

東京大学工学部 学生員 三村 信男
東京大学工学部 正 員 松尾 友矩

(I) はじめに 固液混相流の流動特性は水と比べて変化することはよく知られており、多くの研究があるが、その変化の機構の解明についてはまだ残された問題も多い。これを解明するためには、乱れの構造に打ち合った測定と検討が必要と考えられる。こうしたことから、筆者らは、中立浮遊状態に近い粒子浮遊流に着目し、粒径の異なる2種類のポリスチレン粒子とさらにそれらを混合した合計4種類の粒子浮遊流と、カオリン凝集フロックを浮遊させた流れを用いて円管路における乱れの計測を行い、乱れの強さ、エネルギースペクトル、平均渦径、エネルギー逸散率などの乱れの特性量を測定したのでその結果を報告する。

(II) 実験

実験は、内径5 cm、長さ13 mの、すぐな硬質塩化ビニール製のパイプを用いて行った。実験に用いた粒子は、大、小2種類(表-1)で、この各々を清水に浮遊させたものに加えて、 $L:S$ が4:1, 1:1の2種類の混合粒径粒子浮遊流を作った。以上4種類の粒子浮遊流の体積濃度は5%である。フロックを浮遊させた流れは、 Al_2O_3 比0.024、カオリン5000 ppmでフロックを形成し、その後1時間パイプの中を流してフロックが破壊されほぼ平衡径に達している状態のものをを用いた。フロックの場合体積濃度は測定できないため、24時間沈降体積率を測定したが、その値は0.07であり、濃度として他の粒子浮遊流と大きな差はないと思われる。また、ポリスチレン粒子を清水に浮遊させるため界面活性剤を用いたので清水と界面活性剤200 ppmを入れた水を比べて大きな差はなかった。

乱れは、パイプの流入端から8.5 mのところに検査断面をつくりホットフィルム流速計を用いて測定し、データレコーダーに記録した。清水と上記の粒子浮遊流について測定した Re 数は、 $1.1 \times 10^5 \sim 1.2 \times 10^5$ にそろっている。

(III) データ処理¹⁾

測定したデータから算出した特性量は、乱れの強さ($\sqrt{u'}$)、自己相関係数(Re)、エネルギースペクトル(E)、平均渦径(Λ)、エネルギー逸散率(ϵ)である。データ処理にあたっては、まず、データレコーダーの記録をサンプリング間隔0.5 msecでAD変換した。データ数は2000個である。このデータを用いて自己相関係数、エネルギースペクトルを計算した。

平均渦径 Λ は、 $\Lambda = \bar{u} \cdot \int_0^\infty Re \, dz$ ($\bar{u}$: 平均流速) …① により求めた。但し、積分は、0から Re が初めて0になる時点までをとった。エネルギー逸散率は、慣性小領域の存在を仮定して、 $E(f) = \alpha (\bar{u} \cdot \epsilon / 2\pi)^{2/3} \cdot f^{-5/3}$ …② により求めた。(α : 定数、1.44²⁾)

式①、②は、ともに一樣等粘性の乱れが仮定されており、シャワーの大きな壁面付近まで用いるのは無理があるし、また粒子浮遊流ではエネルギースペクトルの一方向乗則が成りたつのかどうかということ自体が問題であるが、一つの目安として算出した。

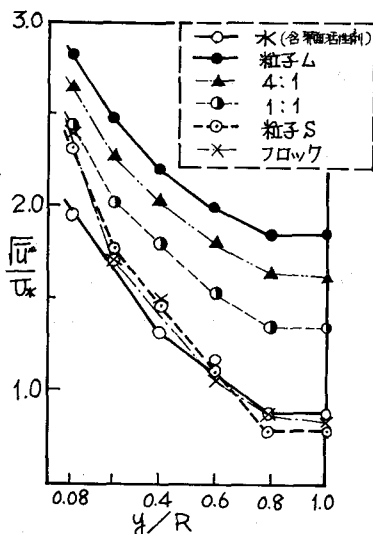
(IV) 結果と考察

<乱れの強さ(図-1)> 乱れの強さは粒径によって変化する。粒子Sやフロックという小さな粒子と対照的に、粒子Lは乱れの強さを顕著に増大さ

(表-1) 実験に用いた粒子

粒子	比重	粒径(mm)
L	1.03	1.30
S	1.08	0.12
フロック	—	0.07

(図-1) 乱れの強さの断面内分布



(y : 壁面からの距離, R : パイプ半径)

せる。混合粒径の場合でも、乱れの強さの増大の程度は粒子 μ の濃度によってきまっている。

〈平均渦径(表-2)〉 多少のばらつきはあるが、粒子を浮遊させることにより、平均渦径は小さくなっている。粒子 μ ではその傾向が顕著で、とくに管断面の中心領域で大きくあらわれている。

平均渦径と
(表-2) エネルギー-逸散率

	平均渦径 λ	エネルギー 逸散率 ϵ	$\epsilon D \mu^3$	
η/R	1.0	0.08	1.0	0.08
水 (含界面活性剤)	0.99	0.97	0.9	10.3
粒子 μ	0.28	0.93	30.1	52.9
4:1	0.69	0.62	19.3	47.6
1:1	0.31	0.73	13.6	34.3
粒子 S	0.86	1.02	0.9	24.7
フロック	0.81	—	0.9	22.1

〈エネルギー・スペクトルとエネルギー-逸散率〉 図-2にエネルギー・スペクトルを示すが、これらも粒子 μ の存在とともに中心領域の乱れに対して大きな影響を与えていることがわかる。一オ、粒子 μ やフロックも壁面近くでは乱れを大きくしている。また、中心領域ではスペクトルの傾きが緩くなっており、粒子の存在の影響がエネルギー・スペクトルの形を変えるという形であらわれることをうかがわせる。表-2にエネルギー-逸散率を示すが、粒子 μ の濃度の増加とともに著しく増大している。一オ、同時に測定した抵抗係数は、これに対応するほどの増大がなく着水とほとんど差がなかった。

管断面でのエネルギーのつり合いを考えると、着水の場合、損失水頭から求めた全損失は、単位質量あたり $80 U^3/D$ (D : 管径)、このうち直接逸散は $40 U^3/D$ と見られ、残り $40 U^3/D$ を乱流逸散で失うことになる。着水の場合の乱流逸散は粘性底層の外縁で最大値をとり管中心部で減少する分布が知られている。これに対して、粒子 μ を浮遊させた系では、直接逸散の分布も変化すると思われる一オ、管中心部から高い E の値が分布しており、粒子の存在によって乱れのエネルギーを断面内に均一に分布させるような機構が推測される。

(V) 結論

① 中立浮遊状態に近い粒子浮遊系の乱れの強さは、粒子径の影響をうける。ある大きさ以上の粒径の粒子は顕著に乱れの強さを増大させる。② 円管乱流では、粒子 μ の影響はとくに中心領域で大きい。すなわち、中心領域の乱れを平均渦径の小さい強いものにする。また、エネルギー・スペクトルの形を変える効果もある。③ エネルギーのつり合いから考えると粒子の存在によって乱れのエネルギーを断面内に均一に分布させるような機構が考えられなければならない。④ フロック浮遊系を用いて、剛体として運動するか、変形を受けるかという粒子の性質の差による変化を調べようとしたが、今回の実験ではフロックが小さかったこともあって明瞭にはならなかった。

〈謝辞〉 今回の計算にあたり東京大学工学部土木工学科 西岡先生、同交通研究室の皆様には大変お世話になりました。心から感謝いたします。

〈参考文献〉 1) Hinge "Turbulence".

2) J.C. ロッパ "乱流" p.86. (岩波書店)

(図-2) 粒子浮遊系のエネルギー・スペクトル

