

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 筆者らは、固液混相流のなかでも、比重がほぼ1に近いいわゆる中立浮遊状態にあるものを対象にして、その乱れ特性を調べる実験、研究を行ってきた。ここでは、粒子径と粒子の力学的性状(剛体的な粒子か変形、破壊の可能な粒子か)のちがいによる乱れ特性の変化を探るために、プラスチック粒子、カオリンフロック、カオリンの3種類の固液混相流を用いた実験を行ったので、その結果を報告する。

(Ⅱ)実験

実験は、内径5cm、長さ13mのまっすぐな塩化ビニール製のパイプを用いて行った。用いたプラスチック粒子を表-1に示す。プラスチック粒子浮遊流の体積濃度は5%を中心にしたが、濃度の影響をみるために粒子Mの濃度を1%、0.5%としたものも併せて用いた。カオリンフロックは、表-2に示す。フロック、カオリン浮遊流の体積濃度は、24時間沈降体積率を測定し、この状態で等径球粒子の最疎充填構造になっていると仮定してそれに0.524を乗じて求めた。

乱れの変動速度は、ホットフィルム流速計で測定し、これから乱れの強さ($\sqrt{u'^2}$)を求め、エネルギースペクトル(E(κ))を算定した。測定したレイノルズ数の領域は、 $Re \approx 1.2 \times 10^5$ 、 $Re \approx 3.4 \times 10^4$ の2つである。

フロック、カオリン浮遊流では、そのレオロジー的特性の変化を知るため、細管型粘度計を用いて層流状態から乱流への遷移域までの流動特性を測定した。

(Ⅲ)実験結果と考察

(1) 乱れの強さ $\sqrt{u'^2}$ は、プラスチック粒子浮遊流では増大する(図-1(a))。その効果は、粒子径が大きいほど、また、濃度が高いほど大きい。一方、フロック、カオリン浮遊流では、 $\sqrt{u'^2}$ は清水の場合とほとんど変わらない。(図-1(b))

(2) 粒子浮遊流のエネルギースペクトルE(κ)は、粒子径に応じて特定の波数で“コブ”をもつ特異な形を示す。(図-2) また、粒子の濃度を変化させてもスペクトルの“コブ”が出現する波数はほとんど変わらない。(図-3) このことは、スペクトルの“コブ”が粒子の大きさに依存していることを示している。

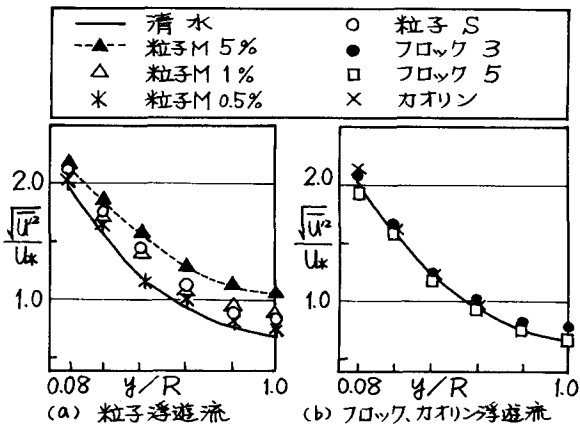


図-1 乱れの強さの断面内分布

粒 子	比 重	粒子径 (mm)
粒子 S	1.08	0.12
粒子 M	1.03	0.65
粒子 L	1.03	1.30

表-1 プラスチック粒子

No.	凝集剤	粒子径 (mm)	体積濃度
1	硫酸バンエ	0.07	0.037
2	硫酸バンエ	0.07	0.047
3	PAC	0.10	0.046
4	PAC	0.08	0.049
5	PAC, アルギン酸ソーダ	0.16	0.078

表-2 カオリンフロック

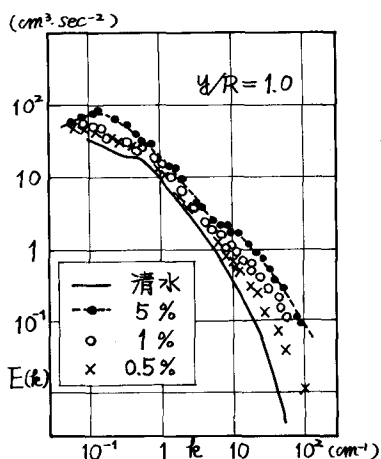


図-3 濃度によるスペクトルの変化 (粒子 M)

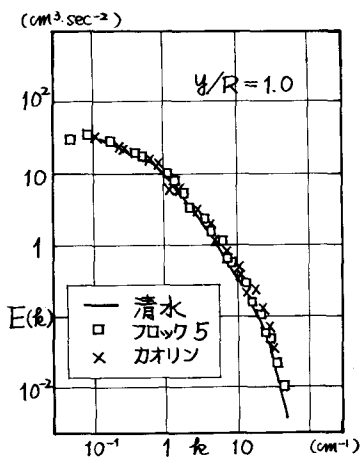


図-4 フロック、カオリン浮遊流のスペクトル

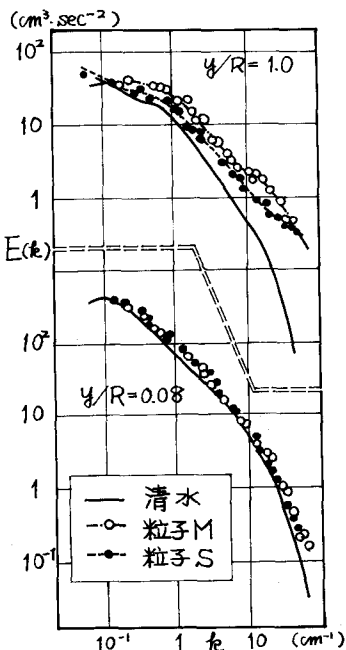


図-2 粒子浮遊流のスペクトル

以上のことから、中立浮遊状態ではあっても、剛体粒子が乱れのスケールと同程度の大きさであれば流体との間に相対運動を生じ、そのことによって新たな乱れが生まれることが推測される。

(3) 断面内での $\sqrt{u^2}$ の分布、スペクトルの形から、粒子の影響は管中心で大きく、管壁に近づくにつれて壁面の効果が卓越してくることがわかる。

(4) フロック、カオリン浮遊流のエネルギースペクトルは、今回の実験のように比較的大きなレイノルズ数においては清水の場合とほとんど変わらなかった。(図-4) フロックの粒子径が粒子 S とほぼ同程度であることを考えると、この結果は、フロックと剛体粒子の力学的性状のちがいが現れたものになっている。

(5) 細管型粘度計を用いた層流流動実験の結果、フロック、カオリン浮遊流では、粘性係数が增大するとともに降伏値 (τ_y) が現れ、ビンガム流体としての挙動を示すことがわかった。さらに、これらの流れでは限界レイノルズ数 Re_{crit} が清水のものより大きくなる。(表-3)

一方、ビンガム流体の円管路流に対する限界レイノルズ数 $(Re_{crit})_B$ は、R.W. Hanks¹⁾によって次のように求められている。まず、局所的な慣性力と粘性力の比 K を定義する。

$$K = \frac{1}{2} \rho \frac{d(u^2/dr)}{dp/dz} \quad \text{----(1)}$$

ここで、清水の流速分布をハーゲンポアズイユ流として与えれば、 K の最大値は、 $K_{max} = \sqrt{1/27} (Re_{crit})_w$ ($(Re_{crit})_w$: 清水の限界レイノルズ数) となる。同様に、ビンガム流体の流速分布を与えることにより、 $(Re_{crit})_B$ は式 (2) のように求められる。

$$(Re_{crit})_B = \sqrt{27} K_{max}$$

$$= (Re_{crit})_w \frac{1 - \frac{4}{3}a + \frac{1}{3}a^4}{(1-a)^3}$$

$$a = \tau_y / \tau_w : \text{比栓半径}$$

$$\tau_w : \text{壁面せん断応力} \quad \text{----(2)}$$

$(Re_{crit})_B$ の実験した値と式 (2) による計算値を表-3 に示すがかなりよく一致している。これから、ビンガム流体では降伏値の作用によ

り、乱流への遷移の初期の段階では乱れの発生が抑えられることがわかる。しかし、今回の実験では、 Re 数が大きな領域では乱れの構造が変化しておらず、 Re 数に伴って降伏値の効果はどう推移するかは今後の検討の課題である。

本報告とまとめるにあたり、東京大学工学部工本工学科のコンピューターを利用していただいた。工本工学科 松本教授、西岡助教教授に感謝を表したい。なお、本報告は、科研費総合研究(A)「固液混相流の乱流特性とその計測」(代表者 林泰造教授)から一部補助を受けたものである。

1) Hanks, R.W.; A.I.Ch.E. Journal Vol. 9, No. 3, p. 306.

流体	降伏値 (dyne/cm ²)	実験した Re. crit	式(2)による Re. crit
清水	—	2080	—
フロック3	—	2081	—
フロック4	0.2	2106	2128
フロック5	1.1	2291	2314
カオリン	0.4	2187	2196

表-3 フロック、カオリン浮遊流の限界 Re 数