

京都大学工学部 正 員 今本 博健
電力中央研究所 正 員 白石 孝夫
技術研究所

1. 固体粒子の乱れ速度

固体粒子の乱れ速度 U_p が液体粒子速度 U の時間的平均によって与えられるとすると, Lagrange 相関数 $U_p(t_0)U_p(t_0+\xi)$ はつぎのように表わされる¹⁾。(以下, 添字 p で固体粒子に関する量を表わす)

$$\begin{aligned} \overline{U_p(t_0)U_p(t_0+\xi)} &= \left(\frac{1}{P}\right) \int_{t_0-\frac{P}{2}}^{t_0+\frac{P}{2}} U'(t_1) dt_1 \left(\frac{1}{P}\right) \int_{t_0+\xi-\frac{P}{2}}^{t_0+\xi+\frac{P}{2}} U'(t_1) dt_1 \\ &= \frac{\overline{U'^2}}{P^2} \left\{ \int_{\xi-P}^{\xi} (\eta-\xi+P) R(\eta) d\eta + \int_{\xi}^{\xi+P} (-\eta+\xi+P) R(\eta) d\eta \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

ここに, P は粒子の大きさによって決まる平均化時間, $\overline{U'^2}$ および $R(\eta)$ は U より計算される乱れの強さおよび Lagrange 相関係数である。

(1) 式を ξ について $0 \rightarrow \infty$ の範囲について積分すれば,

$$\int_0^{\infty} \overline{U_p(t_0)U_p(t_0+\xi)} d\xi = \overline{U'^2} t_* \quad (2)$$

であるから, $R_p(\xi)$ より計算される Lagrangian integral time scale t_{up} は $R(\xi)$ より計算される t_* とつぎの関係にあることがわかる。すなわち, (2) 式の左辺は $\overline{U_p^2} t_{up}$ に等しいから, 結局, 次式を得る。

$$\overline{U_p^2} t_{up} = \overline{U'^2} t_* \quad (3)$$

(3) 式を用いると, 次式によって定義される dispersion coefficient $K_p(t)$ は, t が無限大に近づくとき P に関係しないことがわかる。

$$K_p(t) = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_p^2(t)}{dt} = \overline{U_p^2} \int_0^t R_p(\xi) d\xi = \int_0^t \overline{U_p(t_0)U_p(t_0+\xi)} d\xi \quad (4)$$

ここに, $\sigma_p^2(t)$ は経過時間 t における変位の分散である。

いま, 液体粒子の Lagrange 相関係数を $R(\xi)$ として,

$$R(\xi) = \exp\left(-\frac{\xi}{t_*}\right) \quad (5)$$

を用いると, $R_p(\xi)$ としては近似的に, (5) 式における t_* を用いて,

$$R_p(\xi) = \exp\left(-\frac{\xi}{t_{*p}}\right) \quad (6)$$

と表わすことができる。

(6) 式を用いて固体粒子の分散 $\sigma_p^2(t)$ および dispersion coefficient $K_p(t)$ を求めると,

$$\sigma_p^2(t) = 2\overline{U_p^2} \int_0^t \int_0^{\tau} R_p(\xi) d\xi d\tau = 2\overline{U_p^2} \int_0^t (t-\xi) R_p(\xi) d\xi \quad (7)$$

$$= 2\bar{U}_p^2 t_{wp} \left(\frac{t}{t_{wp}} + \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) - 1 \right)$$

$$K_p(t) = \bar{U}_p^2 t_{wp} (1 - \exp(-\frac{t}{t_*})) \quad (8)$$

以上の結果を用いて拡散過程に及ぼす粒径の効果を示したのが figs 1~4 である。fig. 1 は (1) 式において、 $\gamma = 0$ とおき、 $R(\gamma)$ として (5) 式を用いた場合の $\bar{U}_p^2/\bar{U}^2$ と P/t_* との関係を表わしたものである。また、(2) 式によると、 $\bar{U}_p^2/\bar{U}^2$ より t_{wp}/t_* が計算されるが、その結果も fig 1 に示されている。fig 1 によって与えられる種々の P/t_* における $\bar{U}_p^2/\bar{U}^2$ および t_{wp}/t_* の値を (1), (8), (7) 式に用いて、 $U_p(t_0)U_p(t_0+t)$, $K_p(t)$, $\sigma_p^2(t)$ への P の効果を示したものが fig 2, 3, 4 である。

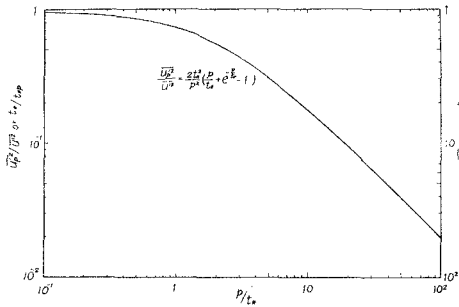


fig. 1.

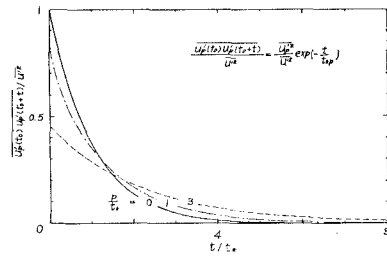


fig. 2.

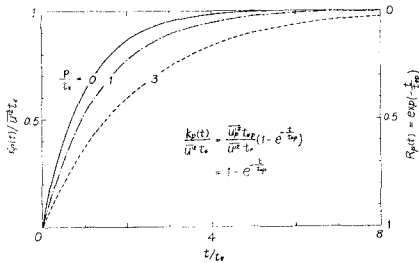


fig. 3.

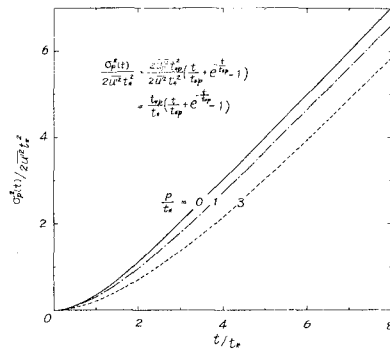


fig. 4.

2. 固体粒子拡散実験

室内実験における実験装置については、既報²⁾のものと同様であるので省略する。本研究においては固体粒子の乱流拡散特性をより明確に把握するため、室内実験に加えて、京都市等七疏水田の島洲水門における現場観測をふこなったが、現場の水理条件はfig. 5. に示される通りである。実験粒子としては、ベニヤ板(厚さ5mm)製の、直径は100cmおよび1cmの円板粒子を用いた。流下時間にとまらう粒子変位の分散は、5, 10, 20, 40および80mの距離を流下するに要する時間の分散より計算した。

fig. 5. は、現場観測結果を示したものであるが、測定結果より、 $\bar{U}_p$ および t_{up} を求めると、それぞれ $d=100\text{ cm}$ に対しては、 $\bar{U}_p^2=59\text{ cm}^2/\text{sec}^2$, $t_{up}=22(\text{sec})$, $d=1\text{ cm}$ に対しては、 $\bar{U}_p^2=87\text{ cm}^2/\text{sec}^2$, $t_{up}=15(\text{sec})$ となる。

一方、室内実験における $\sigma_p^2(t)$ の観測結果をfig. 6. およびfig. 7. に示す。fig. 6. は $Q=15.9\text{ l/sec}$ の場合、また、fig. 7. は $Q=8.07\text{ l/sec}$ の場合を示したものであるが、両者の場合とも、粒径の増大とともに $\sigma_p^2(t)$ が減少するという傾向は必ずしも成立せず、1. に述べた理論的考察を説明できない。

一方、 $\bar{U}_p$ を用いてLagrange相関係数を計算した結果をfig. 8. に示したが、この図に見られるように、fig. 6. およびfig. 8. と同様に、粒径増大にともなう一定の傾向を窺い定めることはできないが、本実験の場合の乱流場に何らかの周期的変動が含まれていることを示している。

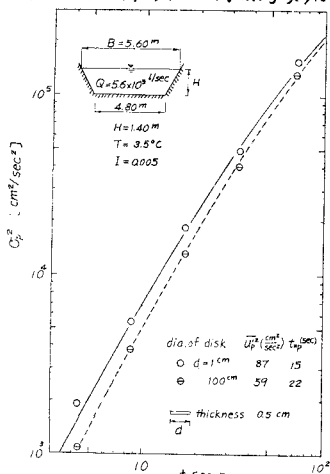


fig. 5

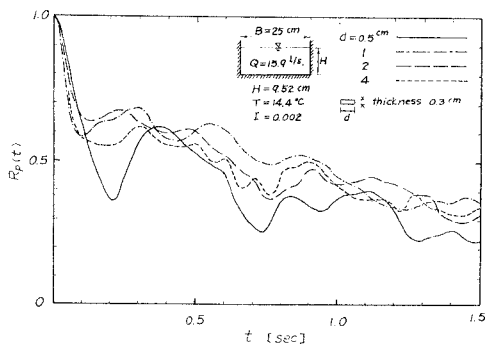


fig. 8

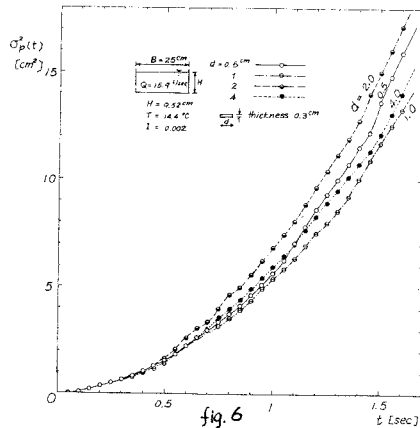


fig. 6

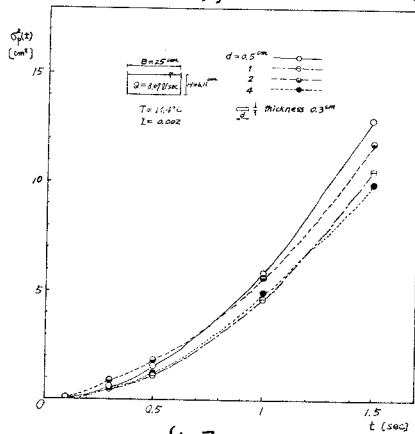


fig. 7.

以上により明らかなように、本実験のうち、とくに管内実験においては、乱流拡散現象における粒径の効果を明確に把握することができなかったが、本研究の結果をまとめると、つぎの通りである。

1) 等方性一様乱流場における固体粒子の拡散過程は、粒子のサイズが大きくなるにしたがい、固体粒子の乱れ強さ $\overline{U_p^2}$ が減少するとともに、Lagrangian integral time scale t_{up} が増大するため、粒径によって異なる特性を示すが、Lagrange相関関数、分散係数、分散における粒径の効果を示すと、fig. 2, 3, 4のようになる。

2) 流体粒子速度より定められる Lagrangian integral time scale を t_u とすると、固体粒子拡散における粒径の効果は P/t_u によって説明され、 P/t_u が 10^1 より小さいとき、粒径の効果はほとんど無視できるほど小さい。ここに、 P は、固体粒子速度と流体粒子速度とを結びつける平均化時間である。

3) われわれが対象とする実験の開水路流れにおいては、等方性乱流場の条件が完全に満足されることは至らぬ少なく、とくに、本実験に見られるように、ある規則的な変動を含む乱流場においては、固体粒子拡散における粒径の効果を評価することはきわめて困難であって、さらに詳細な検討を要すると考えられ、今後の課題としたい。

最後に、本研究の遂行にさいして、いろいろと有意義な指導をして下さった岩佐教授に謝意を表す。

参考文献

- 1) 岩佐・今本・井上・白砂；開水路流れの自由表面上における固体粒子の拡散特性について，第11回水理講演会講演集，土木学会水理委員会，昭和42年
- 2) 岩佐美朗，今本博徳；開水路せん断乱流場における拡散現象について，第10回水理講演会講演集，土木学会水理委員会，昭和41年