

1) まえがき 粒子を含む流れ、すなわち固液混相流の平均流速分布、摩擦損失係数、乱れ特性などの流れ特性が、水だけの流れのそれらから変化する事が知られている。前報¹⁾で、カオリンやポリスチレンの微粒子を含む流れの乱れ特性は、水の流れに對し次のように変化する事を示した。(1)最大乱子の径(したがってカルマン定数)、乱れの強さとも減少する。(2)この傾向は、粒子の比重が大さきほど、また粒子の体積濃度が大さきほど顕著である。粒子を含む流れを支配するパラメーターとして、上に掲げた比重、濃度のほかに、もう一つとして粒径がある。そこで、今回は粒径効果を顕著にするため、大粒径の粒子を用い流れの乱れ計測を行い、前回同様に流れの乱れの強さ、最大乱子の径、エネルギースペクトル、エネルギー散逸率などの乱れの諸特性量を求め、流れにおよぼす粒子の粒径効果について論ずるものである。

2) 実験 実験に用いた粒子は、ポリスチレン、および塩化ビニール製の中空球状粒子で、それぞれ直径4.27, 1.77 cmであり、中空部を水で満たし、重さの調整を行って中立浮遊粒子として用いた。実験は、幅39 cm、長さ18 mの水路の下流端から2 mの水路の中央に、水路底より5 cmの位置にホットフィルムプローブを固定して行なった。プローブ、およびプローブ支持構は、粒子の衝突によるショックや損傷を避けるため、プロテクターを用いて保護した。このプロテクターは、粒子の衝突によるショックがプローブに伝わらないよう、プローブ支持構を支持する台と全く別な支持台で支持した。粒子は上流端より一定割合で投入し、その投入時間を測り、これと粒子の全個数、および流量より粒子体積濃度を求めた。粒子投入時間は、約3~10分の短時間であるため、平均流速分布は測定出来なかった。平均流速は、ホットフィルムプローブから水平に2 cm離れた点でピトー管を用いて測定した。表-1に実験の種類とそれらの水理量を示す。ここで実験-1はプロテクターを用いない実験である。実験-11, 12では、粒子の一部が転動して流れる状態が見られたが、これ以上に流速を上げるとショックが大さすぎ、計測結果に影響がでたのでこの流速とした。

3) データ処理 データレコーダーに、直流分をカットして記録された乱れの計測結果は、相關器とフーリエ変換器を用いて処理した。データのサンプリング間隔は、0.01 secでデータ数は8192個である。したがって、必要はデータ記録時間は約82 secである。スペクトルは計算精度を上げるため、データに四段階のバントパスフィルターをかけ、すしつ重なり合った周波数領域でスペクトルを求め、これらを重ね合せて求めた。求められた相關関数、スペクトルより次のように乱れの強さ、最大乱子の径、エネルギー散逸率を求める。まず乱れの強さは、相關関数のずらし時間の0.5点の値 $\bar{u}$ より求めた。最大乱子の径は、相關関数より相關係数 $R(t)$ を求め、中間粒子領域の存在を仮定して $R(t) = 1 - (t/T_0)^2$ より T_0 を求め、これに平均流速 $\bar{u}$ をかけて求めた。ここで $\bar{u}$; ずらし時間、 T_0 ; 最大乱子の通過時間である。

表-1 実験の水理表				
実験	粒子	体積濃度 ^(%)	水深 ^(cm)	平均流速 ^(cm/s)
1		清水	12.30	42.14
2		清水	12.30	42.14
3	塩化ビニル	0.47	12.36	42.34
4	塩化ビニル	0.50	12.36	42.35
5		清水	12.04	27.70
6	塩化ビニル	0.78	12.13	27.90
7	塩化ビニル	1.79	12.25	28.19
8		清水	9.29	37.67
9	塩化ビニル	0.73	9.34	37.74
10		清水	13.40	21.54
11	ポリスチレン	2.23	13.71	22.03
12	ポリスチレン	2.23	13.71	22.03

乱れのエネルギースペクトル密度 $\phi(f)$ は、乱り通過周波数を f で表わすと、中間乱り領域において $\phi(f) = C (\bar{u} \varepsilon / \omega)^{5/3}$ $f^{-5/3}$ となることは近代乱流理論よりよく知られている。ここで ε : エネルギー一逸散率, C : 定数で普通は 0.5 とする。 ε は、実験で求められた $\phi(f)$ より上の式を用いて求めた。

4) 実験結果および考察 表-2に実験結果を、また図-1にエネルギースペクトルの一部の結果を示す。乱れの強さは、微粒子を含む流れの場合と反対に増加する。しかしこの乱れの強さは水の部分だけのものである。混相流の乱れの強さを $\sqrt{u'}/\bar{u} = \{(1-C)\sqrt{u'} + C\sqrt{u'}\}/\bar{u}$ で表わすと、ここでは $\sqrt{u'} < \sqrt{u'}$ であるので、混相流の乱れの強さは表-2の値より小さくなるが、上に述べた増加の傾向は変らない。上の式で m, w, p はそれぞれ混相流、水、粒子を意味する。ここで乱れエネルギーの増加の理由の一つと考えられる粒子の流体に対する相対運動を、エネルギースペクトルの立場から考察してみる。相対運動により、粒子の径より小さい乱りが発生し、乱れに新たにエネルギーが与えられるが、この相対運動は粒子より大きい乱りか、平均流により生じる。したがって粒子を含む流れのエネルギースペクトルは、相対運動だけの効果を考えるとすると、水のそれに対し $f_s = \bar{u}/d$ (d : 粒径) より高い周波数では大きく、低い周波数では小さくなると思われる。Bouvard²⁾は、粒径5mmのナilon粒子を含む流体の水槽内における乱れの実験で上の事を確認している。図-1のエネルギースペクトルでは、 $f_s \approx 15$ であり、これより高い周波数では上に述べた通りであるが、低い周波数領域では逆である。これは、大粒径の粒子を含む流れの乱れエネルギーを増加させる、粒子の水に対する相対運動のほかにもう一つ重要な原因があることを示している。最大乱りの径は、微粒子の場合と同様に減少する。これは、流速分和より直接求められなかったが、カルマン定数の減少を意味する。エネルギー一逸散率は、大粒径粒子を含む増加する。

表-2 結果				
実験	観測点 相対水深	$\sqrt{u'}/\bar{u}^{(90^\circ)}$	L/h	ε (cm ² /sec)
1	0.407	7.88	1.00	1.019
2	0.407	7.82	1.05	0.828
3	0.405	8.73	0.84	2.883
4	0.405	8.42	0.99	2.373
5	0.415	9.08	1.22	0.507
6	0.442	11.17	1.01	0.492
7	0.408	9.77	0.79	0.702
8	0.538	8.21	1.78	0.711
9	0.535	10.65	1.20	0.922
10	0.373	7.26	0.90	0.105
11	0.365	9.77	0.71	0.195
12	0.365	9.02	0.72	0.355

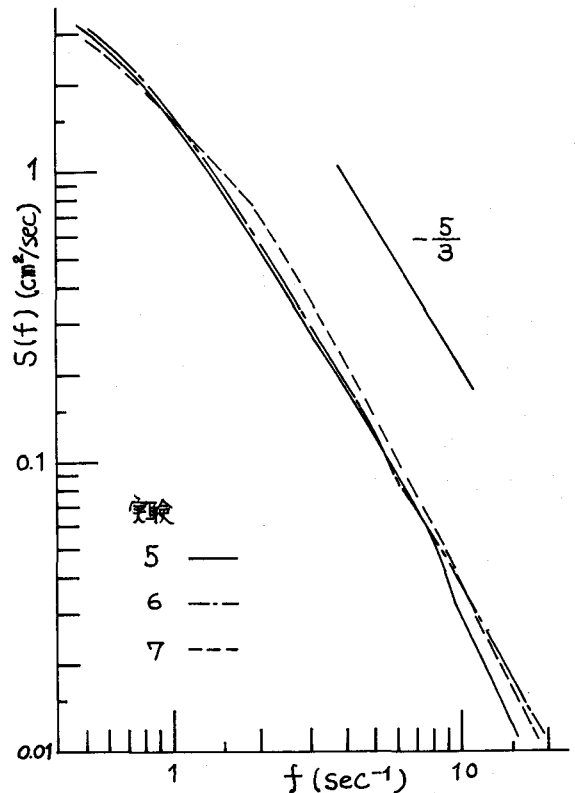


図-1

- 1) 余成富計『国産混相流特性』(1974年)編輯, 詳しくは混相混相流特性に対する影響比を結果' (1975年) 信成水工学部編輯
- 2) M. Bouvard, He. 'Modification des Caractéristiques d'une turbulence sous l'influence de particules solides en suspension' LA HAYE BLANC