

土木研究所 正員 吉川勝秀
 東京工業大学 正員 吉川秀夫
 東洋建設 K K 正員 森山越郎

1. まえがき

固体粒子を混入する噴流では、通常の密度噴流と異なり、混入物の濃度の外に、粒子個々の性質をも考慮する必要がある。すなわち、粒子は密度のちがいに流体に対して相対速度をもつ。このために、固-液混相噴流が通常の密度噴流とどのように異なるかを以下で考察した。

2. 固体粒子を混入する鉛直噴流

固体粒子を混入する鉛直噴流は、粒子個々の効果を考慮することにより、通常の密度噴流と類似の解析を行なうことができる。粒子の性質は相対速度で代表され、その結果として主流と粒子の拡がりの比が変化する。ここでは、特に粒子の沈降速度に注目し、主流および粒子の拡がりを定式化する。これらの式と運動量式および粒子の連続式を連立させることにより、巨視的な噴流の解析が可能となる。

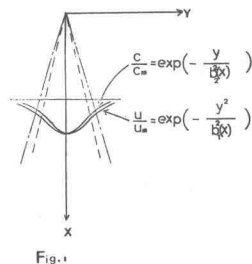


Fig. 1 座標系

理論的考察にあたり、次のことを仮定する。(i)流れは完全に乱流状態である。(ii)局所的な密度差は流体の密度に比較して十分小さい。(iii)水平断面内は一定圧力である。(iv)時間平均された流速および濃度分布は Gauss 分布 (Fig. 1 参照) で近似される。座標系は Fig. 1 のように定義する。

(a) 流れと粒子の拡がり

流れの拡がりには、通常の乱流境界層と同様に、Euler 的に次の関係を満足すると考えられる。

$$\frac{db_1(x)}{dx} \sim \frac{\sqrt{v^2}}{u} \quad \text{----- (1)}$$

すなわち、 db_1/dx はオーダーに、噴流の x 方向の速度 u と y 方向の乱れ速度の 2 乗平均 $\sqrt{v^2}$ の比に等しい。同様に、粒子の拡がりに関して次式を得る。

$$\frac{db_2(x)}{dx} \sim \frac{\sqrt{v^2}}{u+u_0} \quad \text{----- (2)}$$

すなわち、粒子のちらばりは、 $\sqrt{v^2}$ に比例し、 u と沈降速度の和に反比例する。噴流の場合には、どのような u および $\sqrt{v^2}$ をとるべきかは、論理的に明確ではない。以下では、流速分布の変曲点 $y = b_1/\sqrt{2}$ の値をとることにして考察を進める。Corrsin¹⁾ 等の測定によれば、 $\sqrt{v^2}/u$ はほぼ一定値をとる。したがって、(1)、(2) 式の比例係数をそれぞれ α 、 β とおき、 $u(x, b_1/\sqrt{2})/u_m(x, 0) \div 0.606$ を考慮すれば、次の式を得る。

$$\frac{db_1}{dx} = \alpha \quad \text{--- (3)}, \quad \frac{db_2}{db_1} = \gamma \frac{1}{1 + 1.65 u_0/u_m(x, 0)} \quad \text{--- (4)}$$

ここに、 $\gamma = \beta/\alpha$ 、 u_0 ：沈降速度である。 α 、 γ は理論的には定まらず、実験

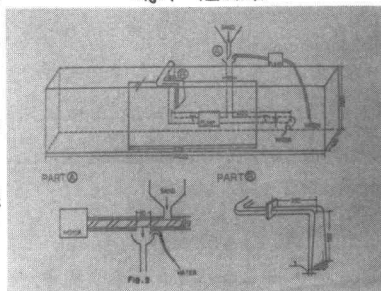


Fig. 2 実験装置

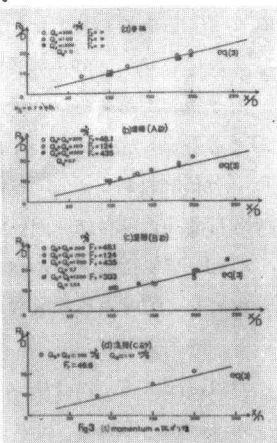


Fig. 3(a) 運動量の拡がり

的に定める必要がある。

(b) 運動量式および粒子の連続式

$$\frac{d}{dx} \left\{ U_m^2(x, 0) b_1(x) \right\} = \sqrt{2} b_2(x) \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) g C_m(x, 0) \quad \text{----- (5)}$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ U_m(x, 0) (b_1(x) + b_2(x)) C_m(x, 0) + w_0 b_2(x) C_m(x, 0) \right\} \quad \text{----- (6)}$$

ここに、 ρ_s ：粒子の密度、 ρ ：流体の密度、 g ：重力加速度である。

与えられた境界条件のもとで、(3)~(6)式を連立させて解を得る。なおこの解は、 $w_0 \rightarrow 0$ とすれば、密度噴流に関する Lee⁽²⁾ の解と一致する。

(c) 実験および係数の決定

Fig. 2 に示す実験装置で、3種類の砂(A砂； $w_0 = 5 \text{ cm/s}$ ，B砂； $w_0 = 15 \text{ cm/s}$ ，C砂； $w_0 = 0.003 \text{ cm/s}$)を用いて実験を行なった。実験は内部 Froude no. Fr ($Fr = U_m(0, 0) / \sqrt{C_m(0, 0) (\frac{\rho_s}{\rho} - 1) g D}$ ， D ：噴出口径) が 50~500 の範囲で行なった。その結果、 $\alpha = 0.11 \sim 0.12$ ，C砂に関する実験結果より $\beta = 1.2$ を得た。この場合の計算結果と実験値との対応を Fig. 3(a)，(b) に示す。

3. 水平噴流

通常の水平密度噴流については、多くの研究⁽³⁾がある。これらは流速および濃度分布が中心軸に関して対称であり、流れと混入物の分離は生じないとしている。粒子を混入する場合には、主流域から粒子が drop-out して両側に分離が生じ、分布形も軸対称とならない場合が多い。そこで、従来の解析法の工学的適用限界を知り、今後の解析の手がかりを得るために、Fig. 2 の実験装置を用いて、上記3種類の砂について実験を行なった。その結果を Fig. 4，5 に示す。

4. 考察

固体粒子を混入する鉛直噴流は、(4)式を用いることにより、通常の密度噴流と類似の方法で巨視的な解析を行なうことができる。ただし、(3)式の β は定数としたが、正確には $\sqrt{u_s^2} / \sqrt{u^2}$ の関数である。ここに、 u_s' は粒子のy方向の変動速度である。

水平噴流の解析では、流体と粒子の相互作用および主流域からの粒子の drop-out についての知識を必要とする。今回の実験では、これらを定量的に評価することはできなかった。分布形および drop-out は、 Fr および w_0 に支配される。 $Fr = 4.9$ の場合には、 $w_0 = 5 \text{ cm/s}$ ですでに通常の水平密度噴流の解析法を用いることができなくなる。(Fig. 5)

今回行なった鉛直および水平噴流の実験において、大スケールの渦運動を観測した。これは Jet の substructure として興味ある現象なので、次の機会に報告したいと考えている。

5. 参考文献

- (1). Corrsin, S., Kistler, A.; "Free-stream Boundaries Of Turbulent Flows", NACA, Rep. 1244, 1955.
- (2). Lee, S., Emmons, H.W.; "A Study Of Natural Convection Above A Line Fire", J. Fluid Mech. vol. 11, 1961.
- (3). Cederwall, K.; "Gross Parameter Solutions Of Jet And Plumes", ASCE, HY5, May, 1975.
- (4) 谷一郎；"流れ学"，岩波書店，1967. (5) 日野幹雄；"流体力学"，朝倉書店，1974.

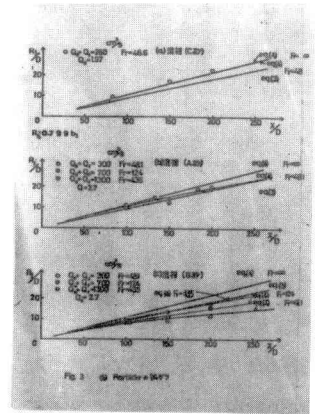


Fig. 3 (a) 粒子の拡がり。

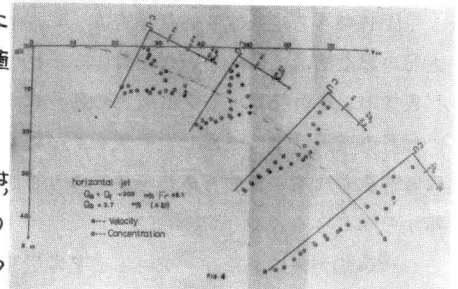


Fig. 4 中心軌跡

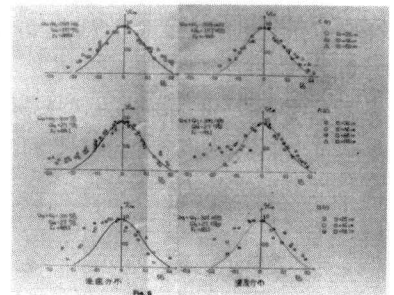


Fig. 5 流速・濃度分布