

水平管内旋回流中の粒子挙動に関する研究

STUDY ON BEHAVIOR OF PARTICLES IN HORIZONTAL SWIRLING FLOWS

佐藤 隆 宏¹ 坂口 勇²

Takahiro SATO and Isamu SAKAGUCHI

¹ 正会員 工修 (財) 電力中央研究所 環境科学部 (〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646 番地)

² 農博 (財) 電力中央研究所 応用生物部 (〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646 番地)

To predict 3-D particle's motion in swirling flows, a numerical model was proposed on the basis of theoretical equations of motion and rotation for a particle as well as the velocity distribution model for swirling flows. The velocity fluctuations, which were assumed to be the Markov process, were also taken into account. 3-D particle's motion in horizontal swirling flows was measured using imaging processing techniques. The validity of the proposed model was confirmed through the comparison with the experimental results. The effects of particle diameter and particle density on the particle's motion were investigated. The relation between the forces acting on the particles and the particle's motion were examined.

Keywords: solid-liquid two-phase flow, swirling flow, numerical model, sessile organism

1. 緒言

発電所冷却水路系にはムラサキガイなどの付着生物が付着し、取水量減少などの原因になる。付着生物を防除する方法のひとつとして固形物擦過法¹⁾がある。これは、スポンジボールなどの固形物を旋回させながら水路内を通過させ、配管への接触擦過により付着直後の幼体を除去して付着生物の成長を防ぐ方法である。また、模擬海水配管を用いた基礎実験において付着数が約 1/10 になることが確認されている¹⁾。本研究では、効率的な固形物擦過法の開発に資するため、旋回流中の粒子挙動の数値モデルを開発し、実験結果との比較を行う。さらに、粒子挙動に対する粒径や粒子密度の影響を調べるとともに、旋回流中を移動する粒子に作用する力と粒子挙動の関係について考察を行う。

2. 旋回流中の粒子挙動の数値モデル

(1) 単一粒子の運動方程式

粒径 d 、粒子密度 ρ_s の単一球粒子の並進運動に対する方程式は式 (1) で与えられる。

$$\begin{aligned} \rho_s V \frac{d^2 \mathbf{x}_s}{dt^2} = & C_D \frac{\rho_f}{2} A |\mathbf{u}_r| \mathbf{u}_r + C_{LR} \frac{\rho_f}{2} A |\mathbf{u}_r| \frac{\mathbf{u}_r \times \boldsymbol{\omega}_r}{|\boldsymbol{\omega}_r|} \\ & + \rho_f V \frac{D \mathbf{u}_f}{Dt} + C_m \rho_f V \left(\frac{D \mathbf{u}_f}{Dt} - \frac{d \mathbf{u}_s}{dt} \right) \\ & + \frac{3}{2} d^2 \rho_f \sqrt{\pi \nu} \int_0^t \frac{d \mathbf{u}_r / d \tau}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + (\rho_s - \rho_f) V \mathbf{g} \end{aligned} \quad (1)$$

ここに、右辺第 1 項: 抗力, 第 2 項: 揚力, 第 3 項: 流体の加速度に起因する圧力勾配力, 第 4 項: 付加質量力, 第 5 項: バセット項, 第 6 項: 浮力である。また, $\mathbf{x}_s$: 粒子の位置ベクトル, $\mathbf{u}_s$: 粒子の速度ベクトル, $\mathbf{u}_f$: 流体の速度ベクトル, $\mathbf{u}_r = \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s$, $\boldsymbol{\omega}_s$: 粒子の角速度ベクトル, $\boldsymbol{\omega}_f$: 流体の渦度ベクトル ($= 1/2(\nabla \times \mathbf{u}_f)$), $\boldsymbol{\omega}_r = \boldsymbol{\omega}_s - \boldsymbol{\omega}_f$, $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル, A : 粒子の投影面積, V : 粒子の体積, ρ_f : 流体の密度, ν : 流体の動粘性係数, C_m : 付加質量係数 ($= 0.5$) である。なお, 抵抗係数 C_D には以下の経験式²⁾を用いる。

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15 Re_r^{0.687}) / Re_r & [Re_r \leq 10^3] \\ 0.43 & [Re_r > 10^3] \end{cases}$$

ここに, Re_r : 粒子の相対速度レイノルズ数 ($= |\mathbf{u}_r| d / \nu$) である。揚力には, 流体の速度勾配により生じる揚力 (Saffman 力) と粒子の回転により生じる揚力 (Magnus 力) がある。しかし, Saffman 力は高レイノルズ数で定式化されておらず, 既往の研究では扱われないことが多い³⁾。よって, 本研究では Magnus 力のみを考慮し, 揚力係数 C_{LR} には以下の Matsumoto and Saito⁴⁾ の式を用いる。

$$C_{LR} = \min \left\{ 0.5, 0.5 \frac{d |\boldsymbol{\omega}_r|}{2 |\mathbf{u}_r|} \right\}$$

一方, 回転運動に対する方程式は式 (2) で与えられる。

$$I \frac{d \boldsymbol{\omega}_s}{dt} = -C_{tr} \frac{\rho_f}{2} \left(\frac{d}{2} \right)^5 |\boldsymbol{\omega}_r| \boldsymbol{\omega}_r \quad (2)$$

ここに、右辺:周囲の流体から受けるモーメント、 I :慣性モーメント($=\rho_s \pi d^5/60$)である。なお、係数 C_{tr} は Dennis ら⁵⁾の式を用いる。

(2) 粒子と管壁面の衝突

粒子と管壁面の衝突における衝撃方程式は、粒子1と粒子2の二体衝突における衝撃方程式と本質的に同じである。よって本研究では、田中ら⁶⁾の研究と同様に粒子を剛体球と仮定し、式(3)に示す二体衝突の衝撃方程式において $m_2 = \infty$ として衝突後の諸量を求める。

$$\begin{aligned} m_1 (\mathbf{u}_{s1}^* - \mathbf{u}_{s1}) &= \mathbf{J} & I_1 (\boldsymbol{\omega}_{s1}^* - \boldsymbol{\omega}_{s1}) &= \mathbf{a}_1 \mathbf{n} \times \mathbf{J} \\ m_2 (\mathbf{u}_{s2}^* - \mathbf{u}_{s2}) &= -\mathbf{J} & I_2 (\boldsymbol{\omega}_{s2}^* - \boldsymbol{\omega}_{s2}) &= -\mathbf{a}_2 \mathbf{n} \times \mathbf{J} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 m :質量、 I :慣性モーメント、 a :粒子の半径、 $\mathbf{n}$:接触点での法線方向単位ベクトルであり、衝突後の状態には*を添える。また、粒子1に働く衝撃力 $\mathbf{J}$ は式(4)で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{(1+e) \mathbf{n} \cdot \mathbf{g}}{1/m_1 + 1/m_2} \mathbf{n} \\ &+ \min \left\{ \frac{2}{7} \frac{|\mathbf{g}_{fc}|}{1/m_1 + 1/m_2}, -\mu_f \frac{(1+e) \mathbf{n} \cdot \mathbf{g}}{1/m_1 + 1/m_2} \right\} \mathbf{t} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 e :反発係数、 μ_f :動摩擦係数、 $\mathbf{t}$:接線方向単位ベクトル、 $\mathbf{g} = \mathbf{u}_{s2} - \mathbf{u}_{s1}$ 、 $\mathbf{g}_{fc}$:粒子1に対する粒子2の接触点の相対速度の接線方向ベクトルである。

(3) 旋回流モデル

流れ場に関しては、旋回流を流速分布 $\mathbf{u}_f(r, \theta, z)$ として与える。なお、本研究では右手系の円筒座標系 (r, θ, z) を用いる。周方向速度 U_θ は従来の研究⁷⁾と同様に、式(5)に示す Rankin Vortex モデルを用いる。

$$\frac{U_\theta}{U_m} = \frac{a}{r/R} \left\{ 1 - \exp \left(-b \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \right\} \quad (5)$$

ここに、 U_m :断面平均軸速度、 R :管半径である。また、 a, b はモデルパラメータであり、実験で得られた流速分布に Rankin Vortex モデルを適用し、最小二乗法で求められる。軸方向速度 U_z のモデルに関しては著者の知る限り理論式はなく、いずれも実験式である。よって、本研究では以下に示す実験式を用いる。

$$\begin{aligned} S \leq 0.3 \text{ の場合} & \quad U_z/U_m = 1 \\ S > 0.3, r < r_{Uz \max} \text{ の場合} & \quad \frac{U_z - U_{z \text{ center}}}{U_{z \max} - U_{z \text{ center}}} \\ &= \max \left\{ 1.0 - 1.2 \left(1.0 - \frac{r}{r_{Uz \max}} \right)^2, 0.0 \right\} \\ S > 0.3, r \geq r_{Uz \max} \text{ の場合} & \quad \frac{U_z - U_{z \text{ wall}}}{U_{z \max} - U_{z \text{ wall}}} = 1.0 - 3.0 \left(\frac{r - r_{Uz \max}}{R - r_{Uz \max}} \right)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

ここに、 $U_{z \text{ center}}$:管中心の軸方向速度、 $U_{z \text{ wall}}$:壁面近傍($r/R = 0.90$)の軸方向速度、 $U_{z \max}$:軸方向最大速度、

$r_{Uz \max}$:軸方向最大速度の径方向位置である。また、 S は旋回強度(式(7))であり、単位時間当たりの角運動量と軸方向運動量の比で表される旋回流の強さを示す無次元量である。

$$S = \frac{\rho \int_0^{2\pi} \int_0^R U_\theta U_z r^2 dr d\theta}{R \rho \int_0^{2\pi} \int_0^R U_z^2 r dr d\theta} = \frac{\int_0^R U_\theta U_z r^2 dr}{R \int_0^R U_z^2 r dr} \quad (7)$$

なお、パラメータ a, b や $U_{z \text{ center}}$, $U_{z \text{ wall}}$, $U_{z \max}$, $r_{Uz \max}$ は旋回強度 S の関数で表すことができる^{8,9)}。

本研究では、さらに、旋回流の流速変動が以下の方法で考慮される。流速変動 $u'_i (i = r, \theta, z)$ が1次マルコフ過程に従うと仮定すると、時刻 $t + \Delta t$ における流速変動成分は式(8)で与えられる。

$$\begin{aligned} u'_i(t + \Delta t) &= \rho_L(\Delta t) u'_i(t) + e_i(t + \Delta t) \\ \rho_L(\Delta t) &= \exp(-\Delta t/T_L) \end{aligned} \quad (8)$$

ここに、 $\rho_L(\Delta t)$:Lagrange 的自己相関係数、 T_L :Lagrange 的積分時間スケールである。また、 $e_i(t)$ はランダム成分であり、正規分布に従うと仮定すると式(9)で与えられる。なお、ランダム成分 e_i は空間的に無相関とみなす。

$$\begin{aligned} P(e_i) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{e_i}} \exp \left(-\frac{e_i^2}{2\sigma_{e_i}^2} \right) \\ \sigma_{e_i} &= \sigma_i \sqrt{1 - \{\rho_{L i}(\Delta t)\}^2} \quad \sigma_i = \sqrt{u_i'^2} \end{aligned} \quad (9)$$

以上より、時刻 $t + \Delta t$ の流速変動 u'_i は、式(9)に従って発生させられたランダム成分 e_i 、ならびに前時刻 t の流速変動 u'_i から式(8)を用いて導かれ、流れ場である流速分布 $\mathbf{u}_f(r, \theta, z)$ に反映される。なお、流速変動の $\text{RMS} \sqrt{u_i'^2}$ には乱れ速度 u'_i の径方向分布を与える。

(4) 計算方法と計算条件

計算は、まず、乱数を用いて発生させた流速変動 u'_i と旋回流平均速度 U_i の径方向分布から時々刻々の流速 $\mathbf{u}_f(r, \theta, z)$ を導く。そして、粒子の運動方程式(1), (2)を Runge-Kutta 法を用いて解析し、3次元場の粒子の軌跡を求める。なお、本研究では、径方向平均速度 U_r ならびに径方向乱れ速度 u'_r を無視した。また、Lagrange 的積分時間スケール T_L は、直線流の一般的な値¹⁰⁾を参考に0.100秒とした。このとき、本研究では $\Delta t = 0.00005$ 秒なので、 $\rho_L = 0.9995$ である。なお、 T_L を変えても ρ_L はそれ程大きく変わらず、解析結果への影響は少ない。

粒子と管壁面との衝突に関しては、粒子の重心と管壁面の距離から衝突の有無を判定し、その距離が粒子半径よりも短くなった場合に式(3)を用いて衝突後の速度と角速度を導き、新たな諸量として与えた。なお、粒子と管壁面の反発係数 e と動摩擦係数 μ_f はそれぞれ0.875, 0.40とした。また、衝突時の法線方向単位ベクトル $\mathbf{n}$ を乱数を用いて最大 $\pm 1^\circ$ の範囲で変化させる不規則反発モデル^{3, 11)}を用いた。

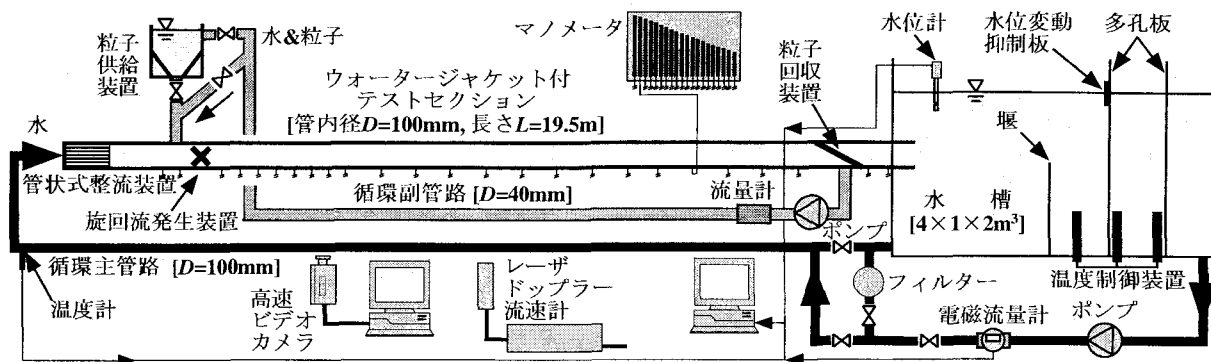


図 - 1 固液二相旋回流実験装置

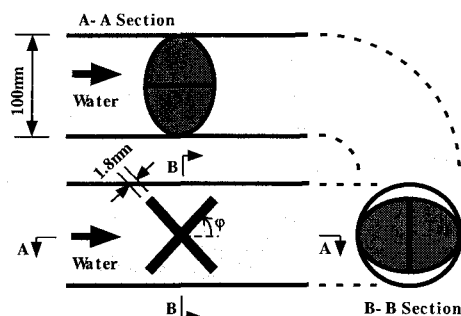


図 - 2 旋回流発生装置

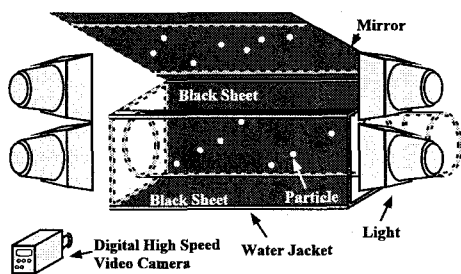


図 - 5 画像計測装置

3. 水平管内固液二相旋回流実験

数値モデルの検証を行うため、図-1 に示す管内径 $D=100\text{mm}$ 、長さ $L=19.5\text{m}$ の固液二相旋回流実験装置を用いて実験を行った。旋回流発生装置には弁角度 ϕ が任意に設定できる 2 分割弁型モデル (図-2) を使用した。

断面平均軸速度 $U_m=1.0\text{m/s}$ 、2 分割弁型旋回流発生装置の弁角度 $\phi=60^\circ$ の場合に生じる旋回流を対象に、旋回流の流速分布ならびに乱れ速度分布をレーザドップラー流速計で計測した。なお、計測断面は、 $z/D=2.0$ 、 14.8 、 54.9 (z : 旋回流発生装置下流端を基準とした軸方向距離) の 3 断面である。これらの結果を図-3、4 に示す。ここに、図中の破線および一点鎖線は、次章の数値モデルの検証に用いる旋回流モデルである。周方向速度分布モデル (Rankin-Vortex Model) のパラメータ a, b は、数値モデルの検証精度を上げるため、実験結果から最小二乗法で得られた値を用いた。軸方向速度分布モデルは、軸方向速度分布が解析結果に与える影響が少ないため、旋回流強度 S から導かれたモデル値^{8,9)} をそのまま採用した。乱れ速度分布に関しては、実験結果の近似

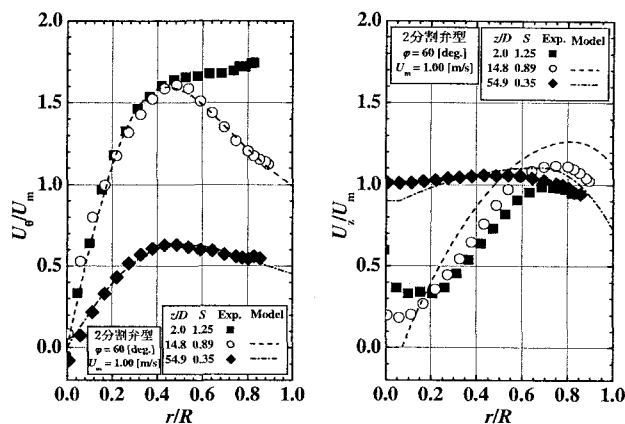


図 - 3 数値モデルの検証に用いる旋回流流速分布

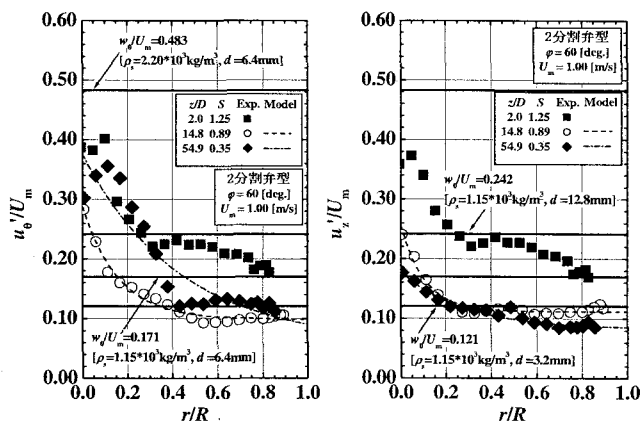


図 - 4 数値モデルの検証に用いる乱れ速度分布

値を用いた。さらに、図中には次章で述べる各粒子の沈降速度の無次元量 w_0/U_m も示した。

粒子の通過位置に関しては、 $z/D=14.8$ 、 54.9 の 2 断面において、粒子の 3 次元挙動をメモリー一体型高速ビデオカメラで撮影し、画像処理により 2 次元粒子数密度分布を求めた。撮影は、図-5 に示す装置を用いて、粒子の管内における三次元の位置関係を捉えた。なお、撮影条件は、流速条件ならびに撮影範囲条件を考慮し、録画速度 100 コマ/秒、撮影画素数 580×434 、1 画素あたりの輝度 256 階調、撮影時間 16.0 秒、撮影範囲は軸方向に 400mm である。また、粒子の平均濃度に関しては、粒子間の相互作用がほとんど無く、個別挙動と見なせる程希薄である。

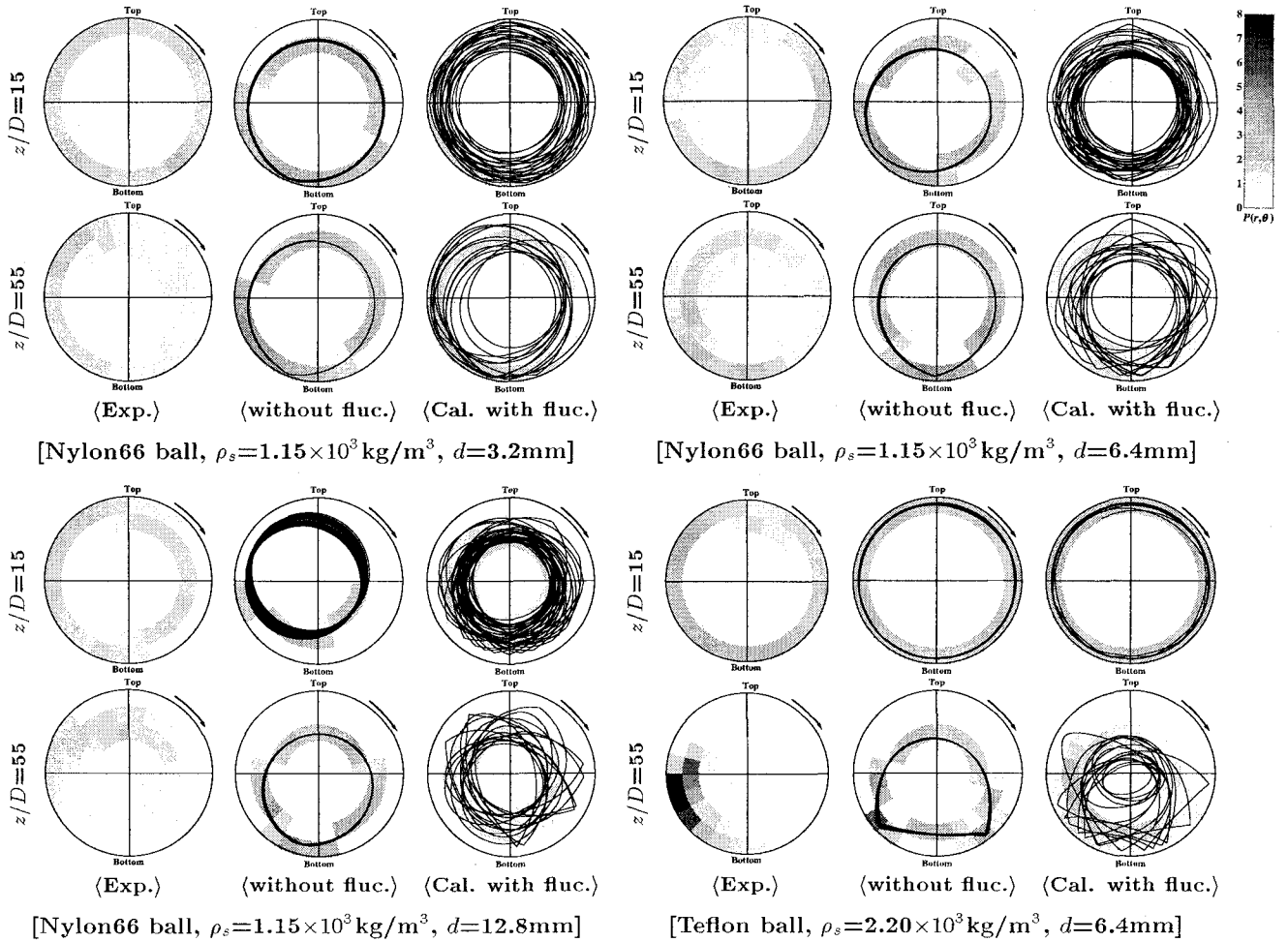


図 - 6 実験結果と解析結果 (流速変動を考慮しない場合と考慮する場合) の比較 [2 分割弁型 $\phi = 60^\circ$, $U_m = 1.00 \text{ m/s}$]

画像処理では、前処理によって粒子を抽出した後、個々の粒子パラメータを側面画像と平面画像に分離して導き出した。そして、これらの側面と平面の粒子重心位置を用いて、村井ら¹²⁾により提案されているカメラ校正法、ならびに西野ら¹³⁾により提案されている粒子の三次元座標の計算法によって、粒子位置の三次元座標を導いた。なお、このようにして求められた粒子位置の計測誤差は平均 $\pm 1.10 \text{ mm}$ 、最大 $\pm 3.32 \text{ mm}$ であり、これは全撮影範囲の 1% 以内であった⁹⁾。

4. 実験結果と解析結果の比較

数値モデルの検証に際し、旋回流中の粒子挙動に対する粒径 d と粒子密度 ρ_s の影響を調べるため、粒子密度が等しく、粒径が異なる 3 種類のナイロン 66 球 ($\rho_s = 1.15 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $d = 3.2, 6.4, 12.8 \text{ mm}$)、ならびに粒径が等しく、粒子密度が異なるテフロン球 ($\rho_s = 2.20 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $d = 6.4 \text{ mm}$) を用いた。

これらの粒子数密度分布 $P(r, \theta)$ の実験結果 (Exp.)、ならびに流速変動を考慮しない解析結果 (without fluc.) と流速変動を考慮した解析結果 (Cal with fluc.) を図-6 に示す。ここに、粒子数密度 $P(r, \theta)$ は、全計測時間中对象領域 (r, θ) を通過した粒子数 $n(r, \theta)$ と全粒子数

N から式 (10) で定義され、対象領域 (r, θ) を通過する粒子数 $n(r, \theta)$ が多いほど粒子数密度 $P(r, \theta)$ は大きい。

$$P(r, \theta) = \frac{n(r, \theta)}{N} \frac{A}{A(r, \theta)} \quad (10)$$

ここに、 $A(r, \theta)$ は対象領域 (r, θ) の面積、 A は断面積であり、対象領域 (r, θ) は、径方向分割数 $M_r = 5$ 、周方向分割数 $M_\theta = 24$ で分割した小領域とした。また、解析結果の実線は粒子の軌跡であり、旋回流は時計回りに旋回している。なお、解析の初期条件は、粒子の初期位置での速度と角速度を流速分布から得られる諸量と同量で与えたが、解析結果は初期条件の影響がほとんど見られない、十分時間が経過した後のほぼ定常解である。

実験結果によれば、旋回強度 S が強い管径比 $z/D = 15$ では、粒子密度が重いテフロン球の方が壁面近傍を全周に渡って通過する。旋回強度 S が弱い $z/D = 55$ では、テフロン球はあまり浮上しなくなる結果、管左下部を中心に旋回するようになる。一方、ナイロン 66 球は管天井部までは達しないものの、比較的壁面付近を全周に渡って旋回する。また、粒径が小さいほど旋回半径が大きく、壁面付近を通過する。

次に、実験結果と解析結果の比較を行う。テフロン球の解析結果は、流速変動の考慮の有無によらず、 $z/D = 15$,

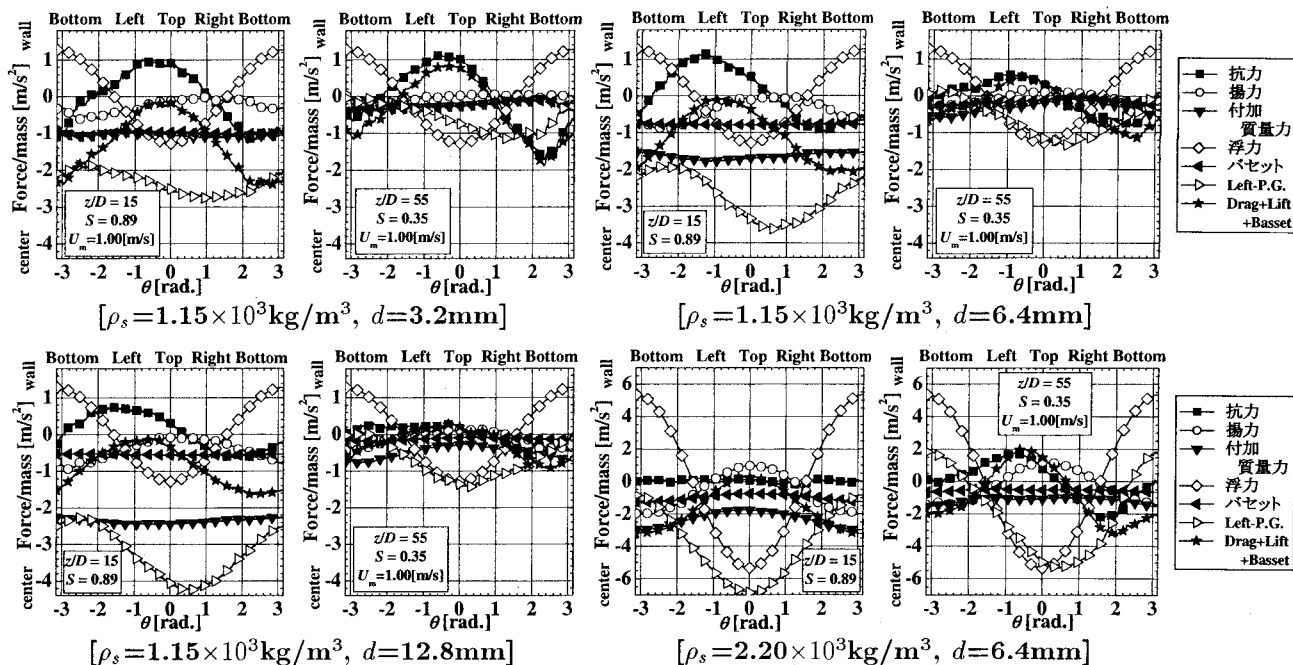


図-7 旋回流中の粒子に作用する力(径方向成分)の周方向分布

55 ともに実験結果と比較的一致している。しかし、ナイロン 66 球は流速変動の考慮の有無で粒子数密度分布の解析結果が異なる。すなわち、流速変動を考慮しない場合の解析結果は、特に $z/D=15$ で顕著のように、粒子が右壁面付近まで達してなく、旋回の範囲も狭い。これは、図-4 に示す旋回流の乱れ速度 u'_θ , u'_z の実験値と粒子の沈降速度 w_0 の関係から説明できると考えられる。つまり、ナイロン 66 球の沈降速度は乱れ速度とほぼ同程度であり、そのために粒子は流れの乱れに追従しやすい。その結果、流速変動を考慮しない解析結果は実験結果とあまり一致しないと考えられる。一方、テフロン球は沈降速度が乱れ速度よりも大きく、流れの乱れに追従しにくい。そのために流れの乱れを考慮しなくても解析結果は実験結果にほぼ一致すると考えられる。

以上より、旋回流中の粒子挙動の数値モデルは、流速変動を考慮することによって、実験結果をより適切に再現できる。さらに、流速変動を考慮した数値モデルは粒子挙動に対する粒径と粒子密度の影響を再現することが出来る。すなわち、旋回強さが強い $z/D=15$ では粒子密度が重いほど管壁付近を通過する。また、旋回強さが弱い $z/D=55$ では粒子密度が軽く、粒径が小さいほど旋回半径が大きく、管壁付近を全周に渡って通過する。なお、図-6 によると、粒子が壁面に衝突したときの反発角度がかなり大きく感じられるが、粒子は軸方向にも移動しており、実際の反発角度はそれ程大きくない。

5. 旋回流中の粒子挙動のメカニズム

粒子挙動に対する粒径 d の影響に関しては、粒径が小さいほど旋回半径が大きく、管壁付近を全周に渡って通過することが、実験と数値解析の両面から明らかになっ

た。本章では粒子に作用する力について検討を行い、そのメカニズムについて考察を行う。

図-7 は、各粒子に作用する力の径方向成分の周方向分布を示したもので、横軸が管天端を $0.0[\text{rad.}]$ とした周方向位置、縦軸が式 (1) に示す単一粒子の並進運動方程式の各項の径方向成分を質量 $m(= \rho_s \pi d^3/6)$ で除した値である。そして、これらの値が正の場合にその項は壁面方向に粒子を移動させる力を有し、負の場合にその項は中心方向に粒子を移動させる力を有することを意味する。なお、式 (1) の各項のうち、左辺の項と圧力勾配力は他の項に比べてかなり大きかった。また、左辺の項と圧力勾配力は粒子と流体の運動を表す項である。よって、図-7 ではこれらの差をとり、(Left-P.G.) で表した。その径方向成分は次式で表される。

$$\left(\frac{du_{sr}}{dt} - \frac{u_{s\theta}^2}{r} \right) - \frac{\rho_f}{\rho_s} \left(\frac{Du_{fr}}{Dt} - \frac{u_{f\theta}^2}{r} \right)$$

また、抗力、揚力、バセット項の合計を (Drag+Lift+Basset) で表した。なお、これらの値は、流速変動を考慮した数値モデルによる解析結果で、ほぼ定常に達した段階における平均値である。

粒子挙動に対する粒径 d の影響を調べるため、以下において各項の粒子挙動に対する寄与の検討を行う。

抗力は、管左下部から管右上部への移動時には壁面方向へ粒子に作用し、管右上部から管左下部への移動時には中心方向へ粒子に作用する。そして、 $d=6.4, 12.8\text{mm}$ の場合には左壁面で最大値をとるが、 $d=3.2\text{mm}$ の場合には管天井部で最大値をとり、その値は粒径が小さい程大きい。このことは、粒径が小さい程、特に管天井部で壁面方向への抗力が大きく、粒子が管天井部で沈降することなく右壁面付近を通過することを意味する。

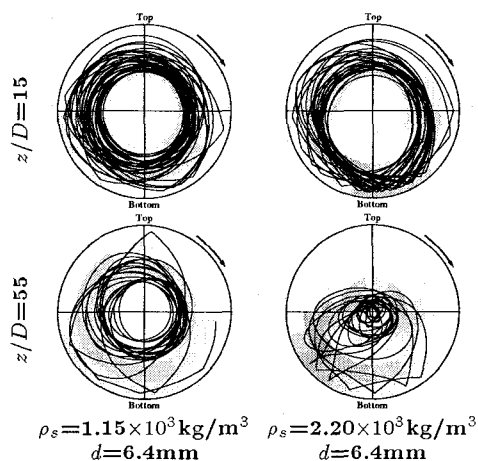


図-8 回転運動(揚力)を考慮しない場合の粒子挙動

揚力は、管天井部で粒径によらず零であるが、管底部では管中心へ向かう力となる。そして、粒径が大きい程、管底部の揚力は負に大きい。一方、管底部での抗力は逆に、粒径が小さい程負に大きい。このように、管底部で抗力と揚力に与える粒径の影響は相反する。そこで、抗力、揚力、バセット項の合計量で検討を行う。(Drag+Lift+Basset)は、管右下部で負に最大値をとり、その値は粒径が小さい程大きい。このことは、管右下部では落下中の粒子に中心方向への力が作用し、粒径が小さい程粒子は落下しにくいことを意味する。そして、このことは、粒子の軌跡において、粒径が小さい程、管壁面に沿って丸く移動することで確認される。

バセット項は管中心へ向かう力であり、周方向位置によらず一定である。そして、旋回強度 S が強い場合 ($z/D=15$) には、粒径が小さい程、負に大きい。一方、旋回強度 S が弱い場合 ($z/D=55$) には、バセット項はかなり小さく、粒径にはほとんど依存しない。

粒子密度が重い場合 ($\rho_s=2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)、揚力は管天井部で正に、管底部で負に大きい。このことは、管天井部でも管底部でも重力方向と逆方向に揚力が働くことを意味する。そして、旋回強度 S が強い場合には、抗力がいずれの位置でも零であるのに対し、揚力は粒子を浮上させる力として働くことが分かる。ところで、本研究における揚力は粒子の回転によって生じる Magnus 力のみを扱った。そのため、式(2)に示す回転運動方程式を考慮しない場合には揚力を評価できず、旋回流中の粒子挙動は図-6 に示す挙動とは異なるものとなる。回転運動を考慮しない場合の解析結果を図-8 に示す。粒子密度が重い場合、特に粒子が中心方向に移動し、実験結果とは異なる分布になることが分かる。

6. 結言

本研究では、旋回流中の粒子挙動に関する数値モデルを開発した。そして、実験結果と数値モデルの比較の結果、粒子が軽い場合には数値モデルに流速変動を考慮すべきことが分かった。また、旋回流中の粒子挙動に対す

る粒径と粒子密度の影響を調べ、旋回強さが強い場合には粒子が重いほど壁面付近を通過する確率が高いこと、旋回強さが弱い場合には粒子が軽くて小さいほど旋回半径が大きく、管壁付近を全周に渡って通過することを、実験および数値解析の両面から明らかにした。さらに、旋回流中を移動する粒子に作用する力を調べ、旋回流中の粒子挙動のメカニズムを調べた。今後は、本研究で開発した数値モデルを用いて、実規模の冷却水路系への固形物擦過法の適用性を検討したい。

謝辞: 実験にあたり、増子善和氏(シー・アール・エス)の協力を頂いた。ここに記し、深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 坂口勇, 新島恭二, 瓦谷孝一, 菅井修: 冷却水路系におけるムラサキイガイ等の付着生物防除対策—温風処理および固形物擦過法に関する検討—, 電中研研究報告 U89031, 1989.10.
- 2) Schiller, L. and Nauman, A.: *V. D. I. Zeits*, Vol. 77, p. 318, 1933.
- 3) 牛島省: 離散要素法による3次元固気混相流の数値解析手法の開発—複雑形状境界内部の固体粒子運動の解法—, 電中研研究報告 U98019, 1999.2.
- 4) Matsumoto, S. and Saito, S.: On the Mechanism of Suspension of Particles in Horizontal Pneumatic Conveying: Monte Carlo Simulation based on the Irregular Bouncing Model, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 3, No. 1, pp. 83–92, 1970.
- 5) Dennis, S. C. R., Singh, S. N. and Ingham, D. B.: The Steady Flow due to a Rotating Sphere at Low and Moderate Reynolds Numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 101, No. 2, pp. 257–279, 1980.
- 6) 田中敏嗣, 門野啓一郎, 辻裕: 鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション(粒子間衝突の影響について), 日本機械学会論文集(B編), Vol. 56, No. 531, pp. 3210–3216, 1990.11.
- 7) Algifri, A. H., Bhardwaj, R. K. and Rao, Y. V. N.: Prediction of the Decay Process in Turbulent Swirl Flow, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 201, No. C4, pp. 279–283, 1987.
- 8) 佐藤隆宏, 坂口勇: 水平管内固液二相旋回流における粒子挙動, 年会講演会 2000 講演論文集, 日本混相流学会, pp. 171–174, 2000.7.
- 9) 佐藤隆宏, 坂口勇: 固形物擦過法による付着生物防除対策に関する研究, 電中研研究報告, 2001.
- 10) 巽友正編: 乱流現象の科学—その解明と制御—, p. 372, 東京大学出版会, 1986.2.
- 11) 辻裕, 森川敬信, 大島孝夫: 空気輸送に対する数値実験(水平管の場合), 日本機械学会論文集(B編), Vol. 49, No. 445, pp. 1850–1858, 1983.
- 12) 村井俊治, 奥田勉, 中村秀至: 非測定用カメラを用いた解析的写真測量に関する研究, 東京大学生産技術研究所報告, Vol. 29, No. 6, pp. 195–209, 1981.3.
- 13) 西野耕一, 笠木伸英, 平田賢, 佐田豊: 画像処理に基づく流れの三次元計測に関する研究, 日本機械学会論文集(B編), Vol. 55, No. 510, pp. 404–412, 1989.2.

(2001.10.1受付)