

1. はじめに 固液2相流における流体の局所的な乱れの構造の変化として固体粒子の存在による付加的な乱れのエネルギーの生成と散逸がある。これに関し理論的モデル¹⁾が提案され、さらに乱れの構造の変化を表す数値計算モデルを用いた固気2相流の解析²⁾も行われている。しかし、固液2相流の流体と粒子の速度および粒子濃度等の精度のよい実験データが不足しているために、計算モデルには多くの未定数を含んでいるのが現状であり、その妥当性を実験的に比較検討する必要がある。本報では、非接触測定が可能なレーザ流速計を用いて粒子と流体の速度および粒子濃度を実測する方法について検討し、固液2相流の乱れの特性に関する実験的検討を加えるものである。

2. 実験装置 図-1の実験装置概略図に示すように、水路床から高さ $y=17.5\text{cm}$ の位置のノズル(内径 9mm)から粒子を開水路乱流中に付加し、ノズルより下流 $x=17\text{cm}$, 高さ $y=12\text{cm}$ の測定位置で粒子と流体速度の同時測定を行った。用いた粒子は粒径分布 $0.9\text{mm}\sim 1.4\text{mm}$, 平均粒径 $d=1.25\text{mm}$, 比重 1.083 の白着色ポリスチレン球でAllen公式による単一粒子終末沈降速度は 2.3cm/sec である。なお図中の粒子移動方向は水平と鉛直方向の粒子の平均速度の合成値より得られる粒子の平均的な移動方向であり本測定位置では水平方向から下向きに 21° の方向である。

3. 信号処理 粗大粒子の場合には良好な反射光が得られることから、図-1に示すようにレーザ測定点を通過する粒子からのドップラ-信号を反射方式、流体からのドップラ-信号を透過方式でそれぞれ独立に専用のフォトマルにより検出する方式をとった。本方式によれば粒子と流体信号の混信を防げ、あいまいになりがちな粒子と流体の信号分離処理を行う必要がない利点がある。一方、単位体積当たりの粒子の個数濃度 N に関しては、レーザ流速計により測定可能な[単位時間に測定点を通過する粒子個数 n (粒子到達率)], [粒子速度 V_p]および既知量である[粒子速度に垂直なレーザ測定断面積 $A=0.044\text{cm}^2$]との間に次の関係がある³⁾ことを利用して算定する:

$$n = NV_p A \quad \dots\dots (1)$$

4. 実験結果

4.1. 流体速度の確率密度とスペクトル

図-2に $x=17\text{cm}$, $y=12\text{cm}$ における粒子と流体の変動速度の時系列を示す。この点での粒子の平均到達率 n は 12.4個/sec であり式(1)より $N=26.5\text{個/cm}^3$ 、体積濃度に換算して 2.7% であり、粒子移動方向の流体の平均速度 9.9cm/sec , 粒子の平均速度 10.6cm/sec である。粒子を付加しない流体のみの単相時と比べて粒子を付加した場合の粒子移動方向の変動速度は粒子の通過する瞬間において流体の平均値より大きいとがった値となっている。これは流体より粒子の方が速く、粒子は後流を伴って測定点を通過し粒子の近傍の流体速度が瞬間的に粒子速度に近づくためである。この現象を統計量から説明するために固液2相時の流体速度の確率密度関数を算定したところ、平均値まわりの非対称性を示す

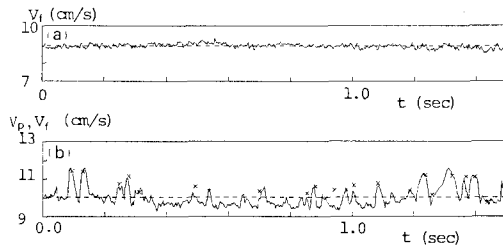


図-2 流体変動速度時系列 (a)単相時(水平方向), (b)固液2相時(粒子移動方向). (—; 流体速度, ---; 流体平均速度, x; 粒子速度)

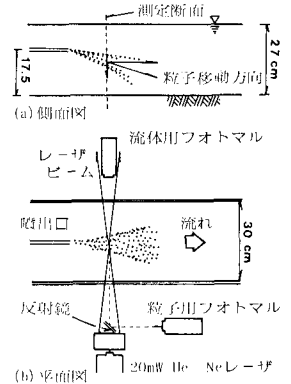


図-1 実験装置

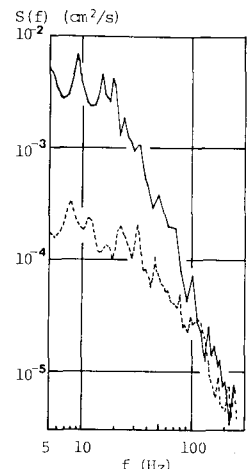


図-3 周波数スペクトル (—; 固液2相時, ---; 単相時, ···; 平均流体速度)

skewnessは1.4と正の値、分布のすその広がりを示すflatnessは3よりも大の3.8となり正規分布からずれた非対称な確率密度分布となることがわかった。一方、スペクトルによる周波数あるいは波数別の乱れの構造の変化については現在解析検討中であるが、一例として図-3に図-2(a),(b)の時系列に対する周波数スペクトルを示す。スペクトル解析にはサンプリング周波数500Hz,データ数4000で最大エントロピー法を用いた。粒子の付加によりスペクトルのパワーが増加しており、乱れ強度が増加することを示している。

4.2. 相対速度と粒子の存在によるエネルギー-散逸の算定

図-4に粒子近傍の流体速度の時系列の典型的な例を示す。粒子が存在するために粒子近傍の流体は変形され、粘性によりエネルギーが散逸されることになる。そこで、粒子移動方向の粒子1個当たりの流体のエネルギー-散逸 E_p を実測値を用いて算定してみよう。エネルギー-散逸 E_p は抗力のなす仕事として次式で与えられる：

$$E_p = (C_D \pi d^2 \rho / 8) |V_f - V_p|^3 \quad \cdots \cdots (2)$$

ここに C_D は抵抗係数、 ρ は流体密度である。 E_p の算定には予め粒子と周囲流体との相対速度 $V_r = V_f - V_p$ を求める必要がある。相対速度の算定に対して粒子背後の後流分布を用いた計算モデル²⁾があるが、粒子速度に関する実測データを用いていない欠点がある。本報では実測データを用いて次のように算定する。いま、粒子が測定点を通じた時刻を t_0 、測定点を通過する粒子の影響が流体の変動速度に対してなくなる時間を T^* とする。瞬間的な相対速度 V_r は粒子の影響がない周囲の流体と粒子との速度差であることから次式を用いて算定する：

$$V_r(t_0) = V_f(t_0 + T^*) - V_p(t_0) \quad \cdots \cdots (3)$$

粒子の影響時間 T^* には、次に示す粒子速度と粒子近傍の流体速度との相互相関係数 $R(\pm \tau)$ が零になる時間で代表する：

$$R(\pm \tau) = \langle V_p'(t_0) V_f'(t_0 \pm \tau) \rangle / \langle V_p'^2(t_0) \rangle^{1/2} \langle V_f'^2(t_0) \rangle^{1/2} \quad \cdots \cdots (4)$$

ここにダッシュは変動分、 $\langle \rangle$ はensemble平均、 τ はずらし時間である。

図-5にensemble平均個数98個の相互相関係数 $R(\pm \tau)$ を示す。図より粒子の影響時間 T^* はほぼ0.008secである。算定された相対速度の度数分布を図-6に示す。粒子Reynolds数($Re = |V_r| d / \nu$)は $0.08 < Re < 26$ の範囲にあり、抵抗係数 C_D にはStokes則からはずれる場合も含めて適用される次式²⁾を用いる：

$$C_D = (24/Re) (1.0 + 0.158 Re^{2/3}) \quad \cdots \cdots (5)$$

以上の式(2)~(5)を用いて粒子1個の存在により流体が散逸するエネルギー- E_p は $0.017 \text{ gcm}^2/\text{sec}^3$ 、さらに単位体積当たりの粒子の個数濃度 N を乗じ、単位質量当たりの流体が単位時間に散逸するエネルギー-を求めると $0.44 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ となる。

5. おわりに レーザ流速計を用いて粒子と流体速度および粒子濃度の同時測定システムについて検討した結果、相対速度、粒子と流体の相互相関、粒子の存在により引き起こされる流体のエネルギー-散逸、固液2相時の流体速度の確率密度とスペクトル等の統計量が実測データにもとづいて算定可能であるといえよう。今後は全断面にわたって前述の統計量を算定し、固液2相流の乱れの構造に関して実験的検討を加え、理論的モデルとの比較検討を行っていきたい。

参考文献 1)日野：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第92号，pp.11-20,1963.
2)清水、他：固気混相媒体の自由噴流，九大総理工研報，第4巻，第1号，pp.73-78,1982。 3)Durst,F.et.al.: Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry,Academic Press Inc.,p.334,1976。 4)三村・松尾：中立粒子浮遊流とカオリンブロック，カオリン浮遊流の乱流特性，土木学会論文集，第284号，pp.49-58,1979。

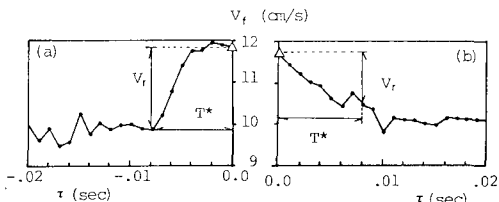


図-4 粒子近傍の流体速度の時系列の例
(a)粒子通過前,(b)粒子通過後
(図中△印は粒子速度)

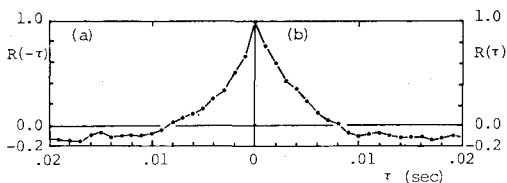


図-5 粒子速度と粒子近傍の流体速度との相関
(a)粒子通過前,(b)粒子通過後

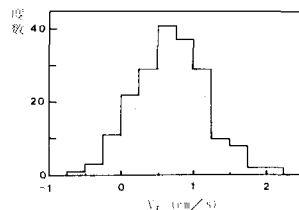


図-6 相対速度の度数分布