

高温超電導フライホイールにおける AC 損失の評価

Evaluation of AC Loss of HTSC Superconducting Flywheel

指導教官： 宮 健三 教授、出町 和之 講師

学籍番号 70722 沼田 龍介

1 序

電力貯蔵用高温超電導フライホイールシステムとは、超電導磁気軸受に浮上する巨大な回転体（ローター）を夜間電力を用いて超高速回転させ、電気エネルギーをローターの回転運動エネルギーに変換して貯蔵するものである。このエネルギーを日中の電力需要ピーク時に利用することによって発電プラントの日負荷平準化が可能となり、特に短時間での出力変化が困難な原子力発電の高効率化にとって、その開発が期待されている。

高温超電導磁気軸受には、従来の接触型軸受に比べて摩擦によるエネルギーロスがほとんどないこと、電磁力自身の復元作用によって機械的制御なしにフィードバックできること、といったメリットがある。しかし、ローターの磁場に不整成分が存在する場合、その高速回転に伴い超電導体中に AC 磁場が印加され、その結果ローターの回転数が著しく減衰するという現象が、実験により確認されている。この現象は AC 損失と呼ばれている。

本研究では高温超電導フライホイール浮上力解析コードにローターの不整磁場と回転を考慮に入れた改良を行い、高温超電導フライホイールにおける AC 損失の解析を行った。また、この解析結果に基づき、AC 損失のローター不整磁場振幅と初期荷重に対する依存性を評価した。

2 解析手法

2.1 T 法に基づく超電導遮蔽電流解析

高温超電導体の遮蔽電流解析には、ベクトルポテンシャル法 (T 法) を採用した [1]。高温超電導体は 2 次元薄板近似法を用いて r 方向に十分薄い板の積層とみなし、各層間を流れる超電導電流は無視できると仮定した。電流の連続の式 ($\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$) より電流密度 \mathbf{J} は電流ベクトルポテンシャル \mathbf{T} を用いて $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T}$ と書け、上記の薄板近似を適用すると電流ベクトルポテンシャルの法線成分 T_n を用いて $\mathbf{J} = \nabla T_n \times \mathbf{n}$ と書ける。これと Maxwell 方程式から T 法の支配方程式は次のように求めることができる。

$$\begin{aligned} \mu_0 \dot{T}_n + \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{n} \cdot \int_S \dot{T}_n \nabla \frac{1}{R} dS \\ = -\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{n} \cdot \dot{\mathbf{B}}_{ex} \end{aligned} \quad (1)$$

上式を Galerkin 法によって離散化し、時間積分に

は θ 法を適用した。この手法では E を既知として T を求め、 T より求まる J から構成関係を用いて E を算出し、 E が収束するまで反復計算を繰り返した。

2.2 磁束フロー・クリープモデル

高温超電導体は下部臨界磁場以上、上部臨界磁場以下で常電導と超電導の混合状態となる。混合状態を記述する構成モデルはいくつか提案されているが、本研究では磁束フロー・クリープモデルを採用した [2]。磁束フローは Lorentz 力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ による磁束量子の運動であり、磁束クリープは熱的振動によって励起される運動である。このとき、磁束量子の常電導核内の常電導電子も運動するため、超電導体内には電場 (E) が誘起される。この電場 (E) と電流密度 (J) との間の構成関係は

$$E = \begin{cases} 2\rho_c J_c \sinh\left(\frac{U_0}{k\Theta} \frac{J}{J_c}\right) \left(-\frac{U_0}{k\Theta}\right) & (2) \\ (J \leq J_c: \text{磁束クリープ状態}) \\ \rho_c J_c \{1 - \exp(-\frac{2U_0}{k\Theta})\} + \rho_f (J - J_c) & (3) \\ (J_c > J: \text{磁束フロー状態}) \end{cases}$$

と表される。ただし、 J_c : 臨界電流密度、 Θ : 温度、 U_0 : ピン止めポテンシャル、 k : ボルツマン定数、 ρ_c : クリープ抵抗率、 ρ_f : フロー抵抗率である。また J_c 、 ρ_f の磁場依存性としては

$$J_c = J_{c0} \frac{B_0}{B_0 + |B|} \quad (\text{Kim モデル}) \quad (4)$$

$$\rho_f = \frac{\Phi_0}{\eta} B \quad (\text{Bardeen-Stephan モデル}) \quad (5)$$

を採用した。ここで Φ_0 と η は磁束量子のもつ磁束の大きさと粘性係数である。

2.3 A 法に基づくローター磁場の計算

磁束密度 \mathbf{B} はベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いて $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ と書ける。これと低周波近似 Maxwell 方程式、及び構成則 $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ 、 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ を用いて、A 法の支配方程式は以下のように表せる [3]。

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right) - \mathbf{J}_0 \quad (6)$$

ここで、 μ は透磁率、 σ は導電率、 ϕ はスカラーポテンシャル、 \mathbf{J}_0 は永久磁石を近似するリング電

流の電流密度である。ローター磁場は軸対称なため、 A 、 J それぞれの θ 方向成分のみをとり、時間偏微分を $j\omega$ で置き換えると

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 A_\theta = j\omega\sigma A_\theta - J_{0,\theta} \quad (7)$$

が得られる。この支配方程式を Galerkin 法により離散化して A を求め、 $B = \nabla \times A$ によって磁束密度の分布を計算し、これをローターが作る均一磁場 B_{dc} とした。さらに、ローターの磁場の不整成分と回転を考慮し、位置 r における磁場を以下の式に基づいてモデル化した。

$$\begin{aligned} B^{rot}(r) &= B_{dc}(r) + B_{ac}(r) \\ &= B_{dc}(r) + \gamma B_{ac}(r) \cos(\lambda(-\omega t + \alpha(r))) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 γ は B_{dc} に対する不整磁場 B_{ac} の振幅の割合 ($0 < \gamma < 1$)、 ω は回転の角速度、 λ は B_{ac} の θ 方向のうねりの数であり、 α は $r = (x, y, z)$ として $\alpha = \tan^{-1}(\frac{y}{x})$ で表される。

2.4 不整磁場による回転損失

式 (8) のように磁場が時間変化すると、その変化を妨げる向きに超電導体中に誘導磁場が発生し、これによる Lorentz 力がローターの回転に対してブレーキ力として働いて回転数が減少する。メッシュ分割した超電導体の各要素に働く単位体積あたりの Lorentz 力は

$$F_i(r) = J_i(r) \times B_i^{rot}(r) \quad (9)$$

$$(i = 1 \sim N : N \text{ は要素数})$$

であり、この F の x 、 y 成分を用いてローターの回転運動方程式は

$$\begin{aligned} I\dot{\omega} &= - \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{F}(r) dv \\ &= - \sum_i^N (x_i F_{y,i} - y_i F_{x,i}) v_i \end{aligned} \quad (10)$$

と表される。ここで I はローターの慣性モーメント、 ω は回転角速度、 x_i, y_i, v_i は i 番目要素の重心の x, y 座標と体積である。(10) 式に基づいてローターの回転数の減衰を計算する。また、ローターの回転運動エネルギーは $U_k = \frac{1}{2} I \omega^2$ で与えられ、時刻 $t = t'$ における回転数の減衰によるエネルギー損失率は以下のように求まる。

$$\varepsilon_k(t') = \left. \frac{\partial U_k}{\partial t} \right|_{t=t'} \simeq I\omega(t') \frac{\partial \omega(t')}{\partial t} \quad (11)$$

3 数値解析結果

3.1 解析体系

図 1(a) に解析体系の全体図を示す。磁気軸受、ローターともに中心が原点にくる位置を初期位置とする。初期荷重を与えるためローターは始め $-z$ 方向に降下させ、その後回転させる。図 1(b) に示すように超電導ベアリングは周方向に $N_\theta = 8$ 分割された円筒形をしており、その寸法は表 1 に示す通りである。本研究では周方向周期対称性を仮定して 1 つの超電導バルクを解析対象とし、メッシュ分割は、周・高さ方向にはそれぞれ等間隔に $NX=12$ 、 $NY=16$ 分割、厚さ方向には外側から 0.1mm、0.2mm、3.7mm、5mm、6mm の $NDL=5$ 分割とした。図 1(c) にローターの詳細図を示す。ローターは $NPM=3$ 個の永久磁石リングと磁性体 (SPCC) で構成される。

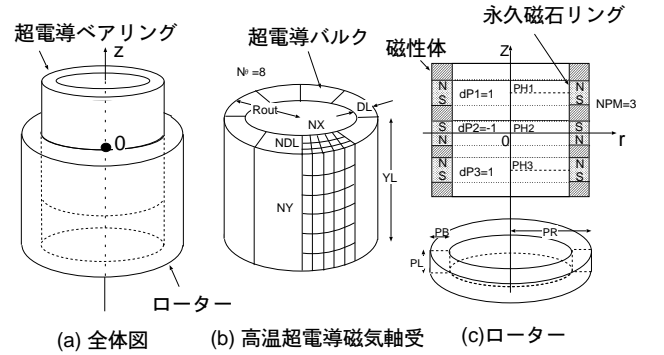


図 1: 高温超電導磁気軸受とローターの概要図

表 1: 解析対象の寸法

	外半径 [mm]	厚さ [mm]	高さ [mm]
超電導 ベアリング	Rout	DL	YL
永久磁石 ローター	PR	PB	PL
	74.0	11.0	15.0

3.2 浮上力-浮上ギャップ関係

図 2 に $J_{c0}=2.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 、残留磁束密度 $B_r=1.50 \text{ T}$ のときの高温超電導磁気軸受による浮上力 F_L とローター降下距離 z との関係の計算結果と実験結果を示す。

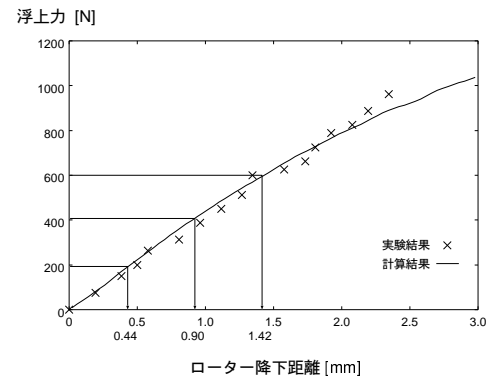


図 2: 浮上力-ローター降下距離関係

両者は非常によく一致しており、 F_L-z 関係の計算に関する本解析コードの妥当性が得られた。またこの結果より、初期荷重 $F_{L0} = 200\text{N}, 400\text{N}, 600\text{N}$ に対する初期降下距離 $0.44\text{mm}, 0.90\text{mm}, 1.42\text{mm}$ を求めた。

3.3 回転速度・浮上力の時間変化

$F_{L0} = 600\text{N}$ とし、 $\gamma = \frac{B_{ac}}{B_{dc}}$ を $0 \sim 10\%$ に変えた場合の、回転速度と浮上力の時間変化を図 3、図 4 に示す。ここでは計算時間短縮のため、慣性モーメントに実際の $0.719 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ の $1/10000$ の値を用い、 10000 倍の早さで回転数を減衰させている。時間経過とともに回転速度、浮上力は 0.02sec までは急激に減少し、その後は直線的に減衰しているのがわかる。またその傾きは $\gamma = \frac{B_{ac}}{B_{dc}}$ が大きくなるに従って増大している。

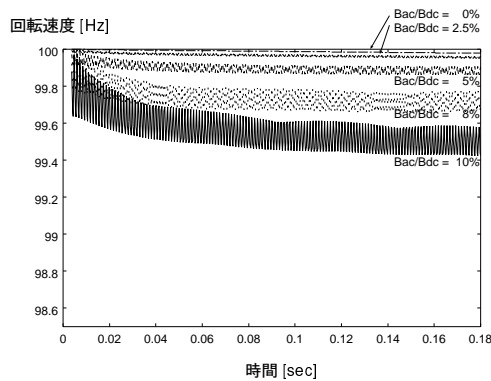


図 3: 回転速度の時間変化 (初期荷重=600N)

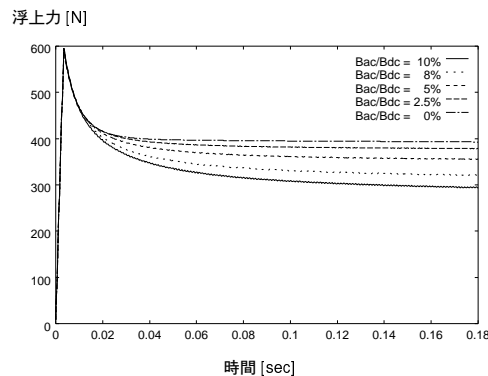


図 4: 浮上力の時間変化 (初期荷重=600N)

3.4 超電導磁気軸受動特性の

ローター不整磁場振幅・初期荷重依存性

ローター回転速度の時間変化の結果と式 (11) により求めた、ローターのエネルギー損失率 ε_k と不整磁場振幅 $\gamma = \frac{B_{ac}}{B_{dc}}$ および初期荷重 F_{L0} との関係を図 5、6 に示す。損失量は $\gamma = \frac{B_{ac}}{B_{dc}}$ とともに緩やかに増加し $\gamma = 8\%$ から急激に増大している。なお、不整磁場が存在しない 0% においても損失があるのは磁束クリープによるものである。

また、 ε_k は F_{L0} に対し、ほぼ直線状に増加しており、またその傾きも $\gamma = \frac{B_{ac}}{B_{dc}}$ によらずほぼ一定に 0.001W/N であることがわかる。

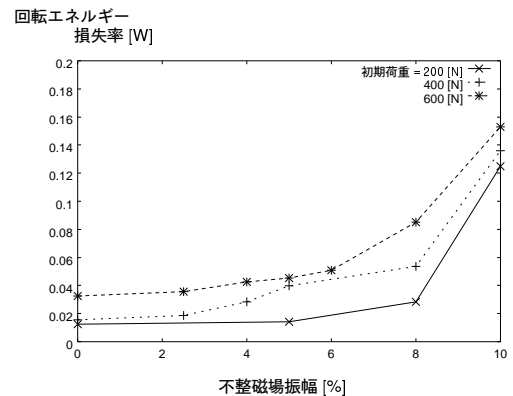


図 5: 回転エネルギー損失率の不整磁場振幅依存性

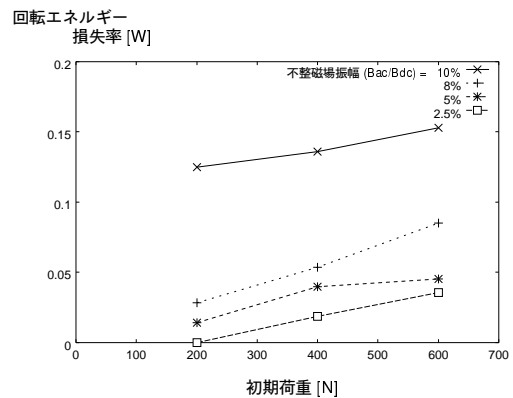


図 6: 回転エネルギー損失率の初期荷重依存性

4 結論

- i) 高温超電導フライホイールの浮上力解析コードにローターの不整磁場と回転運動を考慮に入れた改良を行なった。
- ii) 改良後のコードを用いて高温超電導フライホイールにおける AC 損失の不整磁場振幅と初期荷重依存性の解析を行なった。
- iii) 上の解析結果より、高温超電導フライホイールの AC 損失は不整磁場振幅 γ が 8% 以上になると急激に増加し、初期荷重に対してはほぼ直線状に増加するという知見が得られた。

5 参考文献

- [1] 鈴木, 武田, 吉田, 上坂, 宮: 日本 AEM 学会誌, 2, No.4 (1994) pp. 35-39.
- [2] T. Sugiura, H. Hashizume and K. Miya: *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.*, 2 (1991) pp. 183-196.
- [3] 坪井, 内藤: “実践数値電磁界解析法” (養賢堂, 1995)