UDC 537.871.3:538.945:621.313.12:621.3.043.045

論文

59-B102

超電導発電機のヘリカル電機子巻線 に対する電磁力解析

正員 高橋 身 佳 (日立製作所)

正員 渡 部 正 敏 (日立製作所)

正員 高橋 典 義 (日立製作所)

正員 田 中 幸 二 (日立製作所)

1. ま え が き

超電導発電機は、既に容量数百MVAの実用機規模の試験機が製作されつつあるが^{(1)~(3)}、磁気飽和の問題から固定子鉄心のスロットレス化が不可欠な構造とされている。このような固定子の空心化により、電機子巻線には超電導回転子からの磁束が直接鎖交するようになり、トルクも含めた電磁力が複雑に作用し耐電磁力性能に優れた巻線支持構造の開発が重要な課題の一つとなっている。

巻線の支持構造を考えるには、巻線電磁振動の強制外力となる電磁力の解析が必要であり、既に二次元での計算検討例^{(4)~(6)}も発表されている。しかし、超電導発電機では空心構造となるので、磁束分布が三次元的となり、電磁力も三次元解析が必須である。

超電導発電機の電機子巻線は、在来機のような鉄心スロットにコイルを収納することからくる形状の制約がなくなるので、種々の巻線法の適用が考えられているが^{(7)~(8)}、本報では磁束分布が巻線胴部も含めて、最も三次元的になると考えられるヘリカル空隙巻線を例に電磁力の考察をし、空隙電機子巻線の電磁力の特徴を明らかにする。

2. 三次元磁界解析

〈2.1〉 解析モデル 図1に超電導発電機の解析モデルを示す。なお、解析を簡単にするため次の仮定を設けた。

(1) 電機子および界磁巻線は厚みのないシート状分布とし、周方向に対する電流分布は基本波成分のみ考慮し、電磁力の解析対象は2層ヘリカル巻線に限定する。

(2) 上記各巻線は本来一個であるが、軸方向にフーリエ級数展開が可能なように周期 $2g$ で無限個配置され、隣接の巻線には絶対値が等しく、互いに反対方向に起磁力を発生するよう電流が流れるとする。従って、単独の巻線は $g \rightarrow \infty$ として考慮される。

(3) 固定子鉄心は軸方向に無限に長く、透磁率を無限大とする。

(4) 回転子ダンパは軸方向に無限に長く導電率を無限大とし、電機子巻線の過渡磁界は全てダンパ表面でシールドされる⁽⁴⁾。

座標系は、電機子巻線の内径側軸方向中央部を原点とする三次元円筒座標系で考える。磁界解析領域は、内径側から、長さ l_f で平均半径 R_f の超電導界磁巻線、半径 R_d のダンパ、長さ l_a で半径 R_1 および R_2 の上、底層電機子巻線、内半径 R_s の固定子鉄心で構成される。

〈2.2〉 ヘリカル電機子巻線の電流表示 ヘリカル電機子巻線の各層電流は、図2の巻線展開図に示すように軸方向および周方向成分に分離でき、仮定(1)と(2)から次式で示される。

$$K_z(\theta, z) = \sum_{n=\text{odd}} (\delta_n \cos p\theta \cdot \cos \varphi_n z)$$

Electromagnetic Force Analysis for Helical Armature Winding of Superconducting Generator. By Miyoshi Takahashi, Member, Masatoshi Watanabe, Member, Noriyoshi Takahashi, Member (Hitachi Research Laboratory, Hitachi Ltd) & Kouji Tanaka, Member (Hitachi Works, Hitachi Ltd.).

高橋身佳: 正員, 日立製作所日立研究所

渡部正敏: 正員, 日立製作所日立研究所

高橋典義: 正員, 日立製作所日立研究所

田中幸二: 正員, 日立製作所日立工場

図 1 超電導発電機電機子巻線の電磁力解析モデル

Fig. 1. Model for electromagnetic force analysis of a superconducting generator.

図 2 ヘリカル電機子巻線の展開図

Fig. 2. Developed diagram of helical armature winding.

$$\begin{aligned}
 & + \rho_n \sin p\theta \cdot \sin \varphi_n z) \dots\dots (1) \\
 K_\theta(\theta, z) = & \pm \sum_{n=\text{odd}} (\delta_n \cos p\theta \cdot \cos \varphi_n z \\
 & + \rho_n \sin p\theta \cdot \sin \varphi_n z) \tan \theta_p \dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

但し, $|z| \leq l_a/2$

(1), (2)式の複号上段は底層(固定子鉄心側), 下段は上層(回転子側)を示し, 各層ごとにヘリカル電機子表面電流密度 $\mathbf{K}(0, K_\theta, K_z)$ は $\text{div } \mathbf{K} = 0$ を満たしている。

ここに,

$$\theta_p = \tan^{-1}(\pi R/p l_a) \dots\dots (3)$$

$$\varphi_n = n\pi/g \dots\dots (4)$$

$$q = \pi/l_a \dots\dots (5)$$

$$\delta_n = \frac{2\sqrt{2} Q_s \cdot I_s \cdot K_a \cdot q \cdot \cos(\pi \varphi_n/2q)}{\pi \cdot R \cdot Y \cdot g(q^2 - \varphi_n^2)} \dots\dots (6)$$

$$\rho_n = \mp \frac{2\sqrt{2} Q_s \cdot I_s \cdot K_a \cdot \varphi_n \cdot \cos(\pi \varphi_n/2q)}{\pi \cdot R \cdot Y \cdot g(q^2 - \varphi_n^2)} \dots\dots (7)$$

上の各式において, Q_s : 等価電機子スロット数, I_s : 電機子電流の実効値(A), K_a : 巻線分布係数(基

図 3 界磁巻線の展開図

Fig. 3. Developed diagram of field winding.

本波分), R : 電機子巻線平均半径(= R_1 or R_2)(m), θ_p : Helix Angle (rad), Y : 電機子巻線並列回路数, p : 極対数, n : 空間調波次数

〈2.3〉 超電導界磁巻線の電流表示 超電導界磁巻線を図3に示すように集中巻とすると, シート電流密度 $\mathbf{K}_f(0, K_{f\theta}, K_{fz})$ は次式で与えられる。

$$K_{fz}(\theta, z) = \sum_{n=\text{odd}} a_n \cos p\theta_f \cdot \cos \varphi_n z \dots (8)$$

$$K_{f\theta}(\theta, z) = \sum_{n=\text{odd}} b_n \sin p\theta_f \cdot \sin \varphi_n z \dots (9)$$

但し,

$$a_n = \frac{8 \cdot AT_f}{R_f \cdot g \cdot d \cdot \varphi_n^2} \sin \frac{(l_f - d) \varphi_n}{2} \sin \frac{d \cdot \varphi_n}{2} \dots\dots (10)$$

$$b_n = \frac{8 \cdot AT_f}{\pi \cdot n \cdot d} \left\{ \cos \frac{l_f \cdot \varphi_n}{2} - \frac{2}{d \cdot \varphi_n} \times \sin \frac{(l_f - d) \varphi_n}{2} \sin \frac{d \cdot \varphi_n}{2} \right\} \dots\dots (11)$$

ここに, AT_f : 回転子起磁力(AT/極), d : 界磁巻線端部長(m)

〈2.4〉 各断面領域のスカラーポテンシャル解

発電機運転時の空隙部磁束分布は, 電機子巻線および界磁巻線の各シート状電流によるポテンシャルを各々重ね合わせることによって求まる。スカラーポテンシ

(b) 底層電機子巻線の応力 ($r=R_2$)

上記(24)~(26)式の添字 B を A , i は o に変更すればよい。

以上から、次に電機子巻線表面に作用する電磁力 F (F_r, F_θ, F_z) は次式で求まる。

$$F = p \int_{-(l_a/2)}^{l_a/2} \int_0^{2\pi/p} \sigma R d\theta dz \quad (27)$$

後述のように、軸方向電磁力 F_z は巻線中央部 ($z=0$) を境にして方向が反転するので、(27)式での計算は零となる。従って、本報では F_z に対する軸方向積分区間を $[0, l_a/2]$ に取る。すなわち

$$F_z = p \int_0^{l_a/2} \int_0^{2\pi/p} \sigma_z R d\theta dz \quad (28)$$

ここで、(27)式より求まる周方向電磁力 F_θ は巻線に作用するトルク T となり、出力 P との間には次の関係が成り立つ。

$$T = F_\theta \cdot R \quad (29)$$

$$P = \omega T \quad (30)$$

但し、 ω : 回転子回転角速度 (rad/s)

4. 解析例並びに検討

〈4.1〉 計算モデル 以上の電磁力算定式を用い、ヘリカル電機子巻線適用の容量 4 MVA 固定子を対象に計算検討をする。計算のための主要諸元を表 1 に示す。また図 6 には製作中の 2 層ヘリカル巻線を示す。各コイルは胴部の固定子鉄心長域で、上、底層コイルが交差するよう電気角で 180 度スキューされており、直線状となっている端部はコイル接続部である。

〈4.2〉 定常発電機運転時の巻線電磁力分布 電機子巻線は三次元の高磁界中に直接配置されるため、電磁力も複雑な三次元分布となる。従来の鉄心スロット内コイルの電磁力は、スロット漏れ磁束によりほぼコイルをスロット底に押しつける外径方向成分のみである。

表 1 計算モデル諸元

Table 1. Main items of numerical calculation model.

容量 4 MVA, 電圧 1.65 kV, 電流 1.4 kA 3 相 2 極, $x_d = 0.14$ (p.u.), $x_d'' = 0.09$ (p.u.)	
界磁巻線	平均半径 $R_f = 0.2$ (m)
	全長 $L_f = 1.5$ (m)
	端部長 $d = 0.15$ (m)
	無負荷時起磁力 $AT_o = 398$ (kA T/極)
ダンパ	平均半径 $R_d = 0.3$ (m)
電機子巻線	上層平均半径 $R_1 = 0.33$ (m)
	底層平均半径 $R_2 = 0.34$ (m)
	全長 $L_a = 1.2$ (m)
	ターン数 $N = 7$ (ターン/相, 極)
固定子鉄心	内半径 $R_s = 0.38$ (m)

図 6 ヘリカル電機子巻線の外観

Fig. 6. Exterior view of helical armature winding.

しかし、空隙電機子巻線では径方向電磁力の他に、トルクが巻線に直接作用することによる周方向の電磁力および軸方向に傾斜したヘリカル巻線の周方向電流成分に対する軸方向電磁力が生じ、これらは回転子磁束との位相関係、すなわち運転状態によって大きさと方向も変ることになる。

一般に巻線電磁力の分布は、時間経過に伴い回転磁界方向 (回転子回転方向) に移動して行くが、以下に示すヘリカル巻線の電磁応力分布は、図 2 の電流分布に対応させて円錐ベクトルで三次元的に示す。なお、磁界計算では仮想巻線の周期 $2g$ を実際の巻線への影響がないように十分大きく選ぶ必要があるが、以下の計算では計算時間短縮のため文献(10)および筆者らの検討⁽¹¹⁾により適値とされている $g=2(2R+l_a)=3.76$ m とし、また高調波次数 n は 129 まで考慮した。

(a) 力率 1.0 の定格運転時 各層の電磁力は図 7 に示すように、ヘリカル相帯幅に直角方向に作用しその周方向成分 σ_θ はほぼ相回転方向となる。また、上、底層合成応力は 2 極機であるので、周方向に 180 度周期で分布し、軸端近傍の軸方向成分 σ_z を除くと軸中心ほど大きな周方向応力成分 σ_θ が支配的となる。

この電磁応力の周方向成分 σ_θ はトルクとなり、ヘリカル巻線は軸中心ほど有効出力を発生することを示している。

(b) 遅れ力率零の定格容量運転時 図 8 に示すように、電機子電流の周方成分 K_θ と回転子からの径方向磁束密度 B_r により、軸端近傍の軸方向応力 σ_z が支配的となる。この軸方向応力 σ_z は、ヘリカル巻線を発電機軸中心側に圧縮するような電磁力となる。

一方、径方向応力成分 σ_r は外径側に作用するが、周方向応力成分 σ_θ は相回転および反相回転方向に作用し、巻線表面における積分値は零となり有効出力は

△ : 電磁応力ベクトル (Cone Vector)
 → : 電機子電流方向
 ⇌ : 相回転方向

(a) 上層 (回転子側)

(b) 底層 (固定子鉄心側)

(c) 上層 + 底層

図 7 力率 1.0 の定常運転時電磁応力分布
 Fig. 7. Distribution of electromagnetic force stress at unity power factor.

図 8 遅れ力率零の定常運転時電磁応力分布 (上層+底層)

Fig. 8. Distribution of electromagnetic force stress at zero power factor lag (total for two layer).

発生しない。

(c) 進み力率零の定格容量運転時 図 9 に示すように電磁応力の各成分は、図 8 の遅れ力率零のときと方向が逆転する。特徴的な所は、径方向応力成分 σ_r が内径側を向いていることであり、調相運転などで進相状態を取る場合は、巻線を内径側から支えている支持体の機械強度と内径側への変形量を十分考慮した固

図 9 進み力率零の定常運転時電磁応力分布 (上層+底層)

Fig. 9. Distribution of electromagnetic force stress at zero power factor lead (total for two layer).

図 10 運転力率に対する電機子巻線電磁力

Fig. 10. Electromagnetic force vs power factor at steady state.

定子設計が必要であると言える。

図 10 は、このように運転状態に変化するヘリカル電機子巻線電磁応力の各方向成分について (27), (28) 式で積分した電磁力を運転力率との関係で示す。なお二次元有限区間積分はガウスの公式より計算機にて計算し、 θ 区間 $(0, 2\pi)$ および z 区間 $(-0.5l_a, 0.5l_a)$ の分点数を各々 16 とした。

周方向電磁力 F_θ はトルク T に関係するが、力率 1.0 のとき最大で力率角 ϕ の余弦値に比例して変化し、出力 4 MVA から F_θ を (29), (30) 式から逆算した結果とほぼ一致しており、本報で示した電磁力解析

法の妥当性が確認できる。また、径方向電磁力 F_r は進相運転時内径側、遅相運転時外径側に作用し、軸方向電磁力 F_z の方向は軸中央に関して鏡像の関係にあり、ともに力率が低下するほど大きくなる。また、同一容量であれば、遅れ力率運転の方が進み力率運転時に比較して回転子磁束が大きくなるので、電機子巻線電磁力も大きい。

〈4.3〉 三相突発短絡時の電磁力 無負荷定格電圧誘起状態から、発電機出力端子で三相短絡が生じたときのヘリカル電機子巻線応力分布パターンと最大応力値を図 11 に示す。

なお、電機子電流は直流分と交流分が重畳し合い、短絡発生半サイクル後に $2/x_d''$ (x_d'' : 初期過渡リアクタンス (p.u.)) 倍になるとした。また、仮定 (4) から電機子過渡磁束は全て回転子表面のダンパで跳ね返されるため、この間超電導界磁巻線の励磁電流は変化しないとしている。

図 11 三相突発短絡時の電磁力分布状況と最大電磁力比較

Fig. 11. Distribution of electromagnetic force at three phase sudden short circuit and comparison of maximum electromagnetic force stress between this condition and unity power factor.

このような状況のもとで、定常力率 1.0 運転時の電磁応力の各方向成分と最大値と比較すると、三相突発短絡時はダンパにより空隙の周方向と軸方向磁束が増えるため、径方向応力 σ_r の増大が著しいことが示されている。この径方向電磁力は、固定子鉄心側の外径方向に作用する。

〈4.4〉 電機子単独通電時の巻線電磁力と電磁振動測定結果 図 12 は、電機子巻線に外部から通電したときの電磁応力分布パターンを示す。巻線電磁力は固定子鉄心方向の外径側成分が支配的であり、軸中央部ほど大きいことがわかる。

図 13 は、これを検証する目的で電機子巻線の内外

図 12 電機子巻線単独通電時の電磁力分布状況(上層+底層)

Fig. 12. Distribution of electromagnetic force at armature excited independently (total for two layers).

図 13 電機子巻線単独通電時の電磁振動測定値
Fig. 13. Measured values of airgap winding stator vibration at armature excited independently.

筒側から加速度ピックアップにて径方向電磁振動振幅を測定した例である。巻線部は銅や絶縁物による複合構造体であるため、巻線電磁力（加振力）と振動振幅は必ずしも対応しないが、図示測定結果では径方向加振力の大きい軸中央部ほど振幅も大きくなっていることが認められる。なお、内筒中央部で振幅が低下しているのは、内外筒連結用のサポートピンにより径方向振動が抑制されているためと考えられる。

5. む す び

以上、三次元磁界解析をもとに、Maxwell's Stress Tensor による超電導発電機の2層ヘリカル電機子巻線に作用する電磁力の算定法を示すとともに、容量4MVAのヘリカル巻線を対象に計算検討例を示した。

また、本解析法によれば空隙巻線に作用するトルクと出力の関係が良く説明できること、更には固定子単独通電試験時の振動測定値が巻線部電磁力分布と良く対応していることがわかった。

なお、一般に巻線電磁力の直接的な測定は不可能であり、検証は振動振幅を測定するなどの間接的な方法に依らねばならないので、むしろ巻線電磁力を計算する時点では巻線を本報のようにシート状として強制外力を計算しておき、電磁振動解析の計算モデル化を計る時点で巻線厚みを考えた方が、実用上簡便な方法と言える。

また、本報で示したヘリカル巻線軸中央部($z=0$)の電磁力分布パターンは、現行ダイヤモンド巻や同心巻を空隙巻線として適用した場合の胴部（二次元磁界）

の電磁力分布状況とほぼ対応する。

最後に、本研究にあたり御指導いただいた、日立製作所日立工場 古山部長、実松副技師長、および日立研究所 大西部長に謝意を表する。

(昭和59年2月1日受付)

文 献

- (1) H. Kaminosono, et al: "Development of Superconducting Synchronous Machines", *CIGRE 1982 Session*, No. 11-02 (1982-9)
- (2) 実松: 「超電導発電機の開発」電学誌 102, 481 (昭57-6)
- (3) J. Edmonds: "Superconducting Generator Technology-An Overview", *IEEE Trans. Magnetics* MAG-15, 1, p. 673 (1979-1)
- (4) M. Chari, et al: "Steady State and Short Circuit Force Analysis on the Stator Winding of a Superconducting Generator", *IEEE PES Summer Meeting Paper*, F 796248 (1979)
- (5) M. R. Patel, et al: "Designing Pancake Coils of a Large Superconducting Generator for Electromagnetic and Thermal Loads", *IEEE PES Winter Meeting Paper*, 83 WM 189-8 (1983)
- (6) R. D. Nathenson, et al: "Designing an Airgap Armature of a Large Super-Conducting Generator for Electromagnetic and Thermal Loads", *IEEE PES Winter Meeting Paper*, 83 WM 190-6 (1983)
- (7) カールフリック: 「電気回転機用巻線」特開昭 53-147203
- (8) P. L. Conley, et al: "Demonstration of A Helical Armature for A Superconducting Generator", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-99, 1 (1980)
- (9) G. W. Carter: "The Electromagnetic Field in its Engineering Aspects", p. 202, *LONGMAS GREEN AND CO.* (1959)
- (10) P. Hammond: "The Calculation of the magnetic field of rotating machines" *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 106, 158 (1959)
- (11) 高橋, 他: 「ヘリカル電機子巻線による固定子鉄心部軸方向磁束の考察」電学論B 103, 1, 15 (昭59-1)