UDC 621.3.043.2.042.143.013.1: 621.3.043.3.045

論文

58-B3

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

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 実松 俊 弘 (日立製作所)

1. ま え が き

近年、性能向上や外径寸法低減のため、固定子のスロットレス化が常電導同期発電機において注目され検討されるようになってきた⁽¹⁾⁽²⁾。

また、超電導同期発電機の場合は、界磁巻線(超電導)と同様に固定子側の電機子巻線が本質的に空心構造にならざるを得ない。

このような電機子巻線は、固定子鉄心スロットに収納する制約がなくなるので、空心構造の利点を生かし種々の巻線法が考えられている⁽³⁾⁽⁴⁾。

筆者らも既に、空心電機子巻線法としてヘリカル巻線を提案し、容量4MVAの発電機固定子を試作し各種特性の実験検討を行ない、その結果の一部を発表してきた^{(5)~(8)}。ヘリカル巻線は、端部も含めて巻線全体がほぼ同一径上に仕上がるので、巻線を単独に製作した後鉄心内に挿入固定でき、巻線支持が比較的容易になる。また、巻線を構成する上、下層のコイルが互いに交差するので、ねじりトルクに対し剛性が増大する⁽¹⁰⁾などの長所があり、スロットレス固定子用電機子巻線として有利な方式であると考えられている。

しかし、ヘリカル巻線では巻線を構成する各コイルが固定子鉄心積層方向に対し常に斜行するため、巻線電流の周方向成分により軸方向電機子反作用磁束を生じ、固定子鉄心へ悪影響(鉄損増加、温度上昇など)を及ぼすことが懸念される⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

このため、先に試作した4MVA機では、この点に

留意した測定も行ない、固定子鉄心を通る軸方向磁束の量としては、現行ダイヤモンド巻線のように、胴部で傾斜部のない巻線法の場合と同程度であるとの結果を得ていた⁽⁶⁾。

本論文は、これを解析的に検証するために、主としてヘリカル巻線採用時の鉄心内部領域を対象とした磁界解析法について検討したものである。空心固定子では、巻線の幾何学的形状寸法が磁束分布に及ぼす影響が大きいため、これらを考慮した三次元的考察が必要であり、これまでも既に超電導発電機を対象としたいくつかの解析例や実験結果の報告がなされている。しかし、いずれも固定子と回転子間の空けきに解析領域を限定したり、鉄心部の影響を無視した三次元的解析にとどまっており^{(10)~(12)}、固定子鉄心内部における軸方向磁束の挙動について言及したものは見当たらない。

そこで本論文では、まずヘリカル巻線に対する三次元磁界解析法として、鉄心部透磁率の積層効果による異方性を考慮することにより、積層鉄心内部における軸方向磁束量を定量的に評価可能な解析式を導出する。次に4MVA試作機に対し解析結果と実測値との比較を行ない、解析式の妥当性について検討する。特に固定子鉄心の積層方向に入射する電機子反作用磁束の軸方向成分については、積層効果による固定子鉄心部の磁気的異方性との関係で定量的に示す。

2. 解 析 モ デ ル

図1に、ヘリカル電機子巻線を備えたスロットレス発電機の解析モデルを示す。なお、三次元磁界解析を簡単にするため次の仮定を設けた。

(1) うず電流の影響を無視し、解析対象は2極機に限定する。

(2) 電機子電流は厚みのないシート状分布とし、

An Investigation of Axial Flux in Laminated Stator Cores by Helical Armature Winding. By Miyoshi Takahashi, Member, Masatoshi Watanabe, Member, Noriyoshi Takahashi, Member (Hitachi Research Laboratory, Hitachi Ltd) & Toshihiro Sanematsu, 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

実松俊弘: 正員, 日立製作所日立工場

かつ周方向には基本波成分のみ考慮する。

(3) 固定子および回転子の鉄心は軸方向に無限に長く、電機子巻線は本来は一個であるが、フーリエ級数展開が可能のように周期 2ϱ で軸方向に無限個配置され、隣接の巻線には絶対値が等しく互いに反対方向の起磁力を発生するように電流が流れる。従って、単独の電機子巻線は $\varrho \rightarrow \infty$ として考慮される。

座標系としては、電機子巻線の軸方向中央部を原点とする三次元円筒座標で考える。計算領域は径方向に I~V に分割して考え、最外周には内外半径が R_s, R_l の軸方向に積層した固定子鉄心があり、電機子巻線および界磁巻線の平均半径をそれぞれ R, R_f とする。

回転子が空心構造となる超電導発電機の場合は、回転子の透磁率を空気の透磁率 μ_0 で置換して求める。

一般に回転子表面には界磁巻線への過渡磁束の浸入を防止するダンパーが設けられるが、本稿では定常時の磁束分布についてのみ検討するので、解析モデルでは省略してある。

3. 解析式の誘導

〈3.1〉 ヘリカル電機子巻線の電流分布 図1に示すように電機子巻線を流れるシート状電流は、軸方向および周方向成分に分解でき、仮定(2)、(3)から Z 方向のフーリエ級数で表す。すなわち

$$K_z(\theta, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos k_n Z \cos(\theta - \omega t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$K_\theta(\theta, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin k_n Z \cdot \sin(\theta - \omega t) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに

$$a_n = \frac{4}{\varrho} \int_0^{\varrho/2} K_z(\theta, \xi, 0) \cos(k_n \xi) d\xi \\ = \frac{4}{\varrho} i_z \frac{\pi/l_a \cos(k_n l_a/2)}{(\pi/l_a)^2 - k_n^2}$$

$$b_n = \frac{4}{\varrho} \int_0^{\varrho/2} K_\theta\left(\frac{\pi}{2}, \xi, 0\right) \sin k_n \xi d\xi \\ = \frac{4}{\varrho} i_z \tan \theta_p \frac{k_n \cos(k_n l_a/2)}{(\pi/l_a)^2 - k_n^2}$$

$$i_z = 3\sqrt{2} N I K_d / \pi R$$

$$k_n = n\pi/\varrho$$

図1 ヘリカル電機子巻線の解析モデル

Fig. 1. Model for analysis of a helical armature winding.

$$n=1, 3, 5, 7, \dots$$

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

上の各式において、 N : 電機子巻線の直列巻回数/相, I : 電機子電流の実効値(A), K_d : 巻線分布係数(基本波分), l_a : ヘリカル巻線の全長(m), θ_p : Helix Angle (rad), R : 電機子巻線平均半径(m), 更に以下の諸式において、 R_f : 回転子外半径(m), R_s : 固定子鉄心内半径(m), R_l : 固定子鉄心外半径(m)

〈3.2〉 固定子鉄心の透磁率 一般に回転電機の固定子鉄心の径方向と周方向の透磁率 $\mu_{r2}, \mu_{\theta 2}$ は、積層方向の透磁率 μ_{z2} に比べて相当大きく、 $\mu_{r2} = \mu_{\theta 2} = \mu_{z2}$ の仮定は実用上許容できる。一方、 μ_{z2} は図1に示す固定子鉄心を積厚 $p l_a$ で透磁率 μ の鉄心と、積厚 $(1-p)l_a$ の空気層が磁的に直列に接続された構造物と見なした合成磁気抵抗を考えると、次式で与えられる。

$$\mu_{z2} = \frac{1}{p/\mu + (1-p)/\mu_0} \div \frac{\mu_0}{1-p} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 p は固定子鉄心の軸方向積層効率で実機では一般に $p=0.9 \sim 0.95$ 程度である。従って、 $\mu_{z2} \div (10 \sim 20) \mu_0$ となる。

〈3.3〉 各領域のスカラーポテンシャル解 電機子巻線によって生ずるスカラーポテンシャル Ω は、次の電磁界方程式から求めることができる。

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} H_r \\ H_\theta \\ H_z \end{bmatrix} = -\text{grad } \Omega = - \begin{bmatrix} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \Omega}{\partial Z} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_r \\ H_\theta \\ H_z \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial B_z}{\partial Z} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

(4)~(6)式から、次のラプラス方程式が得られる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \theta^2} + \frac{\mu_z}{\mu} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0 \dots (7)$$

ここで、磁気異方性領域に対する上式を満足する解は、解析モデルの物理的意味をふまえると次のようになる。

$$\begin{aligned} \Omega(r, \theta, z, t) = & \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ I_1 \left(\sqrt{\frac{\mu_z}{\mu}} k_n r \right) \cdot a \right. \\ & \left. + K_1 \left(\sqrt{\frac{\mu_z}{\mu}} k_n r \right) \cdot b \right\} \\ & \times \cos(k_n Z) \sin(\theta - \omega t) \dots (8) \end{aligned}$$

但し、 H : 磁界 (AT/m), B : 磁束密度 (T), 添字 r, θ, z は円筒座標系における3方向成分を示す。また、 $I_1(\sqrt{\mu_z/\mu} k_n r)$ および $K_1(\sqrt{\mu_z/\mu} k_n r)$ はそれぞれ第1種および第2種の一次変形ベッセル関数である。

なお、図1の解析モデルにおける空けき領域Ⅱ, Ⅲ, V, すなわち磁気等方性領域については(8)式で $\mu = \mu_z = \mu_0$ として求められる。また、各領域に対する未知係数 a, b は、それぞれⅠ~Ⅴの添字を付記して次の境界条件(a)~(f)を考慮して求める。

$$(a) \quad r=0: \Omega_I \text{ は有限} \dots\dots\dots (9)$$

$$(b) \quad r=R_f: (H_\theta)_{II} = (H_\theta)_I \dots\dots\dots (10)$$

$$(B_r)_{II} = (B_r)_I \dots\dots\dots (11)$$

$$(c) \quad r=R: (H_\theta)_{III} - (H_\theta)_{II} = K_z \dots\dots\dots (12)$$

$$(H_z)_{III} - (H_z)_{II} = -K_\theta \dots\dots\dots (13)$$

$$(B_r)_{III} = (B_r)_{II} \dots\dots\dots (14)$$

$$(d) \quad r=R_s: (H_\theta)_{IV} = (H_\theta)_{III} \dots\dots\dots (15)$$

$$(B_r)_{IV} = (B_r)_{III} \dots\dots\dots (16)$$

$$(e) \quad r=R_1: (H_\theta)_V = (H_\theta)_{IV} \dots\dots\dots (17)$$

$$(B_r)_V = (B_r)_{IV} \dots\dots\dots (18)$$

$$(f) \quad r \rightarrow \infty: \Omega_V = 0 \dots\dots\dots (19)$$

上記境界条件から各領域における未知係数 $a_1 \sim a_V$ および $b_1 \sim b_V$ には、付録に示すような関係があり結局8元の連立方程式を解くことになる。筆者らは、計算機を用い掃出し法により未知係数の数値計算を行った。

〈3.4〉 磁束分布の式 電機子電流によって生ずる電機子反作用磁束は、(8)式で求められたスカラーポテンシャル Ω を(4)~(5)式に代入して求められる。

ここで、今回の主な解析対象とする固定子鉄心部のⅣ領域の磁束密度 $B(B_r, B_\theta, B_z)$ のみを提示すると

$$B_r = -\sqrt{\mu_2/\mu_{z2}} \sum_{n=odd}^{\infty} k_n \{ I_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) \cdot a_V + K_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) \cdot b_V \} \cos(k_n Z) \cdot \sin(\theta - \omega t) \dots\dots\dots (20)$$

$$B_\theta = -\mu_2/r \sum_{n=odd}^{\infty} \{ I_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) \cdot a_V + K_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) \cdot b_V \} \cos(k_n Z) \cdot \cos(\theta - \omega t) \dots\dots\dots (21)$$

$$B_z = \mu_{z2} \sum_{n=1}^{\infty} k_n \{ I_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) a_V + K_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n r) \cdot b_V \} \sin(k_n Z) \cdot \sin(\theta - \omega t) \dots\dots\dots (22)$$

4. 解析例並びに検討

以上に導いた磁束分布算定式の妥当性の検討を、試作した4 MVA 固定子を対象に行なった。

〈4.1〉 供試機の概要 図2に4 MVA 固定子の外観を、図3に製作中のヘリカル電機子巻線の外観を示す。

構造の詳細については先に報告した⁽⁵⁾ので省略するが、平均半径 $R=340$ mm のヘリカル電機子巻線を構成する各コイルは、長さ1,200 mmの固定子鉄心領域内で円周方向に180°斜行(スキュー)されており、端部の直線部はコイル接続部である。

図2 試験中の4 MVA 固定子モデル
Fig. 2. 4 MVA stator model during experiment.

図3 ヘリカル電機子巻線構造

Fig. 3. Helical armature winding construction.

図 4 磁束密度計算値の収束状態

Fig. 4. Convergence condition of calculated magnetic flux density due to space harmonic order n .

また、外半径 $R_1=600$ mm の無方向性けい素鋼板を積層してなる固定子鉄心内周面は、巻線支持の目的で角形構造であるが、解析では平均半径 $R_s=380$ mm の真円として取扱っている。

なお、スロットレス常電導発電機を模擬するために、外半径 $R_f=290$ mm の現行タービン発電機の鉄心回転子を組み込み、また回転子が空心構造となる超電導発電機に対しては、上記鉄心回転子を除去し、それぞれ外部から通電することによって、電機子反作用磁束の測定を行なった。

〈4・2〉空心回転子構造時の磁束分布 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⁽¹³⁾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 は計算例により収束性を確認し、実用上問題ないと判断される $n=129$ まで考慮した。

すなわち、図 4 は $g=3.76$ m として n を変化し、また図 5 は $n=49$ として g を変化して固定子鉄心径方向中央部の周方向磁束密度 B_θ について、収束状況を示したものである。これらは、固定子鉄心の径方向および周方向透磁率 $\mu_2=5,000 \mu_0$ 、軸方向透磁率 $\mu_{r2}=10 \mu_0$ とし、回転子なしの超電導発電機を模擬し外部から三相交流 $I=1,000$ A 通電したときの計算例である。図 4 からは、 $n=49$ 以上ではほぼ一定値に収束しており、 $n=129$ まで取れば十分であることがわかる。また、図 5 から g が小さい場合でも n を大きく取れば、少なくとも電機子巻線長に対応した固定子鉄心

図 5 磁束密度計算値の収束状態

Fig. 5. Convergence condition of calculated magnetic flux density due to winding interval g .

図 6 空け部磁束密度分布の実測値と計算値比較

Fig. 6. Comparison between the measured and calculated values of magnetic flux density in air gap.

部の磁束分布はほぼ一様に収束することが示されている。また、 $g=3.76$ m に取れば仮想巻線の影響は g がそれ以上の場合と比較しても少なく、実用上問題ないと言える。

次に図 6 は電機子巻線の内径側磁束密度について、計算値とさぐりコイルによる実測値を比較して示す。磁束密度 B_r と B_θ については軸方向中央部で最大値を取るが、 B_z は軸端近傍で最大となっている。ヘリカル巻線は、巻線全体を有効部として利用できる反面、磁束密度が図示のように山形分布となるため、巻線係数が低下することを示している。

なお、測定値の凹凸は相常間に配置したトルク伝達用サポートピンにより、この位置でコイル間げきが大きくなっていることが原因と考えられる。測定値と計算値は良く一致しており、前述の仮定(2)、(3)も含

め本解析法の有効性が示されている。

次に図7はヘリカル電機子電流による三次元磁束密度のうち、 $\theta - \omega t = \pi/2$ で最大となる B_r と B_z の自乗和平方値 $\sqrt{B_r^2 + B_z^2}$ と、固定子鉄心部で問題となる B_r 、および $\theta - \omega t = 0$ で最大となる B_θ の大きさの分布状況を示す。各分布図共、構造の対称性を考慮して発電機軸方向1/4断面について等磁束密度線で示したものである。

固定子鉄心の外部に対するシールド効果は十分であり、磁束密度の各方向成分は巻線端より発電機軸方向中心寄り位置で最大または零となることがわかる。これは、固定子鉄心の磁気異方性と周方向電流成分により、図中の概念図に示すような磁束の流れになるためと考えられる。なお、後述する鉄心回転子構造の場合は、巻線の内径で回転子側に磁束が集中する傾向が大となるので、このような現象は生じない。

また、 B_r は巻線の内外径側空けき部に比べ、固定子鉄心部では顕著に小さく、相対的に無視できる程度であることが認められる。

次に図8は磁束密度の各方向成分の最大値が径方向位置に対して変化する状況を、空けき部 B_r の最大値で正規化して示したものである。

また、図9は固定子鉄心が磁気飽和した例として $\mu_{r2} = \mu_{\theta 2} = 100 \mu_0$ $\mu_{z2} = 10 \mu_0$ の場合について同様に示

図7 空心回転子時の磁束密度分布

Fig. 7. Distribution of magnetic flux density from helical winding with air cored rotor.

す。

ヘリカル巻線による磁束は、固定子鉄心透磁率の大小に拘らず、固定子鉄心にほぼ垂直に入射し、入射後は磁気異方性が小さい場合は図9のように相当量の B_r が固定子鉄心部に発生するが、積層鉄心を採用する実機並みの磁気異方性がある場合は、図8のように極めて小さいことがわかる。積層鉄心であっても鉄心部が磁気飽和した場合には、磁気異方性がほとんど無くなるのでヘリカル巻線を適用するにあたっては、固定子鉄心部の磁気飽和に対してある程度余裕を持った設計をする必要がある。

以上、ヘリカル巻線により空けきでは三次元分布と

図8 径方向位置に対する磁束密度変化の計算値 (空心回転子, 固定子鉄心未飽和)

Fig. 8. Radial variation of calculated magnetic flux density produced by helical winding.

図9 径方向位置に対する磁束密度変化の計算値 (空心回転子, 固定子鉄心飽和)

Fig. 9. Radial variation of calculated magnetic flux density produced by helical winding.

なる磁束分布も、固定子鉄心部では鉄心積層効果により B_z が減少し、逆に B_θ が増大する結果は B_θ と B_r の二次元分布となることが解析的に示された。

〈4.3〉 鉄心構造回転子
のときの磁束分布 図 10 は、外半径 $R_f=290$ mm の常電導鉄心回転子を組込んだときの、ヘリカル電機子反作用磁束密度の計算値を等磁束密度線で示す。ここで、鉄心回転子の透磁率は、試験で用いたソリッド回転子の磁気特性から $\mu_{r1}=\mu_{\theta1}=\mu_{z1}=100\mu_0$ の等方性の場合を考える。

主な特徴は、前述の空心回転子構造の場合、 $\sqrt{B_r^2+B_z^2}$ と B_z は径方向に見て巻線位置で最大となるが、回転子表面で最大となっていることである。また、 B_θ は空心回転子のときと同様に固定子鉄心内径の軸中心位置で最大で、巻線より内径側では径方向にほぼ一定値で分布していることが示されている。更に、固定子鉄心部は磁気異方性により、空心回転子の場合と同様に B_z はほとんど存在せず、ほぼ B_r と B_θ の二次元分布となっているのが認められる。

〈4.4〉 固定子鉄心部軸方向磁束密度 以上、ヘリカル巻線による電機子反作用磁束密度の分布について定性的に述べたが、更に固定子鉄心部の B_z について鉄心回転子が磁気異方性の場合も含めて定量的な検討を加える。

図 11 は固定子鉄心部 B_z の大きさが固定子鉄心積層方向の透磁率 μ_{z2} の値によって変化する状況を、空けき部の B_r の大きさに対する相対値として示したものである。

固定子鉄心部の B_z は、空心回転子の方が鉄心回転子の場合よりも大きくなり、前述の実機並みの固定子鉄心積層方向透磁率の範囲では、透磁率 μ_{z2} の大きさにほぼ比例して増大する傾向にあることを示している。

すなわち、 $\mu_{z2}=10\mu_0$ について見ると空けきの B_r の最大値が 1 T のとき、固定子鉄心部の B_z の最大値としては、空心回転子の場合で約 5×10^{-3} 倍の 0.005 T 程度の大きさであり、実際には積層鉄心間の

図 10 鉄心回転子時の磁束密度分布

Fig. 10. Distribution of magnetic flux density from helical winding with iron cored rotor.

図 11 固定子鉄心軸方向磁束密度と透磁率の関係

Fig. 11. Relation between axial magnetic flux density and permeability in stator cores.

エアダクトや鉄心部のうず電流の影響により、更に減少することが予想され、現行発電機のごとき積層鉄心構成および磁気的装荷であれば実用上無視できるものと考えられる。また、鉄心回転子の磁気異方性による影響は少ない。

図 12 は上述の計算結果を裏付ける固定子鉄心部 B_z の測定結果で、同一起磁力レベルで電機子および回転子を単独励磁した場合について、エアダクト表面を径方向にホール素子で測定した一例を示す。

図 12 の測定結果には、固定子鉄心内径部でのフリ

図 12 固定子鉄心部軸方向磁束密度の測定例

Fig. 12. Measured values of axial flux density in stator core.

ンジング効果による B_z も含むが、ヘリカル巻線の影響が出ない無負荷時の回転子励磁のときと、ヘリカル巻線の影響が最も良く現れるはずの外部から電機子巻線に通電したときの B_z の分布に大差ないことがわかる。これは、固定子鉄心部の積層方向に入射するヘリカル巻線による B_z は、ほとんど存在せず実用上問題のないことを示しており、磁気異方性により鉄心中心の軸方向磁束が非常に小さいという計算結果を裏付けるものである。

5. む す び

超電導発電機などのスロットレス発電機用電機子にヘリカル巻線を採用する場合の三次元磁界解析法として、鉄心部の磁気異方性を考慮した一手法を示した。

また、提案手法により容量 4 MVA の試作機を対象に数値解析を行ない測定結果と一部比較検討し、本解析結果の妥当性を確認すると共に次の諸点を明らかにした。

(1) 固定子鉄心の磁気異方性が磁気飽和などにより小さい場合には、局部加熱や特性低下の原因となる固定子鉄心部の軸方向磁束が発生してくるが、実機並みの磁気異方性（固定子鉄心積層方向透磁率 $\mu_{r2} \approx 10 \mu_0$, μ_0 : 空気の透磁率）に対しては無視できるほど小さい。

そして、このように固定子鉄心部の軸方向磁束密度が小さくなる分、逆に固定子鉄心内部の周方向磁束密度が増大して磁気バランスが保たれる。

(2) 試作 4 MVA 機の例では、ヘリカル電機子巻線電流による固定子鉄心部の軸方向磁束密度は、超電導発電機のように回転子が空心構造の場合でも、空げきの最大径方向磁束密度の約 0.5% 以下の大きさで、

実用上無視できる。また、これを裏付ける測定結果も得られた。

なお、今回導出したヘリカル電機子磁束密度の計算式は、固定子鉄心および回転子が軸方向に無限長であるとの仮定に基づいているため、固定子鉄心が電機子巻線と長さが同じ場合までは本報により実用上適用可能であることを示したが、巻線が固定子鉄心より軸方向に長い場合は別途検討が必要である。

また、本報では主として固定子鉄心部の軸方向磁束密度について検討したが、本文図 8, 9 に示すようにヘリカル巻線内径側では軸方向磁束密度が径方向や周方向の磁束密度と同レベルの大きさで存在しており、スロットレス発電機へのヘリカル電機子巻線の採用は、固定子鉄心部と同様に回転子のダンパーや超電導境界磁束線に及ぼす影響についての検討も重要である。これに関しては、うず電流場を扱い得る解析法に依らねばならず、稿を改めて報告したい⁽¹⁴⁾。

終りに、本研究にあたり御指導いただいた日立製作所日立研究所 大西部長、および日立工場電力設計部庄山 部長（現在、副工場長）に深く謝意を表する。

（昭和 56 年 9 月 28 日受付、同 57 年 7 月 9 日再受付）

文 献

- (1) E.J. Davies: "Airgap windings for Large Turbogenerator" *Proc. Instn. Elect. Engrs* **118**, 529 (1971)
- (2) E. Spooner: "Fully Slotless Turbogenerator" *ibid* **120**, 1507 (1973)
- (3) P.L. Conley, et al.: "Demonstration of a Helical Armature for a Superconducting Generator" *IEEE PES Summer Meeting Paper*, F 797162 (1979)
- (4) カールフリック: 「電気回転機用巻線」特開昭 53-147203
- (5) 渡部, 他: 「空隙巻線構造電機子の試作」昭 52 電気学会全大 No. 819
- (6) 渡部, 他: 「4 MVA 水冷空隙巻線固定子の試作」昭 53 電気学会全大 No. 477
- (7) 高橋, 他: 「4 MVA 空隙巻線固定子の耐電磁力性能検討」昭 55 電気学会全大 No. 677
- (8) 高橋, 他: 「180° スキュー電機子巻線による固定子鉄心部軸方向磁束の検討」昭 56 電気学会全大 No. 440
- (9) M. Watanabe, et al.: "Experimental Study of A Practical Airgap Winding Stator Arrangement for Large Turbine Generator" *IEEE PES Winter Meeting Paper*, F 791900 (1979)
- (10) S.D. Umans, et al.: "Three Dimensional Transient Analysis of Superconducting Generators" *IEEE PES Winter Meeting Paper* F 792098 (1979)
- (11) 向井, 他: 「超電導同期機用空心電機子巻線のインダクタンスと磁束分布の三次元的考察」電学誌 B **100**, 237 (昭 55-4)
- (12) A.F. Anderson, et al.: "Analysis of helical armature windings with particular reference to Superconducting A. C generators" *IEE Proceeding* **127**, 3, 129 (1980)
- (13) P. Hammond: "The calculation of the magnetic field of rotating machines" *Proc. Instn. Elect. Engrs* **106**, 158 (1959)
- (14) 高橋, 他: 「超電導発電機回転子ダンパーに対する非同期定常磁界の三次元的解析」回転機研究 RM-81-39 (昭 56-9)

付 録

(9)～(19)式から、各領域における係数 $a_I \sim a_V$, $b_I \sim b_V$ には次の関係がある。

(9)式から

$$b_I = 0 \quad \dots\dots\dots(\text{付 } 1)$$

(19)式から

$$a_V = 0 \quad \dots\dots\dots(\text{付 } 2)$$

(10)式から

$$\dots\dots\dots(\text{付 } 3)$$

$$I_1(\sqrt{\mu_{z1}/\mu_1} k_n R_f) a_I = I_1(k_n R_f) a_{II} + K_1(k_n R_f) b_{II} \dots\dots(\text{付 } 4)$$

(11)式から

$$\begin{aligned} & \sqrt{\mu_1 \mu_{z1}} I_1'(\sqrt{\mu_{z1}/\mu_1} k_n R_f) a_I \\ &= I_1'(k_n R_f) a_{II} + K_1'(k_n R_f) b_{II} \dots\dots(\text{付 } 5) \end{aligned}$$

(12)式から

$$\begin{aligned} & I_1(k_n R) \cdot (a_{II} - a_{III}) + K_1(k_n R) \cdot (b_{II} - b_{III}) \\ &= a_n \cdot R \dots\dots\dots(\text{付 } 6) \end{aligned}$$

(13)式より

$$\begin{aligned} & I_1(k_n R) \cdot (a_{II} - a_{III}) + K_1(k_n R) \cdot (b_{II} - b_{III}) \\ &= b_n \cdot g/(n\pi) \dots\dots\dots(\text{付 } 7) \end{aligned}$$

ここで(付6)と(付7)式の右辺は等しくなければならぬ。これはヘリカル巻線の Helix Angle と巻線形状の関係式

$$\tan \theta_p = \frac{\pi R}{l_a} \dots\dots\dots(\text{付 } 8)$$

から証明できる。従って、スカラーポテンシャルに関する境界条件の(12), (13)式は同じものである。

(14)式より

$$\begin{aligned} & I_1'(k_n R) \cdot (a_{II} - a_{III}) + K_1'(k_n R) \cdot (b_{II} - b_{III}) \\ &= 0 \dots\dots\dots(\text{付 } 9) \end{aligned}$$

(15)式より

$$\begin{aligned} & I_1(k_n R_s) a_{III} + K_1(k_n R_s) b_{III} \\ &= I_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_s) a_{IV} \\ &+ K_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_s) b_{IV} \\ &\dots\dots\dots(\text{付 } 10) \end{aligned}$$

(16)式より

$$\begin{aligned} & \mu_0 I_1'(k_n R_s) a_{III} + \mu_0 K_1'(k_n R_s) b_{III} \\ &= \sqrt{\mu_2 \mu_{z2}} \{ I_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_s) a_{IV} \\ &+ K_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_s) b_{IV} \} \\ &\dots\dots\dots(\text{付 } 11) \end{aligned}$$

(17)式より

$$\begin{aligned} & I_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_1) a_{IV} + K_1(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_1) b_{IV} \\ &= K_1(k_n R_1) b_V \dots\dots(\text{付 } 12) \end{aligned}$$

(18)式より

$$\begin{aligned} & \sqrt{\mu_2 \mu_{z2}} \{ I_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_1) a_{IV} \\ &+ K_1'(\sqrt{\mu_{z2}/\mu_2} k_n R_1) b_{IV} \} \\ &= \mu_0 K_1'(k_n R_1) b_V \dots\dots\dots(\text{付 } 13) \end{aligned}$$