

強磁場中回転容器内で非定常時に生じる対流が配向粒子に及ぼす影響

日大生産工 (院) ○井上 真生 日大生産工 安藤 努
 物材機構 廣田 憲之

1. はじめに

近年の超伝導技術の発達に伴い新たな磁場の応用が期待されている. その一つに磁気異方性を利用することで粒子の方位を制御し, 物理的特性などの向上を狙った材料の作製がある. この際, 磁化率が最も小さい軸を制御するために試料に回転磁場を印加することがある. 現在の研究では, 回転磁場を印加するために静磁場下で溶媒中に分散した微粒子を容器ごと回転させることが多いが, 液体の入った容器の角速度を変化させると容器内には回転方向だけでなく回転方向に垂直な断面内にも対流が生じる. 特に, 変調磁場を印加し三軸配向を行う際は容器を変調回転させており¹⁾, 容器内では常に非定常流れが生じる状態であるため配向が乱される可能性がある. そこで, 我々は回転容器内の対流およびこの対流が配向へ与える影響を数値シミュレーションにより調べている. 今回は, 変調回転において溶媒粘度と対流によって生じる粘性抵抗によるトルクとの関係について報告する.

2. シミュレーションモデル

本研究では円柱座標系を用い, 非圧縮性ニュートン流体について(1)式に示す連続の式および(2)式に示す Navier-Stokes 方程式を MAC (Marker-and-Cell) 法で三次の風上差分法により解いた. また, 流れ場については(3)式に示すような軸対称流を仮定した.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \theta} = \mathbf{0}, \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} = 0. \quad (3)$$

ここで, $\mathbf{u} = (u_r, u_\theta, u_z)$ は速度ベクトル, p は圧力, t は時間, Re はレイノルズ数と呼ばれる無次元数である.

3. シミュレーション条件

今回, 粒子および外力場は考慮せず, 液体の入った密閉容器を回転させる系を想定した. 液体としては表 1 に示す 25℃ の水および, 水と同密度で粘度が 100 倍の流体を仮定し, 粘度が容器内対流へ与える影響を調べた. また, 計算領域は図 1 の斜線部に示すように容器の断面とし, 半径 r_0 および高さ h は 20 mm で一定とした. なお, 計算領域中心を C 点として示した. また, 実際の実験で用いられている変調回転の条件¹⁾を想定し, z 軸を回転軸とし角速度 $\Omega = 2\pi \text{ rad/s}$ で 180° の回転ごとに 2 s の静止を繰り返す条件とした. ここで, 容器外壁の速度 $r_0\Omega$ を代表速度, 容器高さ h を代表長さとするレイノルズ数 Re は(4)式のように定義される:

$$Re = \frac{r_0 \Omega h}{\eta / \rho}. \quad (4)$$

表 1 水の物性値

名称	値
密度, $\rho_w [\text{kg/m}^3]$	997.04
粘度, $\eta_w [\text{Pa}\cdot\text{s}]$	0.89×10^{-3}

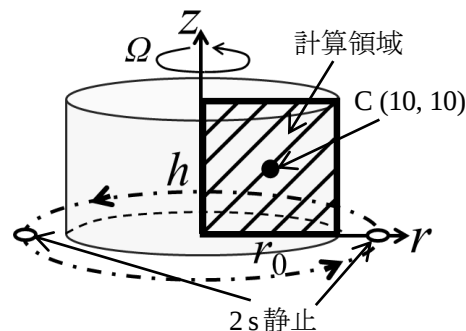


図 1 回転容器の条件

4. シミュレーション結果および考察

溶媒密度 ρ_w の条件下で, 粘度が η_w および $100\eta_w$ の場合についてシミュレーションを行った. このシミュレーションにおいて時間 t と C

Effect of the unsteady flow on an oriented particle in a rotating container
 under high magnetic fields

Mao INOUE, Tsutomu ANDO, Noriyuki HIROTA

点での半径方向速度 u_r および角速度 Ω との関係を図2に示す. この図から, 容器を回転させた場合と停止させた場合とでは, 逆向きの流れを発生させる作用が流体に働いていることがわかる. また, 流れ場全体が質量保存則を満足していることから, 回転開始と停止の場合では断面内に流れが生じるが, この対流は容器内の流体が壁面に追従し剛体回転へと移行するため時間の経過とともに消滅していく. この剛体回転へと移行するまでの特性時間は(5)式に示されるスピンアップ時間 t_{su} で表され, 溶媒粘度の1/2乗に反比例する. したがって, 図3に示すように時間 t と断面内流速の大きさの平均値 $|\bar{u}|$ との関係を見ると, $100\eta_w$ の場合の方が η_w のときに比べ早く対流が減衰していく様子が確認できる.

$$t_{su} = \sqrt{\frac{\rho}{\eta\Omega}} r_0, \quad (5)$$

$$T = \frac{1}{2} \zeta_r \omega_\theta, \quad \zeta_r = \frac{\pi \eta l^3}{3 \ln(l/2d)}. \quad (6)$$

次に, 回転方向に垂直な断面内において棒状粒子に働く粘性抵抗に起因するトルク T を考える. トルクを求めるにあたっては直径 $d = 10 \mu\text{m}$, 長さ $l = 100 \mu\text{m}$ である棒状粒子を仮定した. また, この場合のトルク T は摩擦係数 ζ_r および周方向の渦度 $\omega_\theta (= (\text{rot} \mathbf{u})_\theta)$ を用いて(6)式に示すように求められる. なお, 摩擦係数 ζ_r は図4のように球状粒子が並んでいるとしたとき, ストークスの抵抗法則より導出される²⁾. 図5にはそれぞれの粘度について容器断面内の流線および粒子に働くトルクを示した. ただし, η_w は $t = 0.5 \text{ s}$, $100\eta_w$ は $t = 0.55 \text{ s}$ の時に示した. これらの図から容器断面内全体に対流が生じており, その様子は粘度によって異なることが確認できる. また, 壁面近傍および渦の中心部分においてトルクが生じていることがわかる. 今回用いた二つの条件で比較した場合, 粘度が増加すると生じるトルクは大きくなる傾向にあり, さらに壁面近傍だけではなく内部においてもトルクが生じていることがわかる. これは粘度の増加によってエクマン層と呼ばれる流体の粘性が支配的である壁面近傍の層が厚くなり, 容器内部の流速が壁面近傍と同程度の大きさになったことで容器内部全体に大きな渦が発生したことによる.

「参考文献」

- 1) R. Nagai, S. Horii, T. Maeda, M. Haruta, J. Shimoyama, Physica C 494 (2013) 50-53.
- 2) M. Doi, S. F. Edwards, "The Theory of Polymer Dynamics", Oxford University Press Inc. New York (1986).

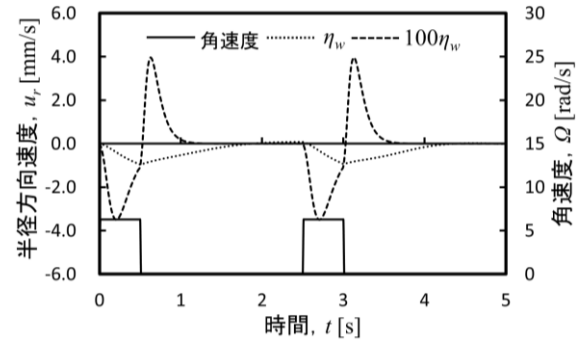


図2 時間と計算領域中心 (C点) における半径方向速度および角速度との関係

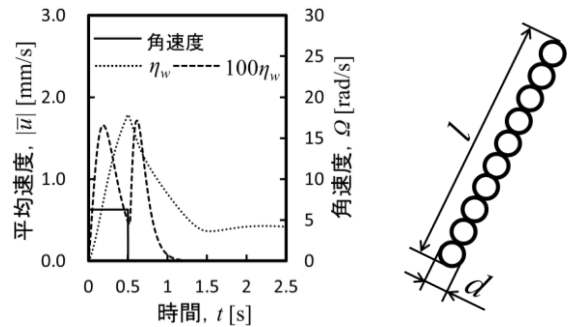
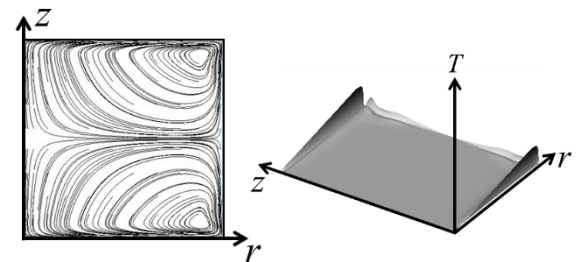
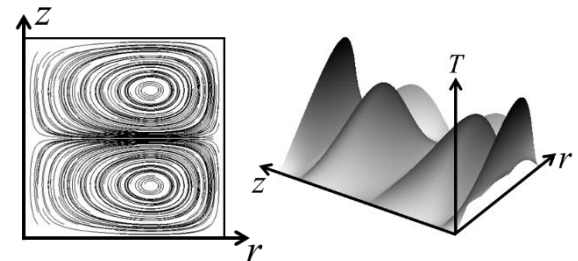


図3 時間と断面内の平均流速および角速度との関係



(a) 粘度 $\eta = \eta_w$



(b) 粘度 $\eta = 100\eta_w$

図5 回転容器内の流線と流体抵抗によるトルク ; (a) $\eta = \eta_w$, (b) $\eta = 100\eta_w$