

固液混相流におけるスペクトル変形についての一考察

九州大学工学部

○学生員 阪本 肇

九州大学工学部

正 員 神野 健二

鳥取大学乾燥地研究センター 正 員 初井 和朗

1. はじめに

固体粒子を含む流れ固液混相流では、固体粒子の存在により流体の乱れの統計量が予想を越えて変化していることが多く、この乱れの構造の変化は固体粒子および流体の拡散係数に影響を及ぼすものと考えられる。このような固液混相流の運動メカニズムを解明するためには、固体粒子と流体の相互作用、粒子背後のWakeが流体の乱れに及ぼす効果を明らかにすることが必要であろう。本研究では、固体粒子を含まない水単相流と固液混相流の流体のエネルギースペクトルの変化について理論的検討を加え、粒子と流体の相互作用、粒子背後のWakeがエネルギースペクトルに及ぼす効果について考察するものである。

2. 固液混相流の粒子後流の速度変化

図1には、相対粒子レイノルズ数 $Re=20$ 、平均粒子半径 $a=0.021\text{cm}$ 、濃度 0.04% における一定流量の鉛直下降循環流による粒子背後の流速変化を示している。図中矢印で示しているのは、粒子が通過した時点である¹⁾。これによると粒子と流体との間に 5cm/sec 程度の相対速度(相対粒子レイノルズ数 $Re=20$)がみられること、さらに粒子背後にはおよそ $5 \times 10^{-3}\text{sec}$ 程度のWakeが存在している。

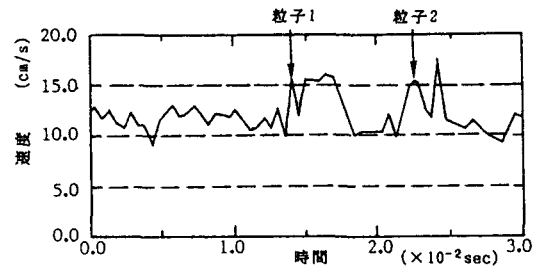


図1 混相流の流体の速度時系列

図2には、このような時系列を距離に換算したものを示している。図中①は実測速度変動の10回のサンプリング平均値、②は実測平均値①を $4.9 \exp[-(r-a)^2/2\sigma^2]$ (cm/sec)で近似したもの、③は参考のために速度ポテンシャルを用いた場合の速度変化を示している。なお、後出の式(3)の右辺第三項では、実測平均値の近似式②を用いて粒子背後のWakeによるエネルギー増加を表している。

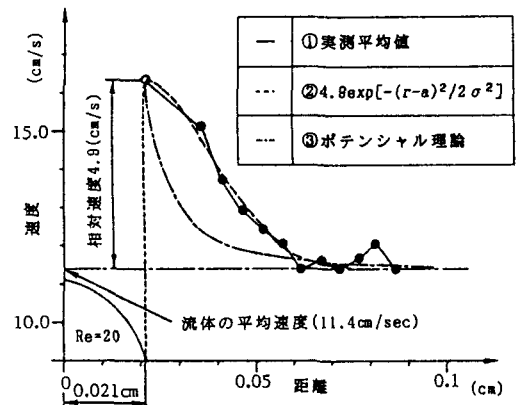


図2 粒子背後の流体速度の変化

3. スペクトル変形に関する理論的検討

水単相流において、局所等方性を仮定し、波数 k より小さな波数から k より大きな波数へのエネルギーフラックスを $S(k)$ とすると、

$$\frac{dS(k)}{dk} = -2\nu k^2 E(k) \quad (1)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 $E(k)$ は水単相流の乱れエネルギースペクトルである。

エネルギーフラックスを P_{ao} による $S(k) = \xi^{-1} \epsilon^{1/3} k^{5/3} E(k)$ で与えると²⁾、式(1)より慣性領域から粘性領域の範囲で適用可能なスペクトル形として次式が得られる。

$$E(k) = \xi \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \exp[-3\xi(k\eta)^{4/3}/2] \quad (2)$$

ここに、 ξ は普遍定数(=1.5)、 η はKolmogorovの局所スケール、 ϵ は粘性散逸率である。

混相流におけるエネルギーフラックス $S(k)_{\text{TP}}$ は、単相流で示されるような渦間の相互作用にもとづく粘性散逸(右辺第一項)と、渦と粒子の相互作用にもとづく付加的散逸(右辺第二項)と^{3), 4)}、ここでは新たに粒子背後のWakeによるエネルギーを考慮して、次の方程式を満たすと考える。

$$\frac{dS(k)_{TP}}{dk} = \left[-2Wk^2 - \frac{17.1W\phi Rk^2}{a^2\phi} - C \left\{ \int_a^L r^2 \exp\left[-(r-a)^2/\sigma^2\right] dr - 2A^2(L-a) \right\} WRk^2/a^3 \right] E(k)_{TP} \quad (3)$$

ここに、 W は粒子重量濃度、 a は粒子半径、 ϕ は密度比、 R_k は粒子と流体の間の相対速度の2乗平均を波数 k で表したもの、 L は粒子間距離、 A は誤差関数より求めた定数、 σ^2 は近似式による分散、 C は係数である。

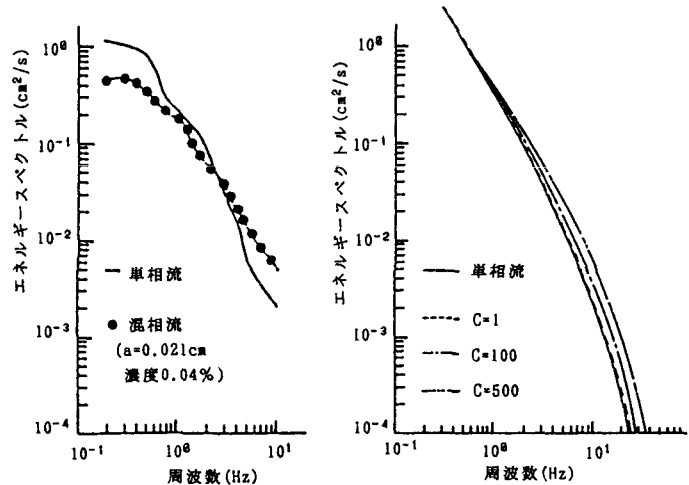
混相流におけるエネルギーフラックスを、 P_{ao} による单相流の場合と同様に考えると、 $E(k)_{TP}$ は、

$$E(k)_{TP} = \xi \epsilon_{TP}^{-2/3} k^{-5/3} \exp\left[-3\xi(k\tau_{TP})^{4/3}/2 - (17.1\xi W\phi/a^2\phi \epsilon_{TP}^{-1/3}) \int_a^k Rk^2/k^{5/3} dk\right] \\ + C \left\{ \int_a^L r^2 \exp\left[-(r-a)^2/\sigma^2\right] dr + 2A^2(L-a) \right\} W \xi \epsilon_{TP}^{-1/3} / a^3 \int_a^k Rk^2/k^{5/3} dk \quad (4)$$

以上のことから、固液混相流の乱れエネルギースペクトル $E(k)_{TP}$ は、混相流の全散逸率 ϵ_{TP} 、粒子の物性値（粒径、密度）、粒子濃度および相対速度の2乗平均である R_k が与えられれば算定できることになる。

4. 結果と考察

図3-(a)には、一辺8cm、長さ2.7mの鉛直正方形管路の壁面から0.5cmで $a=0.021$ cmの固体粒子を加えた場合の実測による混相流のエネルギースペクトルと单相流のエネルギースペクトル（サンプリング時間=1/100sec）との比較を、図3-(b)には実験と同条件での单相流および混相流のエネルギースペクトルの理論的算定による比較、また(3)式の第三項粒子背後のWakeによるエネルギー項の係数 C を1, 100, 500とした時の混相流のエネルギースペクトルを示している。現在のところ係数 C についての物理的意味は解明されていないが適当に C を与えれば高周波数側の実測のエネルギースペクトルに合わせることができようである。



(a) 実測によるもの

(b) 理論によるもの

5. おわりに

本研究では、粒子背後のWakeによるエネルギー増加を取り入れることによって特に高周波数域のエネルギースペクトルの変形に検討を加えたが、スペクトル計算を行う際の速度時系列のサンプリング時間の影響、図1の速度時系列に見られるような局所的な粒子間隔の変動、また係数 C の物理的な意味などの理論的検討が必要であるといえよう。今後、これらの検討を行い、エネルギースペクトルの変形について考察していく予定である。

参考文献

- 1) 初井和朗・神野健二・上田年比古：固液2相流におけるレーザ流速計の信号の処理と粒子濃度の測定について、土木学会論文集，第393号/II-9（ノート），pp. 217-220, 1988.
- 2) Pao, Y. H.: Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields of Large Wavenumbers, Phys. Fluids, Vol. 8, No. 6, pp1063-1075, 1965.
- 3) Taweel, A. M. and J. Landau: Turbulence Modulation in Two-Phase Jets, Int. J. Multiphase Flows, Vol. 3, pp. 341-351, 1977.
- 4) 川本敏道・初井和朗・神野健二・上田年比古：固液2相流における乱れスペクトルの変形について，水理講演会論文集，第30回，pp. 643-648, 1986.