

## 固液混相流における粒子間隔及び相対速度の確率分布

九州大学工学部  
九州大学工学部○学生員 梶野 哲哉  
正員 神野 健二

## 1. はじめに

粒子と流体の混在する固液混相流では、粒子及び流体の特性、さらにこれらの相互作用により、流体だけの単相流とは異なる面が多くみられる。例えば、相対速度に基づく粒子相対レイノルズ数が大きい場合には、粒子の背後で後流が発生する。このような状態での後流は、固液混相流のエネルギースペクトルを考える上で非常に重要な性質である。本研究では粒子と流体との相対速度、粒子間隔を実測値をもとに統計的に解析し乱れの運動エネルギーへの寄与について考察を加える。

## 2. 固液混相流の粒子間隔と粒子と流体との相対速度の確率分布

図-1は、黒丸で相対粒子レイノルズ数  $Re=20$ 、平均粒子半径  $a=0.021\text{cm}$ 、体積濃度0.04%における一定流量の鉛直下降循環流の実験での粒子間隔(サンプル数:156)を非超過確率分布で示したものである。図中実線は、測定値により求めた平均値  $0.674\text{cm}$ 、標準偏差  $0.357\text{cm}$ による対数正規分布である。これより粒子間隔がほぼ対数正規分布に従うことがわかる。また図中の白丸は、実測の平均値及び標準偏差を用いて発生した対数正規乱数の確率分布である。次に図-2には粒子と流体との相対速度の実測値(サンプル数は60)を示している。図中の実線は、測定値により求めた平均値  $4.798\text{cm/sec}$ 、標準偏差  $0.819\text{cm/sec}$ に対する正規分布である。これらのグラフにより粒子間隔は対数正規分布に、また相対速度は正規分布に従うようである。

## 3. 相対運動による流速の時系列

図-3 (a)は、前出の対数正規乱数及び正規乱数により粒子間隔、相対速度を独立に発生し、次式で表される速度がテンシャル理論による相対速度の粒子の移動方向(今の場合は鉛直下降方向)の速度成分を粒子個数分(142個)だけ計算し、時間軸上で重ね合わせたものである。

$$U_r(r) = Ua^3/r^3, \quad (r: \text{流速方向}, U: \text{相対速度で乱数により発生}) \quad (1)$$

図-3 (b)には、図-3 (a)の10秒間の内の0.25秒～0.50秒間を拡大したものである。図中黒丸は粒子を表している。これによると、こうして発生した相対運動に基づく速度の時系列はこれまでのレーザー流速計による測定結果を十分再現できるものと考えられる<sup>1)</sup>。

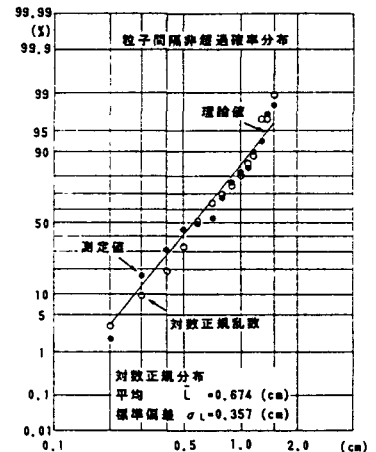


図-1 粒子間隔非超過確率分布図

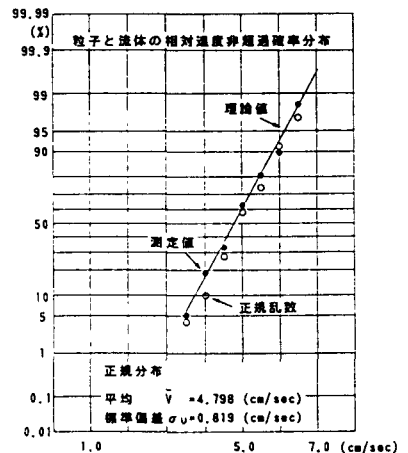


図-2 粒子と流体の相対速度非超過確率分布図

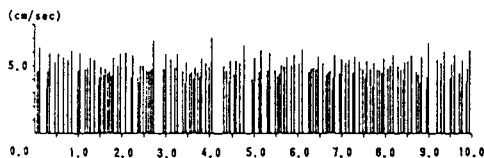
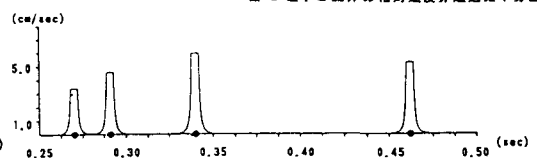
図-3(a) 対数正規乱数(粒子間隔), 正規乱数(相対速度)  
による  $T=10.0(\text{sec})$  間の相対速度変動時系列

図-3(b) 0.25～0.50(sec) の変動時系列

## 4. 相対速度時系列のフーリエ級数展開によるスペクトルについて

粒子と流体との間に生じる相対運動に基づく流体速度による運動

エネルギーについて考察するために、先に求めた時系列をフーリエ級数に展開にする：

$$U_{uw}(t) = A_0/2 + \sum_{n=1}^N (A_n \cdot \cos(2\pi n t/T) + B_n \cdot \sin(2\pi n t/T)) \quad (2)$$

$U_{uw}(t)$ : 相対運動に基づく流体速度、 $T$ : 観測時間長である。

これより得られた離散スペクトル  $(A_n^2 + B_n^2)/2$  を次の関係式により連続スペクトルに変換する。即ち、

$$E_w(k_1) \approx (1/2) \cdot (A_n^2 + B_n^2) / \Delta k_1 \quad (3)$$

ここに  $\Delta k_1$  は、波数の微小増分 ( $0.0606/\text{cm}$ )、 $k_1$ : 流れ方向の波数で、 $k_1 = 2\pi n / (T \cdot U_f)$ 、 $U_f$ : 混相流の流体の平均流速 ( $= 10.36 \text{ cm/sec}$ ) である。さらに周波数  $f (= n/T)$  に換算すると、

$$E_w(f) = (2\pi / U_f) \cdot E_w(k_1) \quad (4)$$

図-4には、乱数により発生した相対運動の速度時系列の5回分のアンサンブル平均として  $E_w(f)$  を示している。

## 5. スペクトル変形に対しての理論的考察<sup>2)</sup>

$P_{ao}$  は運動エネルギーの伝達フラックス  $S(k)$  を

$S(k) = \xi^{-1} \varepsilon^{1/3} k^{5/3} E(k)$  で与え、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を得ている<sup>3)</sup>：

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

ここに、 $E(k)$  は单相流のエネルギースペクトル、 $\xi$  は経験定数 ( $= 1.5$ )、 $\eta$  はKolmogorovの局所スケール、 $\varepsilon$  は粘性散逸率である。Taweelらは相対速度に基づくエネルギー散逸項を考慮し、高周波領域でのエネルギーが单相流の場合よりも低下することを示し、さらに阪本らは後流による運動エネルギー増加を考慮するモデルを試みているが<sup>2)</sup>、とりあえずここでは式 (5) に示す单相流のエネルギースペクトルを周波数スペクトルに変換したものに、式 (4) を加えて、後流による運動エネルギーの増加の様子を調べた。

$$F(k_1) = \int_{k_1}^{\infty} \{(1 - k_1^2/k^2)\} E(k) dk \quad (6) \rightarrow (\text{波数を周波数に変換})$$

$$\rightarrow E_{TP}(f) = F(f) + E_w(f) \quad (\text{波数毎に重ね合わせ}) \quad (7)$$

## 6. 結果と考察

実験による单相流と混相流のエネルギースペクトルを図-5に、式 (6)、(7) を図-6に示している。混相流の運動エネルギーが单相流のそれに比べて高周波領域で増加する様子が判る。このことにより、粒子間隔と相対速度とを統計的に解析しそれらをもとに実際の混相流の流れをモンテカルロシミュレーションにより発生すれば、後流によって増加する流体の運動エネルギーを混相流のスペクトルに反映させることの可能性が認められた。今後は、(4)式によるエネルギー増加を考慮したエネルギー伝達方程式を満たす解としての  $E_{TP}(f)$  を評価したい。

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(ノト)、pp.217-220、1988 2) 阪本肇、神野健二：固液混相流におけるスペクトル変形についての一考察、西部支部研究発表会 3) Pao, Y.H.: Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields of Large Wavenumbers, Physics of Fluids, Vol.8, No.6, pp.1063-1075, 1965

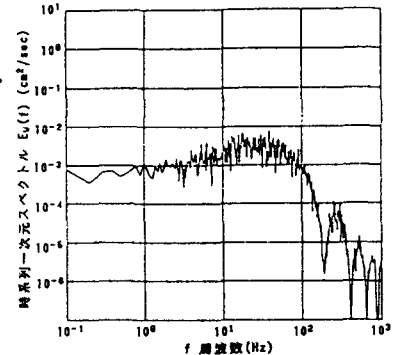


図-4 変動時系列をフーリエ級数に変換して求めた一次元スペクトル

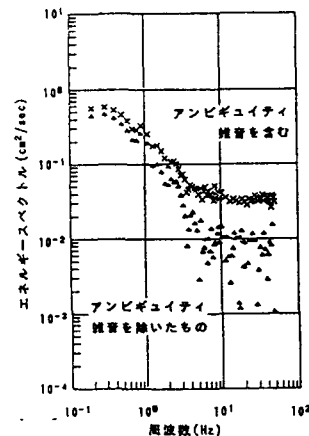


図-5 実験による混相流のエネルギースペクトル

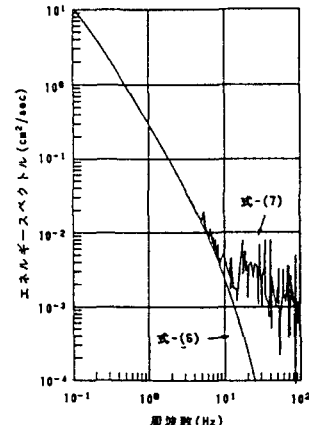


図-6 式(6)(7)によるエネルギースペクトル