法は $1\text{cm} \times 50\text{cm}$ とし、流量は 16.5 g/h とした。各測定点につき約 120 個ずつ流速データを集めた。これにより平均流速を算出したものは別途行なったピトー管、堰により得た流速よりも小さかった。塩水法による速度変動頻度ヒストグラムの一例を図4に示す。速度変動成分についてまとめの結果を表1に示す。これらによると塩水法による流速測定のための収集データ数がやや不足である為か結果の不精確さが免れないようである。図5ではこれらの強さについてまとめの結果を三次元空気噴流の熱線風速計による Corrin 等の実験値と比較してみた。オーガーとしては近似していることが判るが、今回用いた塩水法センサーの構造が低速域の乱れの測定に不向きであり y の大きい場所では傾向が類似していない。

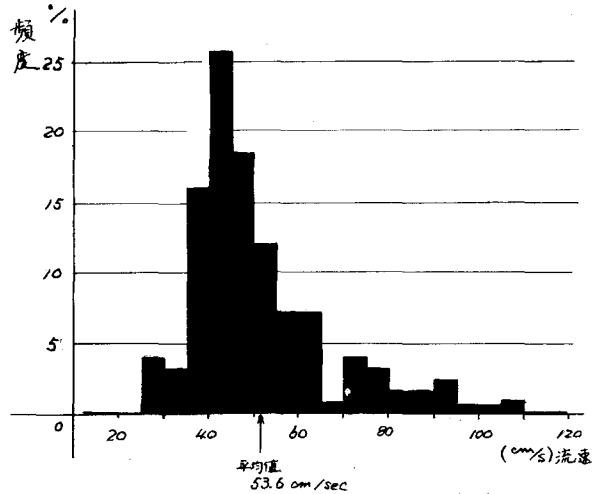


図4 $\phi=30\text{cm}$ $y=0\text{mm}$ における流速分散

表1 塩水法による測定値

測点 cm	項目	$\bar{U}$ cm/sec	$\sqrt{u'^2}$	$\sqrt{u'^2}/\bar{U}$	$\sqrt{u'^2}/\bar{U}$
$x=10$ 20 30 40	$y=0$	91.67	31.30	0.287	0.341
		71.37	22.77	0.238	0.319
		62.10	20.34	0.242	0.328
		52.10	12.24	0.211	0.235
$x=30$ 2 4 6	$y=0$	53.65	21.43	0.399	0.399
		61.84	22.89	0.370	0.427
		49.64	12.11	0.244	0.226
		45.91	11.54	0.251	0.215

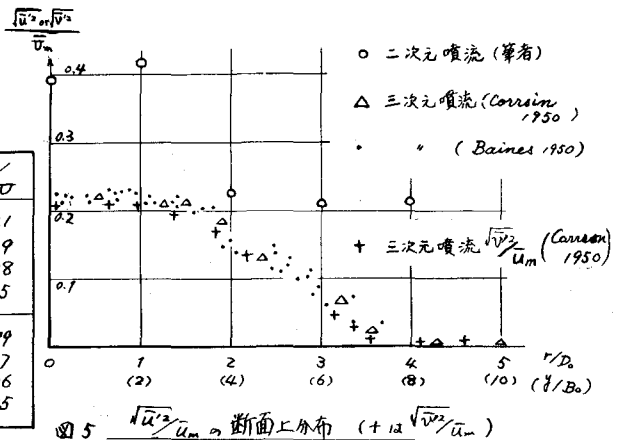


図5 $\sqrt{u'^2}/U_m$ の断面上分布 (+は $\sqrt{v'^2}/U_m$)

3 拡散方程式の適用とその差分解

Fick の 分子拡散方程式は次の式で表わされる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial c}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial c}{\partial y}) \quad (3)$$

c, u, v には時間的な変動があるので $c = \bar{c} + c'$ $u = \bar{u} + u'$ $v = \bar{v} + v'$ とおき代入して時間平均すれば

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - \overline{u'c'}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} - \overline{v'c'}) \quad (4)$$

今考えるべき噴流内の拡散では $\bar{v} \approx 0$ 又分子拡散項を無視し、定常運動を考え $\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = 0$ として良い。又移流項 $\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}$ に比べ $-\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'c'})$ は中心軸上勾配の小さいことから無視される。乱流輸送理論(例えば Hinge "Turbulence" 1959 p.417)によれば $-\overline{u'c'} = K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}$ なので結局次式を検討すれば $\bar{c}$ のプロファイルが得られることになる。

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}) \quad (5)$$

式(5)は次のような仮定の下で噴流内での気泡の拡散に適用できる。1. 気泡の存在が流れに影響を及ぼさないこと。2. 気泡の浮上挙動を無視できること。①については主流速度場 U に気泡の含まれる噴流の速度場を用いて、②については気泡上昇速度に比べて主流速度の小さい噴流縁部付近を除くことにより式(5)を適用する。

式(5)を右図のようにメッシュを刻み前進差分式を著くと

$$C_{int,j} = C_{i,j} + \left\{ \frac{2\Delta x_i}{\Delta y_i + \Delta y_{i+1}} U_{i,j} (\Delta y_i + \Delta y_{i+1}) \right\} \\ \times [K_{i,j+1/2} (C_{i,j+1} - C_{i,j}) / \Delta y_i - K_{i,j-1/2} (C_{i,j} - C_{i,j-1}) / \Delta y_{i-1}] \quad (6)$$

ここに U は $U = U_0 \times \text{const.} \times \sqrt{B_0/x} \times \exp\{-K(y/x)^2\}$ で与える。

const. は実験の結果から 2.52 とし、 K は気泡混入噴流の B・C 領域に対するもの

のとして 40 を与えた。又乱流拡散係数は渦動粘性係数 $\varepsilon = l\sqrt{u}^3$ か

ら類推し又 $\sqrt{u} \approx \sqrt{u}^2$ より $K_y = 2l\sqrt{u}^2$ とした。 l は混合距離であり $l = 0.013x$ とした。

以上のように流速分布と乱流拡散係数を量けるのは B・C 領域であるので数値計算の初期条件として、ポテンシヤルコアの終端断面上に相当する $x = 6.35 B_0$ の断面に三角及び矩形分布で気泡密度プロファイルを与えた。

このような条件で東北大学大型計算センター NEAC 2200 モデル 500 で数値計算を行なった結果を図 6 ~ 8 に示す。

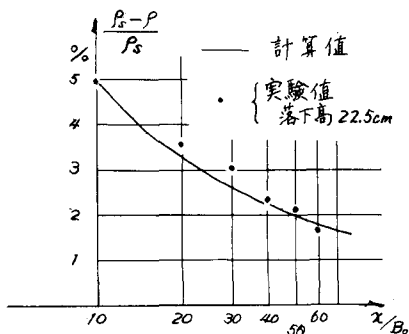
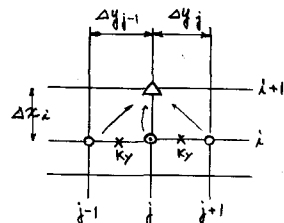


図 6 中心軸上の気泡濃度低減

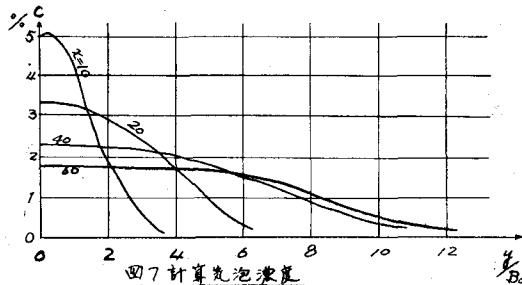


図 7 計算気泡濃度

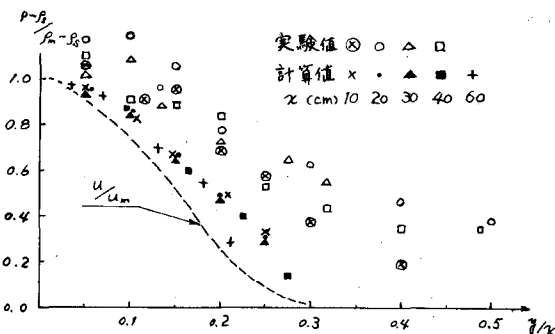


図 8 計算値・実験値・流速の無次元比較

4 結論

図(6)に示した中心軸上気泡濃度が原点から離れるに従って減衰してゆくようすでは、ここに示した x/B_0 の範囲で計算値と実験値とが比較的良好に一致していることが示されている。

図(7)の断面上での気泡分布を無次元化して図(8)に示してある。これによれば気泡濃度プロファイルについても相似性が認められるようである。これをガウス分布と認めれば、式(2)に含まれる定数 μ は $\mu = 0.53$ となる。実験値とは中心付近の分布形がかなり異なっている。

噴流中の気泡は、その濃度が必ずしも微小と言えず浮上挙動があるにもかかわらず、拡散係数を適切に与えその適用限界を $x/B_0 < 60$ $y/x < 0.3$ 程度に限定すれば、拡散方程式が適用されること確かになった。

実験に際して東北大学菅印花政孝氏の助言協力を頂いたことを付記(感謝の意を表わします)。

参考文献

- 1) 安芸周一「自由落水脈の水フレーション効果に関する研究」 昭44 電力中研 研究報告 69009
- 2) 坂本信「自由落水による空気混入の実験的研究」 昭45 土木学会東北支部技術研究発表会講演概要