

## 円管内における粒体の水力輸送(第5報) : 流動様式の遷移と粒子運動の変化

その他(別言語等)のタイトル	Hydraulic Transport of Solids in Pipes (Part 5) : Transitions of Flow Patterns for Solid-Liquid Mixtures and Fluctuations of Solid Particle Motion
著者	奥田 教海
雑誌名	室蘭工業大学研究報告. 理工編
巻	8
号	3
ページ	671-681
発行年	1976-01-30
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10258/3619">http://hdl.handle.net/10258/3619</a>

# 円管内における粒体の水力輸送

## 第5報 流動様式の遷移と粒子運動の変化

奥 田 教 海

### Hydraulic Transport of Solids in Pipes

#### Part 5. Transitions of Flow Patterns for Solid-Liquid Mixtures and Fluctuations of Solid Particle Motion

Kyōkai Okuda

##### Abstract

As one aspect of fundamental liquid-solid flow studies, the author presents the experimental results on the classification of flow patterns of water-sphere mixtures in a pipe, on the basic relations among nondimensional factors for suspension of solid particles and on the motions of single particles in the cloud of water-sphere mixtures in a pipe. The tests were carried out at the condition of low solid concentration in pipes.

The main results of the tests were as follows :

(a) Three following flow patterns were classified with the particle concentration conditions proposed newly by the author after his inspections for the suspension of spherical particles in the pipe cross sections using the photoelectric devices :

The flow patterns :

- (1) flow pattern with moving bed
- (2) flow pattern with asymmetric suspension
- (3) flow pattern with nearly symmetric suspension

(b) The relations between distributions of particle suspension in the pipe cross section and particle Froude numbers with parameters of the ratio of sphere diameter to that of pipe were illustrated by the curved surfaces in space at the constant concentration of particles in a pipe.

(c) The relations among the flow patterns, diameter ratios and particle Froude numbers were also illustrated.

(d) It was found that the angular velocities of single particles and particle paths per one rotation fluctuated violently beyond the critical values for transition of flow patterns after the author's observations of particle motions with the stroboscope.

(e) The path lines of single spheres in the cloud of particles were horizontal straight lines or approximate sine curves with expressions  $y = H \sin(\pi/S)x$ , where  $y$  and  $x$  were instant saltation height and distance,  $H$  and  $S$  their maximum values, which also fluctuated violently beyond the critical values for transition of flow patterns.



ボ装置で照射して写真撮影した。それらの写真から球の回転角速度と移動速度などを計測した。この場合に使用した球は比重 1.195 のアクリル球で、直径 25.4 mm の球群は 30 個、38.1 mm のものは 13 個、管径は 100 mm である。ある程度以上の球数があれば、球群の中間の流動様式は連続輸送の場合に類似することが以前の実験で確かめられているので、以下この実験の球群の中間の流動状態について論ずることにする。管内濃度は現在までの実験では低濃度（2～5%程度）である。

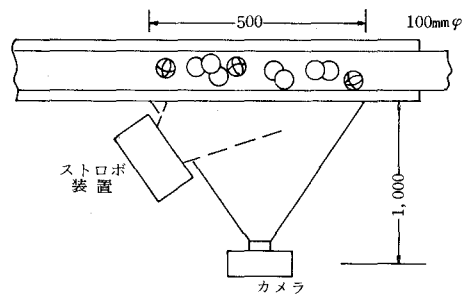


図 3

### III. 実験結果と考察

#### 1. 管内濃度比分布と流動様式の分類の定義

##### A. 管内濃度比分布

図 2 に示すように管断面を垂直方向に 5 層に区分し、各層で観測された受光量の変化から球の通過頻度を求め、中央と上下各層の長さの差異を考慮して各層同一長さ当りの球群の濃度比（5 層の合計が 100% となるように更に補正したもの）P% を求めた。これは球群の浮遊の程度を示す指標となるものである。この濃度比の各層間の変化を「管内濃度比分布」と呼ぶことにする。よく用いられる管内濃度とは意味が異なる。

##### B. 流動様式の分類

実際の管路による流体輸送では、管底流（摺動流）、部分流（非均質流）、均一流（均質流）の 3 様式の外に疎密流、集団流などの流動様式が観測されるが、本実験では球数が少いためか後の 2 者は観測されなかった。前 3 者について写真観測と管内濃度比分布の結果から、前報と同様の判定基準として次の定義を設定する。下から上に 1, 2, …, 5 層とするとき、

管底流：1 層と 2 層の濃度比の和が 95% 以上のもの、

部分流：1 層と 2 層の濃度比の和が 95% 以下で、かつ 3 層濃度比が 15% 以下のもの、

均一流：3 層濃度比が 15% 以上のもの。

#### 2. 速度比 $v_s/v_w$ と粒子フルード数 $Frd$ との関係

前に定義した粒子フルード数  $Frd = v_w / \sqrt{gd(\frac{\gamma_s}{\gamma_w} - 1)}$  ( $v_w$ : 水の流速,  $d$ : 球直径,  $\gamma_s, \gamma_w$ : 球と水の比重量) は、球群の抗力係数  $C_{Dst}$  の変化を一時考慮の外に置くならば、球群に作用する流れの慣性力と球群の見掛けの重量の比の平方根に比例する。その理由は、

$$(\text{流れの慣性力})/(\text{見掛けの重量}) = C_{Dst} \cdot \frac{3}{4} \left\{ v_w / \sqrt{gd \left( \frac{\gamma_s}{\gamma_w} - 1 \right)} \right\}^2 = C_{Dst} \cdot \frac{3}{4} \cdot (F_{rd})^2$$

である。以下この  $F_{rd}$  と球速対水速の比  $v_s/v_w$  および  $d/D$  の関係を示す。

図4には実験の代表例として  $d/D=0.28\sim 0.32$  の場合の  $F_{rd} - v_s/v_w$  を示し、全体の平均的曲線を図5に示した。これらの図から実験式としては、

$$v_s/v_w = 1 - \exp\{-a \cdot (d/D) \cdot (F_{rd} + b)\} \tag{1}$$

のような形の式が推定される。ただし、 $a, b$  は実験によって定められる定数である。 $d/D, F_{rd}$  が大きいほど、 $v_s/v_w$  は早く1に漸近する。

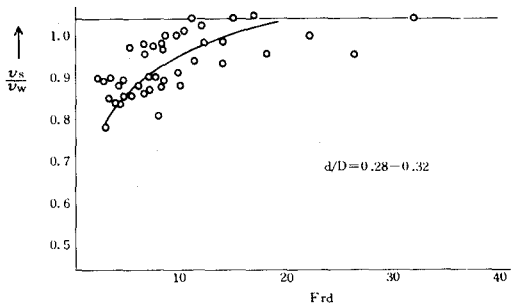


図4

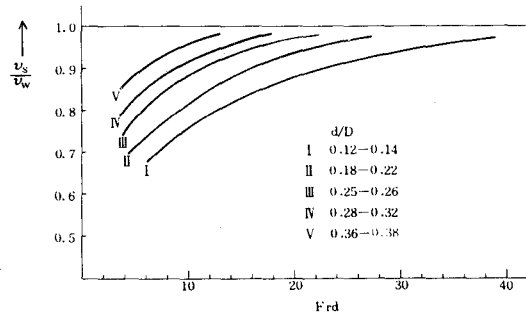


図5

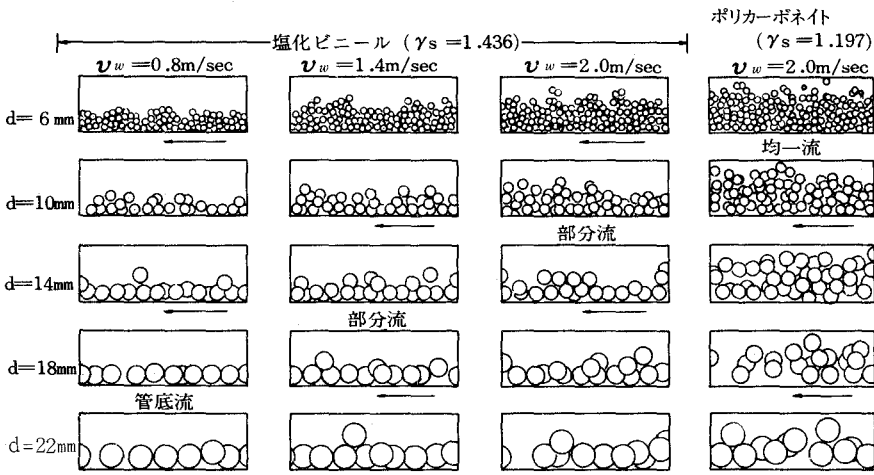


図6

### 3. 流動様式の種類および $F_{rd}$ と管内濃度比分布 P について

図6に球群の流動様式を観測した写真を線画にして例示してある。左下から右上に管底流、部分流、均一流へと遷移する。この名称は前記B. の定義に従ったものである。管内濃度比分布 P% を、管底よりの無次元距離  $y/D$  と  $F_{rd}$  によって示したものの2例を図7, 8に示す。図7は  $d/D=0.12, D = \phi 50 \text{ mm}$ 、図8は  $d/D=0.36, D = \phi 50 \text{ mm}$  の場合である。これらに

よって見れば管内濃度比分布はある種の滑らかかつ振れた曲面をもって表すことができる。流動様式分類の定義に従って図中に3様式の範囲を記入してある。これによって3様式それぞれの管内濃度比分布が定量的に表されたことになる。等測投影図であるからこれらの図から実数値を読みとることができる。 $d/D$ の他の場合の図は省略したが、2. で述べたことを裏付けるように、 $d/D$ が大なる従い、 $F_{rd}$ の増加に対して曲面の振れ起き上がりがより早く始まることが解る。(このようにPがある種の曲面で示されることが解った上では、B. の定義は、これらの曲面のある  $F_{rd}$ における平均傾斜角をもってそれらの遷移領域の判定値とした方がより合理的かつ普遍的であると考えられる。)

4. 流動様式を  $F_{rd}$  と  $d/D$  によって分類すること

以上の結果を利用し易い形にするために、流動様式の種類を  $F_{rd}$  と  $d/D$  によって示すと、図9のようになる。<sup>(8)</sup> これによってみれば、管底流、部分流および均一流の領域とそれらの遷移領域とが明瞭になる。 $d/D$ が大なる程、また  $F_{rd}$ が大なる程、管底流から部分流、均一流への遷移が早く行われる。この図は流体輸送の管路設計において、粒子の比重が与えられたとき、粒子径、管径、流速および流動様式の相互関係を吟味するための基礎資料として利用しうるものと考えられる。

5. 流動様式の遷移と粒子運動の変化

ストロボ装置による写真撮影の実験 92 例中の 5 例を図 10 に示す。流動様式としては管底流と部分流の 2 種が観測され、前者については管底を転動する球(管底球)、後者については、管断面を上、中および下層に三大別し、下層浮遊球、中下層浮遊球、上中層浮遊球各 1 例を示す。図の見方は同図 No. 1 に説明してある。図のように流動方向を左から右とすると、球の回転は紙面に垂直な軸の周りの時計方向回転で、管底球、浮遊球いずれの場合も回転方向は同一であり、反対方向のものは観測されなかった。他の方向を軸とする回転は、前述の回転に比べ僅少であったので球の角速度  $\omega$  は前者の回転だけについて示すこととする。球の回転と移動距

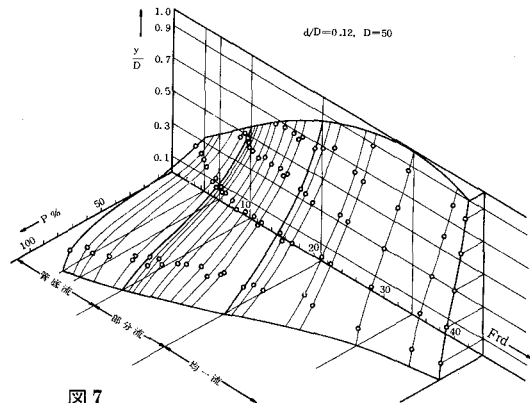


図 7

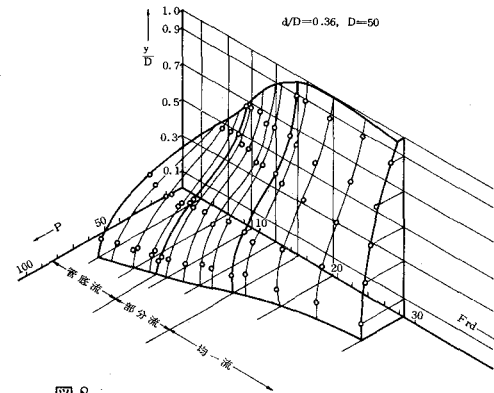


図 8

離とを関連させた量として新に「回転当り移動率  $\sigma$ 」を定義する。

$$\sigma = l/(\pi d) \tag{2}$$

ただし、 $l$ : 球が1回転する間に管底あるいは流体中を移動した距離、 $d$ : 球の直径である。すなわちこの  $\sigma$  は球が管底をスリップなしに転動するときの移動距離に対してその何倍押し流されたかを示すものである。

**A. 球の回転角速度  $\omega$  と回転当り移動率  $\sigma$**

上記の  $\omega$  と  $\sigma$  の観測結果をプロットしたものをそれぞれ図 11, 12 に示す。初に粒子フルード数に対する  $\omega$ ,  $\sigma$  をそれぞれプロットしたが、その値のばらつきが多く、何らかの法則性を見出すことは困難であったので、この  $F_{rd}$  と  $v_s/v_w$  との積を横軸としてまとめてみると、図 11, 12 のようになった。この横軸の値は  $F_{rd}$  の流れに対してそれぞれの球がどれだけよく追従したかを示す量である。図 11 によれば、

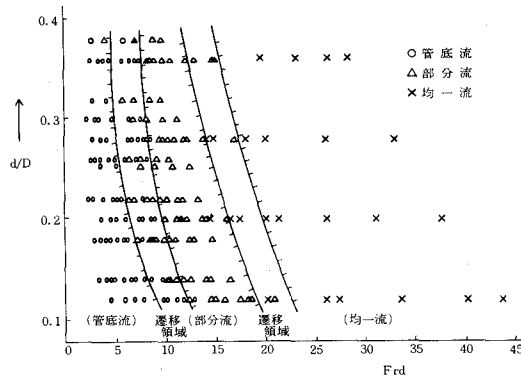


図 9

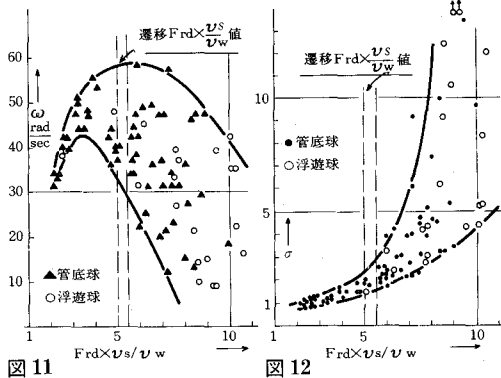


図 11

図 12

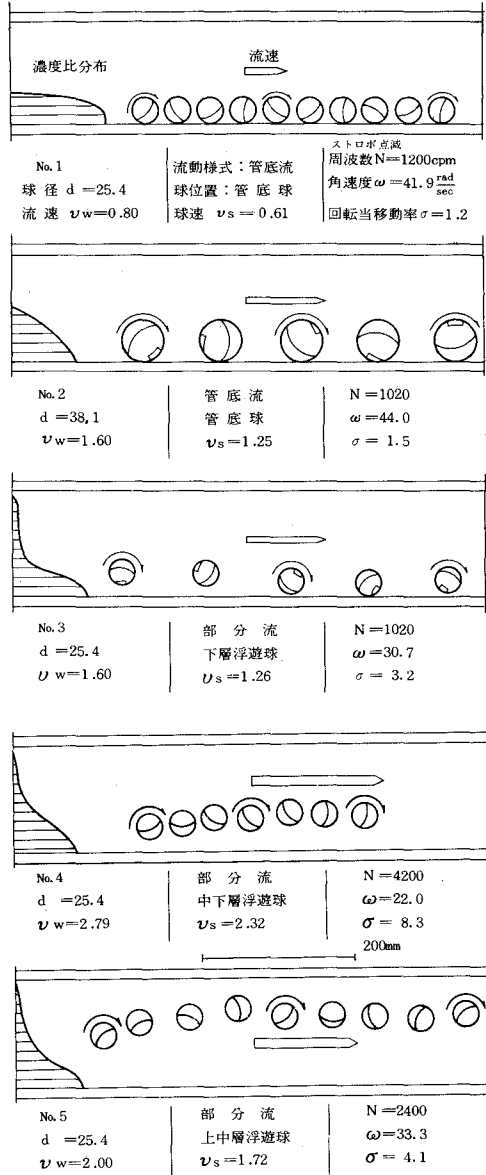


図 10 球群中の単球の運動

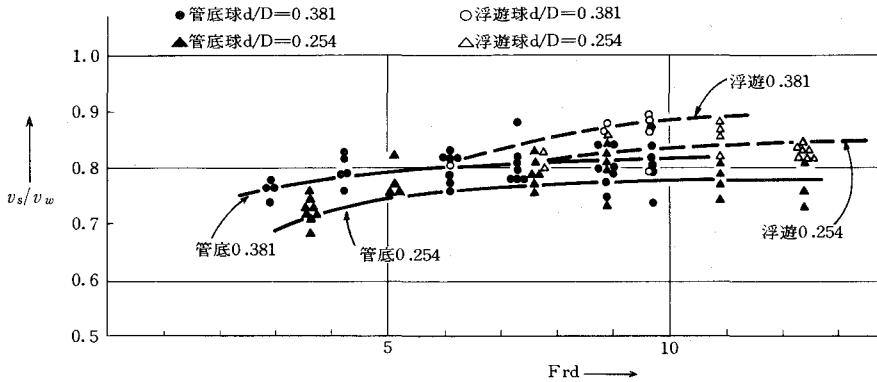


図13  $v_s/v_w$  —  $Frd$

管底球、浮遊球いずれも  $\omega$  の値の分散は横軸の「ある値」から急激に増加し、全体としては一旦増加しつぎに減少する。この「ある値」を「遷移  $Frd \times v_s/v_w$  値」と呼ぶことにする。この値はつぎのようにして求めた。管底球、浮遊球ごとに  $v_s/v_w - Frd$  の関係を示す平均的な曲線を図13のように求めておく。図9の  $d/D - Frd$  の関係から管底流部分流遷移  $Frd$  値を求め、それに対応する  $v_s/v_w$  値を図13から求めて、上の遷移に対応する  $Frd \times v_s/v_w$  値を計算し、図11、12に記入すると破線の位置に来る。図11は遷移  $Frd \times v_s/v_w$  値を超えると急に  $\omega$  の分散が多くなることを示している。すなわち管底流から部分流に遷移すると管底球、浮遊球ともに不規則に変動した運動をすることがわかる。原因としては管断面内濃度分布、速度分布、乱流変動、球相互の衝突と反撥および管壁との摩擦、衝突と反撥などが考えられる。この実験では浮遊球は管底球よりも若干速い程度であるから、図11、12では浮遊球のデータは右寄りにプロットされる。図12でも遷移  $Frd \times v_s/v_w$  値を超えると  $\sigma$  の分散が急激に増加することは図11と同様であるが、ただその値は単調に増加する点異なる。

**B. 揚力と重力の比  $L/W$  および抗力と揚力の比  $D/L$**

以上の観測結果に基づき、球群中の1個の球に作用する揚力  $L$ 、重力  $W$  および抗力  $D$  をつぎに示す式により試みに計算し、 $L/W - Frd \times v_s/v_w$  を図14に、 $D/L - Frd \times v_s/v_w$  を図15に示す。 $L$  については低レイノズル数領域において Navier-Stokes 方程式より求めたマグナス効果を示す S. I. Rubinow ら<sup>(9)</sup>の式

$$L = \pi a^3 \rho \omega (v_w - v_s) \tag{3}$$

を試用する。ただし  $a$ : 球の半径、 $\rho$ : 流体の密度。

$W$  は

$$W = (\pi/6) d^3 \gamma_s \tag{4}$$

ただし  $\gamma_s$ : 球の比重量

より計算し、 $D$  は



$$D = C_D \frac{\rho}{2} (v_w - v_s)^2 \frac{\pi}{4} d^2 \tag{5}$$

において、抗力係数  $C_D$  を球群中の抗力係数の値として D. Ergun の求めた 2.72 を用いる<sup>(10)</sup>。  
 (図 16 参照) ただし  $R_e = 10^3 \sim 3 \times 10^4$  とする。球に作用する力が (3), (5) または類似の法則に支配されるとすれば,  $L/W$ ,  $D/L$  もまた遷移  $F_{rd} \times v_s/v_w$  値 (この実験の場合 5.0~5.5) を超えるとき変動が激しくなることがわかる。

こゝで  $\omega$  と  $L/W$ ,  $\sigma$  と  $D/L$  の類似について考察する。まず初に

$$\frac{L}{W} = \frac{\frac{\pi}{8} d^3 \rho_w \omega (v_w - v_s)}{\frac{\pi}{6} d^3 \gamma_s} = \frac{3}{4} \frac{\rho_w (v_w - v_s)}{\gamma_s} \cdot \omega$$

と変形できるので  $\omega$  と  $L/W$  が類似した変動をしているということは, 遷移  $F_{rd} \times v_s/v_w$  値以後球の比重量に対する相対速度の変動が  $\omega$  と同様であることが推定されよう。

同様に  $D/L$  については

$$\frac{D}{L} = \frac{C_D \frac{\rho_w}{2} (v_w - v_s)^2 \frac{\pi}{4} d^2}{\frac{\pi}{8} d^3 \rho_w \omega (v_w - v_s)} = \frac{C_D (v_w - v_s)}{\omega d} = \frac{1}{2} \frac{C_D (v_w - v_s)}{U}$$

ただし  $U$ : 球の赤道の周速度。

$$\sigma = \frac{l}{\pi d} = \frac{l \cdot \frac{\omega}{2\pi}}{\pi d \cdot \frac{\omega}{2\pi}} = \frac{1}{2\pi} \frac{v_s}{U}$$

となるから  $C_D \cdot (v_w - v_s)$  と  $v_s$  とが類似の変動を呈するということが推定される。一つの球について考えれば  $\omega$ ,  $\sigma$  は以上の計測された範囲内で確率的に任意の値をとりながら運動するものと考えられる。

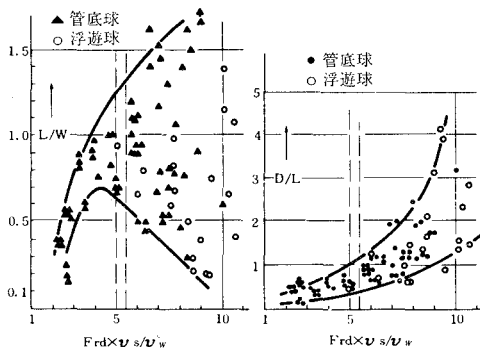


図 14

図 15

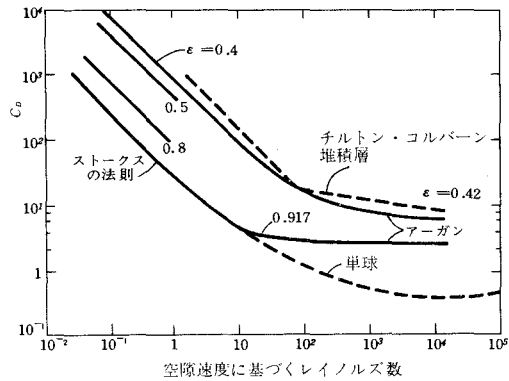


図 16 球群の抗力係数

C. 流動様式の遷移と粒子の軌跡

実験の観測写真から 500 mm の観測区間における球の運動の軌跡を調べた。未だ実験回数が少なく、粒子の流動状態の全貌を適確に表現しうるまでに到っていないが、25.4 mm 球群、38.1 mm 球群の実験 25 例の範囲で球群中の単球の運動の軌跡をまとめてみると以下のようになる。

i. 軌跡の種類 管底流の場合は、球は管底に沿いスリップなしか、あるいは僅にスリップしながらほぼ直線的に転動する。粒子フルード数の増加に伴い、部分的にサイン曲線の前半（以下「1/2 サイン」と略称）のような軌跡の僅かな跳躍が加わる。

部分流の場合、浮遊して輸送されている球は（1）管軸に平行に水平直線運動をなす場合があるが、それは観測例の中では割合に少く、（2）球は管底またはその球より下の球に衝突するまでの間、1/2 サインのような曲線の軌跡を描く運動をするか、（3）サイン曲線の前 1/4（以下「1/4 サイン」と略称）のような曲線から直線に移る軌跡を描く運動をするか、（4）その逆に直線から 1/4 サイン（この場合は  $\sin(\pi/2)$  から  $\sin \pi$  まで）に移る軌跡を描く運動をする。また（5）以上の組み合わせ過程なども見られる。以上の浮遊球の説明を番号順に図 17 に示す。

ii. 曲線の軌跡の形状 曲線的軌跡の形状を表すためにつぎの定義を設ける。

跳躍距離 S：管底または下の球と衝突してからつぎにそれらに衝突するまでに跳躍した輸送方向の距離 mm、

跳躍高さ H：S 測定中の最高の高さ mm。

サイン曲線状の軌跡をもつ特徴的な 10 例について、曲線の形状を図 17 の（2）に示す記号で

$$y = H \sin \frac{\pi}{S} x = H \sin \frac{180}{S} x \tag{6}$$

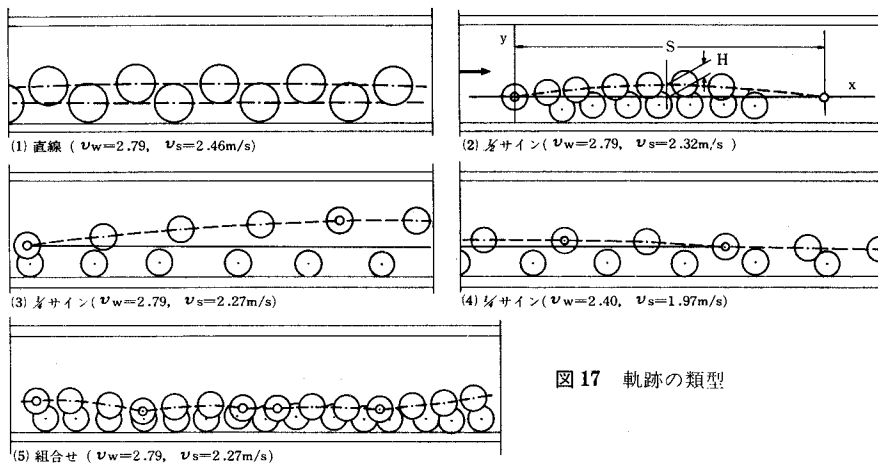


図 17 軌跡の種類

ただし、 $(\pi/S)x$ はラジアン表示、 $(180/S)x$ は角度表示、と推定して、HとSを測定し計算から得られる曲線と実測の曲線とを重ねて調べたところ、縮尺1/3または1/4の図上で10例ともよく一致し、目で識別できる誤差はなかった。よって式(6)をこれら曲線の近似式とする。

iii. 曲線的軌跡の変動  $D_o$ を管内径とするととき  $S/D_o, H/D_o$ を求め、 $F_{rd} \times v_s/v_w$ との関係を見ると図18のようになった。球の直径を  $d$ とするととき、 $d/D_o=0.254$  および  $0.381$  の両方の場合を通じて、 $S/D_o=1.2\sim 6.8, H/D_o=0.02\sim 0.26$  程度の値であり、前述の  $\omega, \sigma$  または  $L/W, D/L$  の  $F_{rd} \times v_s/v_w$  に対する変化と同様に、この  $S/D_o, H/D_o$  も  $F_{rd} \times v_s/v_w$  の増加に伴い増加し、更に遷移  $F_{rd} \times v_s/v_w$  値以後、その変動の幅も増大することが図18から知られる。

iv. 軌跡類型の出現頻度 球

表1 軌跡の変化

の運動軌跡の変化がどのような頻度で現れるかを見るために、便宜上観測範囲内で軌跡曲線の変化ごとに1回と数えることにし、つぎの略号を使って、軌跡の変化を見ると表1のようになる。

上 1/2サイン 0回	上 1/4サイン 0回	上 直 2回	
上中1/2サイン 2	上中1/4サイン 3	上中 直 0	
中 1/2サイン 3	中 1/4サイン 7	中 直 3	
中下1/2サイン 1	中下1/4サイン 3	中下 直 4	
下 1/2サイン 10	下 1/4サイン 2	下 直 13	合計
小 計 16	小 計 15	小 計 22	53回

略号:

上, 中, 下: 球が上層, 中層, 下層にある場合,

直: 直線またはほぼ直線,

1/2サイン:  $y = H \sin(\pi/S)x$  曲線において  $\sin 0$  から  $\sin \pi$  までの曲線,

1/4サイン:  $y = H \sin(\pi/S)x$  曲線において  $\sin 0$  から  $\sin(\pi/2)$  まで、または  $\sin(\pi/2)$  から  $\sin \pi$  までの曲線。

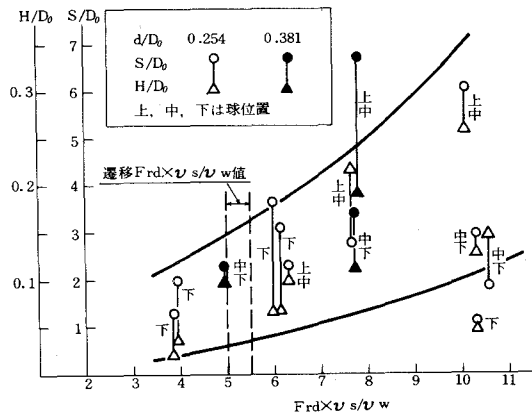


図18 跳躍距離と高さ

すなわち、1/2サインおよび1/4サインの軌跡は上, 上中, 中層グループと中下, 下層グループとに2分してみるといずれも多く見られる。直線の軌跡は全体から見れば割合としては幾分少く現れ、下層に多い。以上は現在までに得られた結果からの推論で、今後の多数の実験によって更に確かめを行いたい。

## IV. ま と め

- (1)  $v_s/v_w$  は  $F_{rd}$  と  $d/D$  とに依存度が高く、式(1)をもって表わされる。
- (2) 管内濃度比分布  $P\%$  は図7, 8のような滑かで振れた曲面によって表わすことができる。
- (3) 流動様式の分類は  $d/D$  と  $F_{rd}$  によって図9のように表わすことができ、これは流体輸送管路設計の基礎資料となりうる。
- (4)  $\omega$ ,  $\sigma$  は遷移値以後急激に変動が大きくなる。
- (5)  $D$ ,  $L$  の試算より図14, 15が得られ、粒子流動機構を知る上の一つの手がかりが得られた。
- (6) 粒子運動の軌跡の類型は、直線, 1/2 サイン, 1/4 サインなどであり、後二者は  $y = H \sin(\pi/S)x$  で近似される。
- (7) 粒子の跳躍高さ  $H$  および跳躍距離  $S$  の変動は、 $\omega$ ,  $\sigma$  の結果と同様、遷移値以後急激に大きくなる。
- (8) 粒子運動の軌跡の類型それぞれの出現頻度を概観した。

おわりに、この実験に関係した流体機械学講座山岸英明、高橋敏則、流体工学講座久保田浩文の諸君ならびに当時実験に関与した学生の諸君に深甚なる謝意を表す。

(昭和50年5月20日受理)

## 文 献

- (1) 奥田教海・羽染一男・一場久美：室蘭工業大学研究報告, 6, (3) 885 (昭44-7)
- (2) Bachelor, G. K. : J. Fluid Mech., 52, (2) 245 (1972) ; 56, (2) 375 (1972) ; 56, (3) 401 (1972)
- (3) Soo, S. L. : Proc. Hydrotransport 1, A1, B. H. R. A. (1970)
- (4) Happel, J. & Brenner, H. : Low Reynolds Number Hydrodynamics, Chaps. 5 - 9, (Prentice-Hall Inc., 1965)
- (5) 鮎川恭三：日本機械学会論文集, 38, (315) 2863 (昭47) ; 日本鉱業会昭和49年度合同秋季大会分科研究会資料N-5 (1974)
- (6) Denson, C. D. : Particle Migration in Shear Fields, Ph. D. Thesis, Univ. of Utah (1965)
- (7) Kriegel, E. & Brauer, H : VDI-Forschungsheft 515, p. 8 (1966)
- (8) Govier, G. W. & Aziz, K. : The Flow of Complex Mixtures in Pipes, (Van Nos. Rei. Co. 1972)
- (9) Rubinow, S. I. & Keller, J. B. : J. Fluid Mech., 11, (3) 447 (1961)
- (10) Soo, S. L. : Fluid Dynamics of Multiphase Systems, p. 188 (Blaisdell Pub. Co., 1967)