

II-137 水平重力噴流に関する基礎的研究

北海道開発局 正員 加納 敏行
東京工業大学 正員 福岡 捷二
東京工業大学 学生員 宇屋 祥一

1. まえがき ; 水平重力噴流は含まれる混入物の種類によって次の2つに大別される。a) 流体に溶解した混入物を含む液-液水平密度噴流。 b) 流体と密度の異なる固体粒子を含む固-液混相水平噴流。福岡らは砂粒子を含む二次元混相噴流の流速・濃度分布、主流及び混入物の中心軌跡等を測定し、水平噴流中における砂粒子の挙動と役割について調べた。本研究では塩分を含む二次元密度噴流実験を行ない、福岡らの実験結果と比較・検討する事によって、主流の流動に及ぼす砂粒子の役割をより明らかにした。さらにこれらの実験事実を考慮に入れた混相噴流の理論解析により、噴流の巨視的な挙動に関する定式化を試みた。

2. 実験装置及び実験方法 ; 実験装置は福岡らの用いた装置と同じものを使用した。流速は2台の超小型プロペラ流速計を用い、密度は乾燥法によって測定した濃度を換算して求めた。

3. 実験結果と考察 ; 水平密度噴流の流速分布の一例を図-2に示す。実線は曲率をもたない鉛直密度噴流の分布形である。 S/B_0 が83では鉛直噴流と同様、ほぼ対称な分布形をなすが、 S/B_0 が150, 217では y/S が正の領域、すなわち噴流の外縁で速度勾配が急になり、非対称な分布形となる。

これは主流が曲率をもつために、噴流の内縁と外縁で大規模渦のスケールが異なるためと考えられる。図-3に同一条件の混相噴流の流速分布形を示す。分布形の非対称性は図-2と比較して顕著であり、砂の粒径が大きいほど、この傾向は著しい。これは砂粒子の沈降に伴って周囲の流体に流れが誘起されるためである。図-4は水平密度噴流の密度分布である。分布形はわずかに非対称となるが、流速分布ほど顕著ではない。これは、運動量と混入物の拡散特性の違いに起因すると考えられる。混相噴流の濃度分布を図-5に示す。分布形は粒子の沈降によって噴流の内縁に引き伸ばされた形となる。

密度噴流では主流と混入物の中心軌跡は一致し、ノズルの幅 B_0 とノズル出口の内部フルード数 F_0 を用いて特性化することができる。しかし混相噴流では両者の中心軌跡は一致せず、粒子個々の性質をも考慮する必要がある。

4. 固-液混相水平噴流の理論的考察 ; 混相噴流は主流と混入物の中心軌跡が一致しないため、一次元的に解析することは困難である。そこで固体粒子の二次元的挙動を説明するため、流速分布を相似形で仮定し、速度場と濃度場を数値的に解析した。座標系を図-1のように定義し、解析にあたって以下の仮定を行なう。

1) 流速 (u, v) の分布形

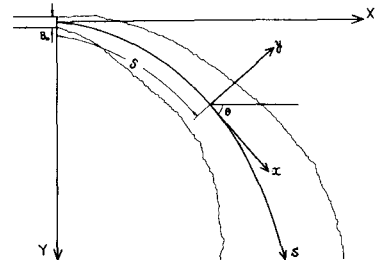


図-1 座標系

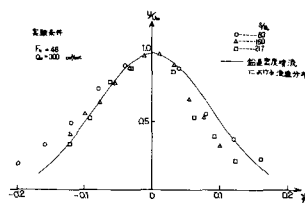


図-2 密度噴流の流速分布

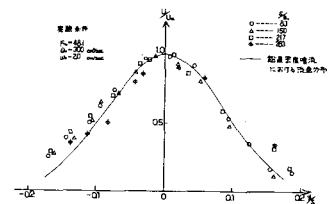


図-3 混相噴流の流速分布

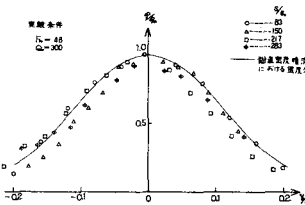


図-4 密度噴流の密度分布

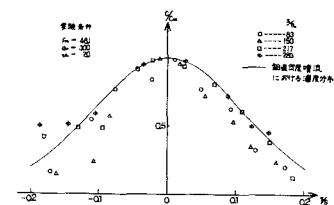


図-5 混相噴流の濃度分布

は、 $\bar{u}(s, y) / u_m(s, 0) = \exp[-\ln 2 \cdot (y/b_u)^2]$ 。2) 粒子沈降に伴う二次元的流れは考えない。3) 乱れによる粒子の輸送は平均流による輸送に対して無視する。4) 粒子間の相互作用は考えない。5) 圧力分布は静水圧分布。以上の仮定のもとで基礎方程式は次のように表わす事ができる。

連続方程式
$$d(Umbu)/ds = 2 \sqrt{\ln 2/\pi} \alpha U_m \text{-----①}$$

x方向運動量方程式
$$d(U_m^2 \cdot bu)/ds = \sqrt{2 \ln 2/\pi} \cdot (\rho_s - \rho) / \rho \cdot g bu \sin \theta \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}(\eta) d\eta \text{-----②}$$

y方向運動量方程式
$$U_m^2 \cdot bu \, d\theta/ds = \sqrt{2 \ln 2/\pi} \cdot (\rho_s - \rho) / \rho \cdot g bu \cos \theta \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}(\eta) d\eta \text{-----③}$$

U_m は中心軸上流速、 b_u は流速分布の半値半幅、 ρ_s は粒子密度、 ρ は固相水密度、 $\bar{C}$ は濃度、 η は y/b_u 、 α は混入係数を示す。①～③式は方程式3本に対し、未知数は U_m, b_u, θ の3つである。従って①～③式にある断面での濃度分布 $\bar{C}(\eta)$ と U_m, b_u, θ を与えれば、次の下流断面での U_m, b_u, θ を差分計算によって求める事ができる。ただし②,③式の積分範囲は、 b_u の3倍より外側に存在する砂粒子が、主流に対して外力として作用しない事を示す。

一方、固体粒子の輸送は流速 $(\bar{u}, \bar{v})$ 及び、粒子の沈降速度のy方向成分 $w \cos \theta$ に支配される。すなわち、 (S_i, y_i) に存在する濃度 C_i は、次式を満足する角度 φ の方向に輸送される。

$$\tan \varphi = [w \cos \theta_i - \bar{v}(S_i, y_i)] / \bar{u}(S_i, y_i) \text{-----④}$$

φ は主流の中心軌跡に対する角度で、反時計回りを正と定義する。断面iでの離散的な濃度分布がわかれば、①～③式で求めた $\bar{v}, \bar{u}, \theta$ 及び④式を用いて各 y_i での $\tan \varphi$ を計算し、 C_i が断面i+1のどの点に輸送されるかを決定する事ができる。このような操作をy方向の全ての点で行なえば、断面i+1での濃度分布が計算できる。ただし計算した濃度分布は離散値であるため、なめらかな形になるとは限らない。そこで移動平均によってスムージングを行なっている。また断面i+1に輸送された濃度 C_j の大きさは、濃度フラックスが保存するように決定する。 $\bar{v}$ は連続方程式に $\bar{u}$ の分布形を代入して求める事ができる。

計算結果の一例を図-6, 7に示す。濃度分布の初期条件として矩形分布を与えた。中心軌跡、堆砂分布、濃度分布いずれも計算値と実測値とは若干の違いが認められる。これは次の原因によると思われる。まず、乱れによる拡散を考慮していない。また粒子が主流域から沈降する事によって起る二次的流れの影響を無視している。しかし、以上の問題点があるにもかかわらず、移流効果のみを考慮した本解析でも、主流と混入物の中心軌跡の分離、及び濃度分布形の非対称性をかなり適切に説明できる事が明らかにになった。

参考文献

- 1) 福岡・吉川・佐藤；“静水中に流入する固・液混相の水平噴流について” 第21回水理講演会論文集 1977.
- 2) Carstens・Rao；“Sediment-laden submerged horizontal jet” 14th congress of IAHR Paris 1971.

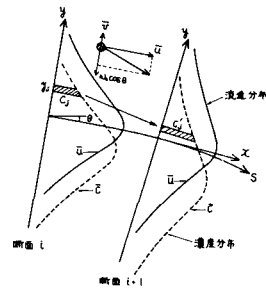


図-6 濃度分布の計算方法

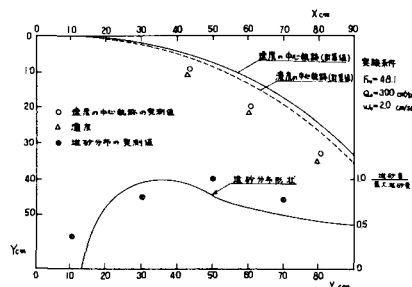


図-7 中心軌跡と堆砂分布

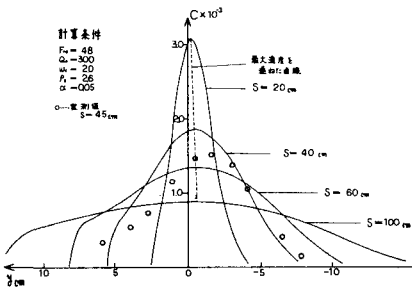


図-8 濃度分布