

管内固液混相流の速度分布
Velocity Distribution of Solid Particles in Solid-Water
Mixture flows in Pipelines

佐々木 幹夫* 高橋 弘** 川島 俊夫***
by Mikio SASAKI, Hiroshi TAKAHASHI and Toshio KAWASHIMA

Experimental investigations of head losses, particle velocity distributions and slip velocities have been undertaken for polystyrene particle-water mixture flows. The particle velocity profiles in a vertical plane at lower velocities are skewed considerably. As mean velocities increase, so do the slip velocities. Due to this increase of the slip velocities, particle segregation and migration disappears in higher velocities.

Keywords: mixture flow, solid particle velocity, pressure loss, slip velocity

1. 緒言

本研究では比重が1に近い固体混じりの管内混相流を扱う。比重が1に近い固体を取り扱っているのは、雪水二相流の流動現象の解明を最終目的にしているからである。雪水二相流は流雪溝内の流れであり、この雪混じり流れについては排雪限界等未だに未解明なところがあり、流雪溝の布設計画では流雪能力の算定に経験式が使われており、その理論的解明は急がれる。流雪溝の設置は地形条件の良いところでないと不可能であるが、流末に管水路を用いるとその条件が緩和される。たとえば、底勾配が取れても最後に排水河川まで送雪できないような街区には流雪溝の末端に管水路をつなぎ、ポンプによって河川まで輸送するシステムが考えられる。この流雪システムでは管内雪水混相流の知識が必要になってくる。ここに、管内雪混じり流れの研究意義があり、著者等は数年前よりこの研究を実施してきている。この一連の研究のなかで、著者らは雪の代わりに、雪塊の比重に近いポリスチレン粒子を用いて混相流内の固体の流動観測をしてきた。ここでは、雪塊ではなく、比重が1に近い固体混じりの混相流の流動現象を研究の対象にし、固液混相流の速度分布を明らかにしてみる。

比重が1に近い固体と水の混相流に関する研究にはShook¹⁾、高橋・佐々木・川島^{2), 3)}、川島・佐々木

-
- | | | |
|-----|-------------------------|------------------------|
| * | 正会員 八戸工業大学 助教授 工学部土木工学科 | (〒031 八戸市妙字大開 8 8 - 1) |
| ** | 正会員 東北大学 助手 工学部資源工学科 | (〒980 仙台市青葉区荒巻青葉) |
| *** | 正会員 八戸工業大学 教授 工学部土木工学科 | (〒031 八戸市妙字大開 8 8 - 1) |

・高島⁴⁾等によるものがある。しかし、固体と水粒子の速度差すなわちスリップ速度について明らかにしたものはない。後述のように、スリップ速度はエネルギーの損失機構に関係しており、その大小は固液混相流の速度分布を歪ませる重要な役割を果たしている。

2. 実験装置、実験方法および試料

本実験装置は、混合槽、ソリッドポンプ、電磁流量計、供試管、アクリル製ウォータージャケット、ビデオ撮影装置およびマンオメータなどから構成されている。混合槽中のポリスチレン粒子はソリッドポンプにより供試管に送られ、エネルギー損失水頭の測定管を通り、再び混合槽に戻るようになっている。供試管の内径は $d = 39.7, 49.7, 80.2, 105.2 \text{ mm}$ の 4 種類であり、清水流の圧力損失の測定結果より供試管内は滑面乱流であることが確かめられた。

実験は次の手順で行った。すなわち、ソリッドポンプの調節により所定の流速に設定した後、圧力損失をマンオメータにより測定し、さらに吐出体積濃度の測定を行った。管内の平均流速は電磁流量計により求めた。

圧力損失の測定と同時に、管内の流動状態のビデオ撮影を行い、このビデオ画像の解析により着色した固体粒子速度を求めた。真横と真上から同時に流動観測するときにはウォータージャケットの上に 45° 傾けた鏡を置いて、真横からのビデオ画面上半分に水平面内の流動が入るようにして、固体粒子速度を求めた。ビデオの撮影スピードは 200コマ/秒に設定した。

本実験に用いた粒子は 3 種類のポリスチレン粒子であり、その球等価直径 d 、および比重 S は、それぞれ、 $d = 3.21 \text{ mm}$ 、 $S = 0.86$ 、 $d = 3.22 \text{ mm}$ 、 $S = 0.96$ および $d = 3.09 \text{ mm}$ 、 $S = 1.04$ である。粒子の形状は $S = 0.86$ 粒子が楕円球状、 $S = 0.96$ 粒子が円筒状および $S = 1.04$ 粒子が楕円筒状である。

3. 流動モデルの検討

固液混相流の流動現象をみる場合、基本的には 2 つの方法がある。固体混じりの流体を固体混入率の程度に応じて流動等が変わり、流動特性が決まるとする流動方程式から解析する方法と、固体と流体の運動をそれぞれ独自の運動方程式系で表して解析する方法である。前者の方法には、これまでに多くの研究があり、研究成果の蓄積も多い、ここで前者の流動モデルを取り扱ってみる。高橋・佐々木・川島は管内固液混相流をビンガム流動とした²⁾が、その後、3 層モデルにより上層をダイラタント流動、下層をビンガム流動としている³⁾。しかし、流れの場にビンガム流動とみなせる領域が存在するかどうか、その設定に合理性があるかどうか等、疑問が生ずる。以下にこれを検討してみる。

ビンガム流動では、せん断力 τ 、降伏応力 τ_0 、任意点流速 u は、半径を a 、栓流半径を r_p 、管軸からの距離を r とし、 r_p および r を半径 a で無次元化したものを r_{p*} および t 、栓流速度を u_p とすると次のように式 (1) で表わせる。

$$\tau = \tau_0 t \quad (a) \quad \tau_0 = \tau_0 r_{p*} \quad (b) \quad u = u_p \frac{(1 - 2r_{p*} + 2r_{p*}t - t^2)}{(1 - r_{p*})^2} \quad (c) \quad (1)$$

ここに、 τ_0 は壁面摩擦応力である。 τ_0 は流体密度 ρ 、重力加速度 g 、径深 R および動水勾配 i により、 $\tau_0 = \rho g R i$ となるから、上式 (1 b) に示すように降伏応力 τ_0 は動水勾配 i と r_{p*} の積で与えられるので、ビンガム流動とするならば、 τ_0 は流体の物性値であるから一定となるので、 i が大きくなれば r_{p*}

は小さくならなければいなくなる。また、式(1c)より、速度分布形は r_{ps} によって決まる。これらの点について実験値と比較すると以下になる。

図-1は動水勾配 i と $Fr^2 = v_m^2 / (dg)$ の関係を示したものである。ここに、 v_m は混相流の平均流速である。横軸の Fr^2 は速度水頭 $v_m^2 / 2g$ を $d/2$ で無次元化した量にもなっており、図は運動の規模・激しさとエネルギー損失の関係を表している。図において、管径 $d=49.7\text{mm}$ (×印)の i が大きくなっているのは、 i の傾きは $f/2$ 、ここに、 f =管壁面摩擦係数であり、 f は管径が小さければ大きくなる清流時の特性($d^{-1/3}$ に比例)を内包しているからである。図は i が運動の強さに比例することを示しているので、もし、管内固液混相流がビンガム流動であるならば、 i が増大したとき比栓半径 r_{ps} は小さくならないと、降伏応力 τ_y が運動の規模によって決まるという矛盾を生じてしまう。

図-2は低速域の固体粒子速度の観測例であり、図中の u_{sm} は固体粒子の断面平均流速(後述)である。固体は比重が1より小さいポリスチレン粒子が用いられ、図に明らかなように、上層の方が欠速度が大きくなっている。これは、上層に浮遊集積層ができたために流れが遅くなったからである。下層が速くなっているのは、全体として同一の流量が流れていなければならないために、上層で遅れた分、衡り合いを取るために速くなったものである。図には式(1c)で表されるビンガム流動の速度分布形を示したが、いま、固体粒子速度の分布形と混相流の速度分布形は相似であるとすると、この理論と観測値とは合っていない。

図-3は高速域の固体粒子の観測例であり、管中央部に栓流域が発生しているものとする。低速域の場合よりも、式(1c)と観測値との一致は良い。ただし、固体粒子速度と混相流体の速度は相似をなすものとしてみた場合である。図-2の低速域でみられた浮遊集積層は発生していないために、高速域では上下に対称な分布形となっている。栓流域があるとした場合、

図-2と3を比較すると、流速が増大すると栓半径は大きくなっている。したがって、流速が増大すると動水勾配 i も無次元栓半径 r_{ps} も大きくなり、式(1b)に示した降伏応力 τ_y は大きくなる。すなわち、降伏応力 τ_y は流体の物性値によって決まるのではなく、運動の規模、程度によって決まる応力になってしまう。明らかにビンガム流動とは言えない。

これまでに、比重が1より小さい固体混じりの混相流でみてきたが、1より大きい固体の場合、低速域では下層に沈降集積層が発生し、下層の流速の欠速度が大きくなり(図示省略)、現象が上下に入れ代わった

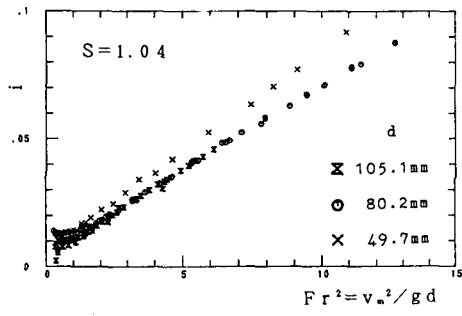


図-1 動水勾配 i と Fr^2 の関係
Run v 02 $S=0.86$

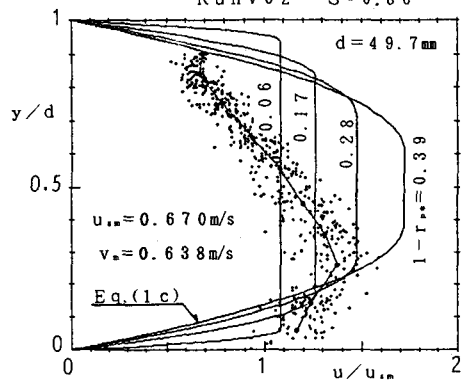


図-2 低速域の固体粒子の速度分布
Run v 08 $S=0.86$

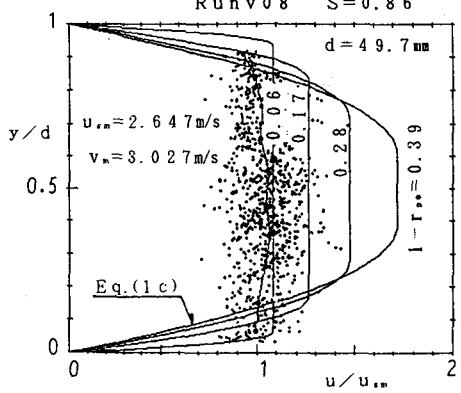


図-3 高速域の固体粒子の速度分布

だけで、前述の流れの特徴はまったく同じである。また、水の密度に近い固体を中心に混相流の流動特性をみてきたが、比重が砂質土程度のスラリー輸送管内においても同様の現象がみられるものと考えられる。

管内固液混相流を栓流域を有するダイラタント性の流動とすると流れは式(2)で表わされる。

$$\tau = \tau_w + \mu (du/dx)^2 \quad (2)$$

ここに、 x は壁面からの距離である。粘性係数 μ は清流時の μ_w と非粘性 μ_r で $\mu = \mu_w + \mu_r$ と表わせ、体積濃度 C_v が $C_v = 0$ のときには乱流となるので、

μ_w は $\mu_w = \rho \ell^2 = \rho k^2 x^2$ となる。ここに ℓ は混合距離、 k はカルマン定数である。よって、 μ は次式のように表わせる。

$$\mu = \mu_w + \mu_r = \rho k^2 x^2 (1 + C C_v x) \quad (3)$$

ここに、 C は比粘性 μ_r と濃度分布を関係づける定数である。さて、混相流中の k および C の見積もりが困難なので、いま、 μ を速度場の平均値で表わせるものとして、式(1a)および(2)より次式を得る。

$$u = \begin{cases} u_w \{1 - (1 - y/\ell_a)^{3/2}\} & (0 \leq y \leq \ell_a) \\ u_w & (y \geq \ell_a, z \geq \ell_b) \\ u_w \{1 - (1 - z/\ell_b)^{3/2}\} & (0 \leq z \leq \ell_b) \end{cases} \quad (4)$$

ここに、 ℓ_a 、 ℓ_b は上層、下層の流動層厚、 y 、 z は上層、下層内の壁面からの距離である。

図-4は実験と式(4)を比較したもので、良い一致が見られ、栓流域を有するダイラタント性の流動モデルで管内固液混相流を表わせることが理解できる。

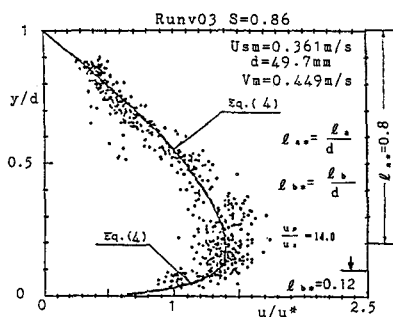


図-4 ダイラタント流動モデルと実験との比較

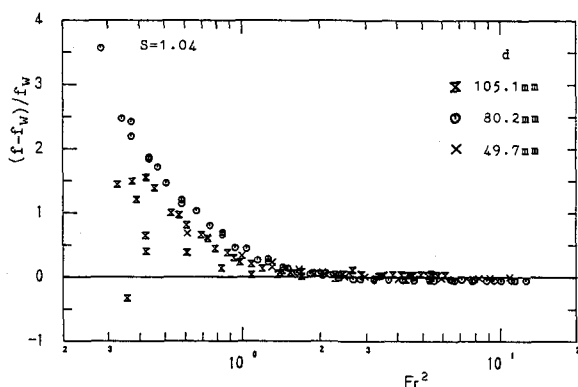


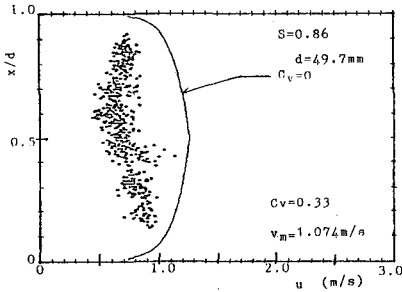
図-5 固液混相流の円管壁面摩擦係数 f

4. スリップ速度

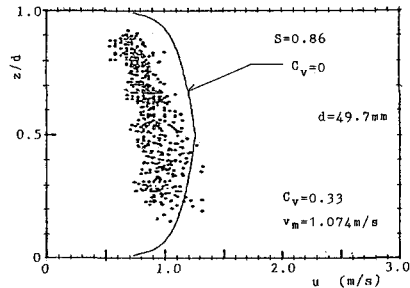
前述のように低速域では $S > 1$ の場合には下層に沈降集積層、 S

< 1 の場合には上層に浮遊集積層が発生し、これが速度分布を著しく歪め、流れのエネルギー損失を大きくする。しかし、高速域になると、固体は管断面全体に広がり(図-3)、エネルギー損失も $C_v = 0$ の清水流の場合と同程度になる。図-5に混相流の管壁面摩擦係数 f を清水流時の($C_v = 0$) f_w を基準にして示したが、より一層とその機構が理解されよう。エネルギー損失は体積濃度 C_v が大きいと、それも大きくなるが、この傾向は低速域になると顕著になる(図示省略)。図-5において、低速域になると f の測定値

に広がりが出て来るのはそのためである。固体が管断面全体に広がるのは固体と液体粒子間の速度差 u_d が大きくなるからであると考えられる。このスリップ速度 u_d は混相流の平均流速 v_m と固体粒子速度分布を測定することにより求めることができる。固体粒子速度の鉛直分布は前述のように実験的にも理論的にも十分な結果が得られたので、次に、固体粒子速度の水平分布特性を調べてみる。図-6 は前述2で述べたように固体粒子の鉛直方向と水平方向の速度分布を測定した結果であり、流れの場は平均流速 $v_m = 1.047 \text{ m/s}$ と中流速域に属している。ここで、低、中、高の速度域は、浮遊集積層が生ずるような速度域を低流速、管断面全体に固体が広がり、速度分布がほぼ上下対称になる状態の速度域を高流速域、それらの中間を中流速域としている。



(a) 固体粒子速度の水平分布



(b) 固体粒子速度の鉛直分布

図-6 固体粒子速度の断面分布 ($S=0.86$, $d=49.7\text{mm}$, $v_m=1.074\text{m/s}$)

図-6の実線は清水時の速度分布（滑面乱流）で、これと測定値との比較より、固体混入により速度分布形が歪んでいく様子がよくわかる。(b)図の鉛直分布をみると、上層が遅くなり、下層が速くなっている。これは、上部にまだやや濃度の高い層が残っており、これが流速の低下を招き、ここでの速度の低下が下層部の高速化を生じさせているからである。すなわち、ある部分の欠速は、 $S > 1$ の場合にはそれより上層、 $S < 1$ の場合にははその箇所よりも下層の領域で高速化を生起させ、流量の収支のバランスは上と下の層の間でとられている。次に、(a)図の速度の平面分布を見ると、中央部が遅く、両サイドにいくにしたがって少しではあるが速くなっている。図は真上からみた固体粒子速度の水平方向の分布で、中央部の流速は(b)図の上層部の流速に対応していることがわかる。また、(a)図の両サイドの流速が中央部よりもやや速くなっているのは、円筒形を真上から見た場合に、中央から離れるにしたがって下層の粒子群を見ていることになるので、中央の上層部よりも移動の速い粒子群をとらえているためである。よって、管内固液混相流は固体混入によって速度分布形は軸対称形から、鉛直方向に速度勾配の大きい、水平方向にほぼ一様な分布形へと変化する。流量の収支は鉛直方向、上下の層

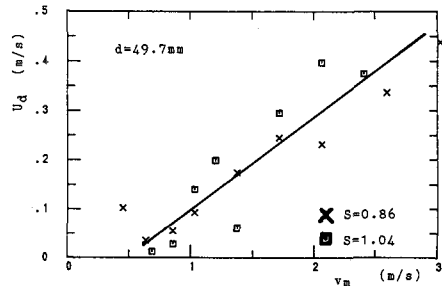


図-7 スリップ速度 u_d と平均流速 v_m

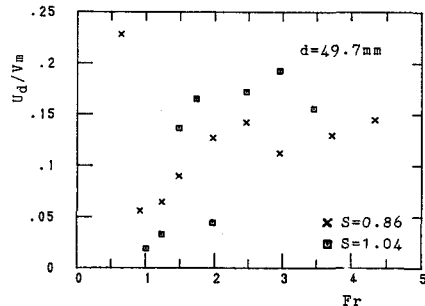


図-8 スリップ速度 u_d と Fr

間でバランスをとるようになっている。

以上により、管内の固体粒子の速度分布は鉛直分布で近似的に与えられることになる。いま、 u_{sm} を、水平方向の速度変化が省略できるものとして求めた固体の断面平均流速とすると、水粒子の断面平均流速 u_{wm} およびスリップ速度 u_d は次式のように与えられる。

$$u_{sm} = \gamma u_m \quad (a) \quad u_{sm} = \beta u_{wm} \quad (b) \quad \beta = \gamma (1 - C_v) / (1 - C_v \gamma) \quad (C) \quad (5)$$

図-7にスリップ速度 u_d と平均流速 v_m の関係を示した。図より、 u_d は v_m の増大に伴い大きくなっている。この u_d の増大は固体に働くせん断力を増大させ、浮遊集積層を消失させ、固体を断面全体に飛散させていく流動機構を作っている。図-8は u_d の相対値と $Fr = v_m / (gd)^{1/2}$ の関係を示したもので、図より、 Fr が大きくなると u_d / v_m は大きくなることがわかる。しかし、 Fr の大きな領域では u_d / v_m の値はある一定値に近づく傾向にあるようである。図-9は流体と固体の断面平均流速の比を示したものである。図は u_{sm} / u_{wm} の値は0.75~0.8にあるが、 Re 数が大きくなると少しその値は下がる傾向を示している。

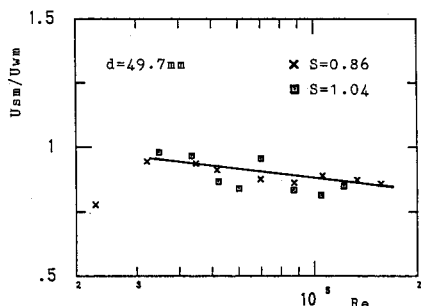


図-9 u_{sm} と u_{wm} の関係

4. 結言

本研究により以下の点が明らかとなった。

- ①管内固液混相流の流動はビンガム流動とはみなせない。ビンガム流動とすると比栓半径 r_{ps} が動水勾配 i とともに増大するので降伏応力 τ も運動の規模によって決まることになり矛盾が生じる。速度分布はビンガム流動ではなく、ダイラタント流動となることを示している。
- ②管内混相流の断面分布は水平方向には速度変化がほとんどなく、鉛直方向の速度変化は大きい。
- ③スリップ速度は平均流速とともに大きくなり、この増大が高速域の速度分布を上下に対称な形にし、固体が断面全体へ飛散し、流下する流動機構を作っている。
- ④ u_d / v_m の値は Fr 数とともに大きくなる。 u_{sm} / u_{wm} の値は Re 数が大きくなるとやや小さくなる傾向にあり、 $35000 \leq Re < 2 \times 10^5$ では、 $u_{sm} / u_{wm} = 1.73 - 0.172 \log_{10} Re$ となる。

謝辞 本研究を遂行するに際し、八戸工業大学土木工学科高島幸典技術員ならびに4年生諸君より多大なる協力をいただいた。ここに謝意を表する。本研究は文部省科学研究費補助金(重点領域研究(1)、課題番号04201137、代表者:佐々木幹夫(八戸工業大学))により遂行したものであることを記し、謝意を表する。

- 参考文献**
- 1) Shook, C. A.: Experiments with Concentrated Slurries of Particles with Densities near that of Carrier fluids, The Can. J. of Chem Engng, 63, pp. 864-869, 1985.
 - 2) 高橋弘・佐々木幹夫・川島俊夫: 円管内雪水二相流の流動モデル, 日本雪工学誌, Vol. 5 No. 2, pp. 2-17, 1989.
 - 3) 高橋弘・佐々木幹夫・川島俊夫: 3層モデルによる円管内雪水二相流の流動解析, Vol. 5 No. 4, pp. 3-15, 1989.
 - 4) 川島俊夫・佐々木幹夫・高島幸典・高橋弘: 雪水二相流の固体粒子速度の観測, 土木学会, 年講, II, pp. 84-85, 1992.