

UDC 621.313.322-758.38:537.312.62  
537.63超電導同期発電機における電磁シールドの  
非同期定常磁界に対するしゃへい効果

論文

53-B101

正員 牟田 一 弥 (佐賀大)

正員 向井 栄 一 (佐賀大)

正員 八木 勝 (佐賀大)

## 1. ま え が き

大容量同期発電機において、界磁巻線の超電導化は従来機容量での小形軽量化や、また従来機では達成できない大容量化を可能にするなど大きな期待がもたれ、最近では実用化へ向けて数十MVA級の実験機が企画製作されるようになった。しかし、試作段階で多くの問題点があることも事実であり、その一つに交流磁界からの超電導体保護の問題がある。

一般に、電機子反作用による非同期磁界は超電導線にヒステリシス損失を発生し、その結果常電導転移や更に機械的ストレスが加えられ超電導特性低下などの原因となる。従って、低温領域の磁界変化の割合や大きさを制限する必要がある、その方法として界磁巻線と電機子巻線の間には導電性のシールド円筒(以下、電磁シールドと呼ぶ)を設ける。この電磁シールドは更に制動巻線の機能も有することになるが、優れたしゃへい効果と制動効果を単一の電磁シールドで有機的に構成することは困難であるので、二重電磁シールド構造が適当とされる。

これらの電磁シールドのしゃへい効果に関する研究は既に幾つか報告されているが、十分には理解されておらず、しゃへい効果の評価式が複雑すぎて物理的意味や設計上の指針に欠けている場合が多い<sup>(1)~(3)</sup>。また、電流が一樣に分布する薄い電磁シールドをもっぱら対象とした研究もある<sup>(4)~(5)</sup>。

筆者らも超電導発電機の一連の研究の中でこの問題を独自に取扱い、その成果の一部を報告してきた<sup>(6)~(7)</sup>。

本論文はこれらをまとめ発展させたもので、電磁界の二次元解析を出発として単一および二重電磁シールド

のしゃへい効果と、その位置・厚み・導電率また界磁巻線の開閉や機械シールドとの関係を解明したものである。更に、電磁シールドのうず電流損や電磁力を機械諸元や拡散時定数の関係式として導いた。

## 2. 電磁界解析と解析モデル

第1図及び第2図はそれぞれ単一および二重電磁シールドをもった超電導発電機の解析モデルを示す。

まず、電磁界方程式からベクトルポテンシャル解を求める必要があるが、前論文<sup>(8)</sup>と同じ解析上の仮定を設け、二次元問題として取扱う。また、解析モデルで三相平衡非同期定常状態での電機子電流密度は、回転子に固定した  $d, q$  軸成分の合成で表示して

$$j_a = \sum_n \mathcal{R}_e \{ J_{an} \varepsilon^{j(\omega_n t - n p \theta_r)} \} \dots \dots \dots (1)$$

但し、

$$J_{an} = -3/2 k_{an} (i_d + j i_q) \dots \dots \dots (2)$$

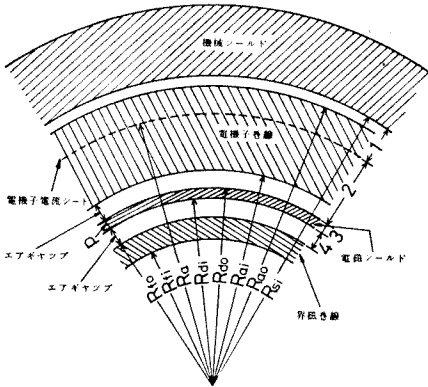
$$k_{an} = \frac{4}{n\pi} \frac{2 N_a}{\theta_{wa} (R_{oa}^2 - R_{ai}^2)} \sin\left(\frac{n\theta_{wa}}{2}\right) \dots (3)$$

$J_{an}$ :  $n$  次空間高調波成分の電機子電流密度 ( $A/m^2$ ),  $i_d, i_q$ : 電機子電流の  $d$  軸および  $q$  軸成分の大きさ,  $N_a$ : 電機子巻線数/相,  $p$ : 極対数,  $\theta_{wa}$ : 電機子巻線角 (電気角度),  $n = 6n' + 1$ : 空間高調波次数 ( $n' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ),  $S$ : 基本波成分のすべり,  $S_n = 1 - n + nS$ :  $n$  次空間高調波成分のすべり,  $\omega_0$ : 同期角周波数,  $\omega_n = S_n \omega_0$ : 高調波成分のすべり角周波数,  $R_{oa}, R_{ai}$ : 電機子巻線の外径および内径

ところで、超電導界磁巻線が電源などの低抵抗を通して閉じている状態では、界磁回路時定数 (約 300~750 秒)<sup>(9)</sup>が電磁シールドの拡散時定数よりはるかに大きいので、磁界分布やしゃへい効果の点で開放界磁の場合と比べて変化が現われる。特に界磁と電機子起磁力の軸が一致するときには、界磁巻線は完全導体円筒のような働きをして界磁巻線内側への磁界進入は考

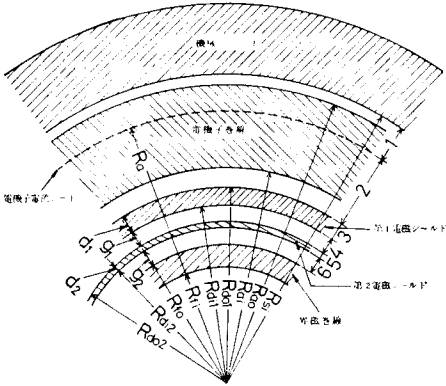
The Shielding of Asynchronous Magnetic Fields in the Superconducting Synchronous Generator with Electromagnetic Shields. By Itsuya Muta, Member, Eiichi Mukai, Member & Masaru Yagi, Member (Department of Electrical Engineering, Saga University).

牟田一弥: 正員, 佐賀大学理工学部  
向井栄一: 正員, 佐賀大学理工学部  
八木 勝: 正員, 佐賀大学理工学部



第1図 単一電磁シールドをもつ超電導同期機の解析モデル

Fig. 1. Model for analysis of superconducting machine with a single electromagnetic shield.



第2図 二重電磁シールドをもつ超電導同期機の解析モデル

Fig. 2. Model for analysis of superconducting machine with double electromagnetic shields.

えられない。このことを考慮し、各領域のベクトルポテンシャルを求める<sup>(6)(8)</sup>。ここでは、 $n$ が正の場合で、しゃへい効果やうず電流損の検討に関係した領域のみのベクトルポテンシャルの提示にとどめる。 $n$ が負の場合も以下の方法と同じに求められる。

3. 電磁シールドのしゃへい

(3.1) 単一電磁シールドの減衰率  $r=R_a$  に(1)式の電機子電流シートをおいた場合の第1図の3領域 ( $R_{di} \leq r \leq R_{do}$ ,  $0 \leq x \leq d$ ) および4領域 ( $R_{fo} \leq r \leq R_{di}$ ) におけるベクトルポテンシャルは

$$A_a^3 = \sum_n J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - n p \theta_r)} \frac{R_a (R_{do}/R_a)^{np}}{\Delta_1(j\omega_n)} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_a}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} \left[ \left( 1 + \left( \frac{R_{fo}}{R_{di}} \right)^{2np} \right) (\epsilon^{\alpha x} - \epsilon^{-\alpha x}) \right]$$

$$+ \frac{\mu_0 \alpha R_{di}}{n p \mu} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{R_{di}} \right)^{2np} \right\} (\epsilon^{\alpha x} + \epsilon^{-\alpha x}) \dots \dots \dots (4)$$

$$A_a^4 = \sum_n J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - n p \theta_r)} \frac{R_a (R_{do}/R_a)^{np}}{\Delta_1(j\omega_n)} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_a}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} \frac{2\mu_0 \alpha R_{di}}{n p \mu} \left( \frac{r}{R_a} \right)^{np} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{r} \right)^{2np} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

但し、

$$\alpha = (1+j)/\lambda, \quad \lambda = \sqrt{2/\sigma \mu \omega_n}$$

$$\Delta_1(j\omega_n) = (K_1 + K_2) \pm (K_1 - K_2) \left( \frac{R_{do}}{R_{si}} \right)^{2np} + (K_3 - K_4) \left( \frac{R_{fo}}{R_{di}} \right)^{2np}$$

$$K_1 = \frac{\alpha R_{do}}{\mu} \left\{ (\epsilon^{\alpha d} + \epsilon^{-\alpha d}) + \frac{\mu_0 \alpha R_{di}}{n p \mu} (\epsilon^{\alpha d} - \epsilon^{-\alpha d}) \right\}$$

$$K_2 = \frac{\alpha R_{di}}{\mu} (\epsilon^{\alpha d} + \epsilon^{-\alpha d}) + \frac{n p}{\mu_0} (\epsilon^{\alpha d} - \epsilon^{-\alpha d})$$

$$K_3 = (\alpha R_{do}/\mu) (\epsilon^{\alpha d} + \epsilon^{-\alpha d}) \{ 1 \pm (R_{do}/R_{si})^{2np} \} + (n p/\mu_0) (\epsilon^{\alpha d} - \epsilon^{-\alpha d}) \{ 1 \mp (R_{do}/R_{si})^{2np} \}$$

$$K_4 = (\alpha R_{di}/\mu) \{ (\epsilon^{\alpha d} + \epsilon^{-\alpha d}) \{ 1 \mp (R_{do}/R_{si})^{2np} \} + (\mu_0/n p) (\alpha R_{do}/\mu) (\epsilon^{\alpha d} - \epsilon^{-\alpha d}) \{ 1 \pm (R_{do}/R_{si})^{2np} \} \}$$

$d = R_{do} - R_{di}$ : 電磁シールドの厚み

また、上式および以下の式で複合符号の上は鉄機械、下はイメージ機械シールド<sup>(8)</sup>の場合を示す。

いま、電磁シールドのしゃへい効果の評価関数として減衰率を、シールド内側での磁界の強さとシールドがない場合の同点における磁界の強さとの比で定義する。シールドがない場合のベクトルポテンシャルは、(5)式において  $\sigma \rightarrow 0$  および  $R_{do} \rightarrow R_{di}$  として次のように得られる。

$$A_{a0}^4 = \sum_n J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - n p \theta_r)} \frac{\mu_0}{2n p} R_a \left( \frac{r}{R_a} \right)^{np} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{r} \right)^{2np} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_a}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{fo}}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

よって、減衰率は  $n$  次高調波成分に対して

$$K_{an} = |A_{an}^4|_{\mu=\mu_0} / |A_{a0}^4| = \frac{4\sqrt{2}}{\mu_0} \left( \frac{R_{do}}{R_{di}} \right)^{np} \left( \frac{R_{di}}{\lambda} \right) \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{fo}}{R_{si}} \right)^{2np} \right\}$$

$$|\Delta_1(j\omega_n)|_{\mu=\mu_0} \dots\dots\dots (7)$$

(7)式から、減衰率は観測点の位置や電機子巻線の位置構造に無関係であることがわかる。

ここで、特に  $n=1$  の場合に  $d/\lambda \ll 1$  すなわち電磁シールドが薄く、電流が様に分布するとすれば、

$$K_a \approx 1/\sqrt{1 + \frac{[1 - (R_{fo}/R_d)^{2p}]\{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\} \omega_1 T_0}{[1 \pm (R_{fo}/R_{si})^{2p}]}} \dots\dots\dots (8)$$

但し、 $R_d$ : 電磁シールドの平均半径

$$T_0 = \sigma \mu_0 d R_d / 2p \dots\dots\dots (9)$$

$T_0$  は機械シールドや界磁巻線がない場合の電磁シールド単独の拡散時定数を示す<sup>(6)</sup>。

(7)、(8)式の特別な場合として、界磁開放ならびに機械シールドがない場合を考えると、それぞれの減衰率は(7)および(8)式で、それぞれ  $R_{fo} \rightarrow 0$ ,  $R_{si} \rightarrow \infty$  として求められる。

以上のように電磁シールドが薄く、電流が様に分布する場合には、電磁シールドのしゃへい効果の評価を理解しやすい時定数の関係で行なうことができる。

機械シールドがあり、界磁回路が閉じたときの実効時定数は

$$T_d = T_0 \frac{\{1 - (R_{fo}/R_d)^{2p}\} \{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\}}{\{1 \pm (R_{fo}/R_{si})^{2p}\}} \dots\dots\dots (10)$$

また、界磁開放の場合は

$$T_d = T_0 \{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\} \dots\dots\dots (11)$$

となり、いずれの場合も減衰率の近似式は一般に

$$K_a \approx 1/\sqrt{1 + (\omega_1 T_d)^2} \dots\dots\dots (12)$$

また、複素表示で<sup>(4)</sup>

$$K_a \approx 1/(1 + j\omega_1 T_d) \dots\dots\dots (13)$$

のようになり、1次の低域フィルタの特性伝達関数と等価であることがわかる。

〈3・2〉二重電磁シールドの減衰率 第2図で、同心状の二重電磁シールドは界磁巻線と共に回転するもので、第1電磁シールドは故障時などの高周波現象に対し十分なしゃへい効果をもち、しかも回転子振動の制動機能を有するように時定数が小さい金属から成り、故障時の衝撃にも耐えるように十分厚くするか、または支持物で支持する。一方、第2電磁シールドは低周波現象に対して十分なしゃへい効果を有するように時定数の大きい金属で構成し、極低温部の熱放射しゃへの機能も有するようにしたものである。

単一電磁シールドの場合と同様に、機械シールドがあり、界磁回路が閉じたときの電磁界解析を行なうと第2図の6領域 ( $0 \leq r \leq R_{di}$ ) におけるベクトルポテ

ンシャルは

$$A_d^6 = \sum_n J_{an} \varepsilon^{j(\omega_n t - n p \theta_r)} \frac{(8 \mu_0 / n p)}{\Delta_2(j\omega_n)} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_a}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} \left( \frac{R_{d01}}{R_{di1}} \right)^{np} \left( \frac{R_{d02}}{R_{di2}} \right)^{np} R_a \times \left( \frac{r}{R_a} \right)^{np} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{r} \right)^{2np} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

但し、

$$\begin{aligned} \Delta_2(j\omega_n) = & \left\{ (h_1 + h_2) + (h_1 - h_2) \left( \frac{R_{d02}}{R_{di1}} \right)^{2np} \right\} \\ & \times \left\{ \frac{R_{d01}}{R_{di1}} \left[ 1 \pm \left( \frac{R_{d01}}{R_{si}} \right)^{2np} \right] \right\} (\varepsilon^{\alpha_1 d_1} \\ & + \varepsilon^{-\alpha_1 d_1}) + \frac{n p \mu_1}{\mu_0} \frac{1}{\alpha_1 R_{di1}} \left\{ 1 \mp \left( \frac{R_{d01}}{R_{si}} \right)^{2np} \right\} (\varepsilon^{\alpha_1 d_1} - \varepsilon^{-\alpha_1 d_1}) \\ & + \left\{ (h_1 + h_2) - (h_1 - h_2) \left( \frac{R_{d02}}{R_{di1}} \right)^{2np} \right\} \\ & \times \left\{ \left[ 1 \mp \left( \frac{R_{d01}}{R_{si}} \right)^{2np} \right] (\varepsilon^{\alpha_1 d_1} + \varepsilon^{-\alpha_1 d_1}) \right. \\ & \left. + \frac{\mu_0}{n p \mu_1} \alpha_1 R_{d01} \left[ 1 \pm \left( \frac{R_{d01}}{R_{si}} \right)^{2np} \right] \right\} \\ & \times (\varepsilon^{\alpha_1 d_1} - \varepsilon^{-\alpha_1 d_1}) \end{aligned}$$

$$h_1 = (R_{d02}/R_{di2}) \{1 + (R_{fo}/R_{di2})^{2np}\} (\varepsilon^{\alpha_2 d_2} + \varepsilon^{-\alpha_2 d_2}) + (\mu_0 \alpha_2 R_{d02}/n p \mu_2) \{1 - (R_{fo}/R_{di2})^{2np}\} (\varepsilon^{\alpha_2 d_2} - \varepsilon^{-\alpha_2 d_2})$$

$$h_2 = \{1 - (R_{fo}/R_{di2})^{2np}\} (\varepsilon^{\alpha_2 d_2} + \varepsilon^{-\alpha_2 d_2}) + (n p \mu_2/\mu_0 \alpha_2 R_{di2}) \{1 + (R_{fo}/R_{di2})^{2np}\} (\varepsilon^{\alpha_2 d_2} - \varepsilon^{-\alpha_2 d_2})$$

$$\alpha_1 = (1 + j)/\lambda_1, \lambda_1 = \sqrt{2/\sigma_1 \mu_1 \omega_n}$$

$$\alpha_2 = (1 + j)/\lambda_2, \lambda_2 = \sqrt{2/\sigma_2 \mu_2 \omega_n}$$

$\sigma_1 \cdot \sigma_2$ : 第1および第2電磁シールドの導電率、 $\mu_1 \cdot \mu_2$ : 第1および第2電磁シールドの透磁率

$$d_1 = R_{d01} - R_{di1}, d_2 = R_{d02} - R_{di2}$$

次に、両電磁シールドのない場合の6領域のベクトルポテンシャルは(6)式と同一式となつて、減衰率は

$$K_{an} = 16(R_{d01}/R_{di1})^{np} (R_{d02}/R_{di2})^{np} \times \{1 \pm (R_{fo}/R_{si})^{2np}\} / |\Delta_2(j\omega_n)|_{\mu_1, \mu_2 = \mu_0} \dots\dots\dots (15)$$

更に、 $n=1$  のとき、 $d_1/\lambda_1 \cdot d_2/\lambda_2 \ll 1$  で、かつ両電磁シールドが薄いとすれば近似的に(15)式は

$$K_a \approx 1/\sqrt{[1 - \xi_d \omega_1^2 T_{1d} T_{2d}]^2 + [\omega_1 (T_{1d} + T_{2d})]^2} \dots\dots\dots (16)$$

または、

$$K_a(\omega_1) \approx 1 / \{ (1 - \omega_1^2 \xi_d T_{1d} T_{2d}) + j \omega_1 (T_{1d} + T_{2d}) \} \dots (17)$$

但し、

$$T_{10} = \sigma_1 \mu_0 d_1 R_{d1} / 2 p, \quad T_{20} = \sigma_2 \mu_0 d_2 R_{d2} / 2 p$$

$$T_{1d} = T_{10} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{R_{d1}} \right)^{2p} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{d1}}{R_{si}} \right)^{2p} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{fo}}{R_{si}} \right)^{2p} \right\}$$

$$T_{2d} = T_{20} \left\{ 1 - \left( \frac{R_{fo}}{R_{d2}} \right)^{2p} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{d2}}{R_{si}} \right)^{2p} \right\} \left\{ 1 \pm \left( \frac{R_{fo}}{R_{si}} \right)^{2p} \right\}$$

$$\xi_d = \{ 1 - (R_{d2}/R_{d1})^{2p} \} \{ 1 \pm (R_{fo}/R_{si})^{2p} \} / \{ [ 1 - (R_{fo}/R_{d1})^{2p} ] \{ 1 \pm (R_{d2}/R_{si})^{2p} \} \} \dots (18)$$

$R_{d1} \cdot R_{d2}$ : 第1および第2電磁シールドの平均半径

ここで、 $\xi_d$  は両電磁シールドの結合係数であり、両シールドが近接していると  $\xi_d$  は小さくなり、二重電磁シールドは等価的に実効時定数  $T_{1d} + T_{2d}$  をもった単一電磁シールドとみなせる。すなわち、近似的に

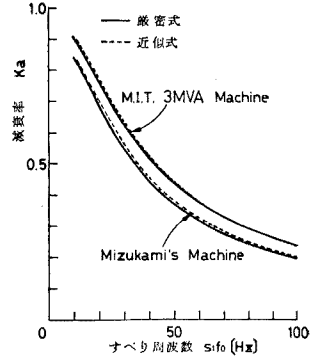
$$K_a \approx 1 / \sqrt{1 + [\omega_1 (T_{1d} + T_{2d})]^2} \dots (19)$$

なお、二重電磁シールドの場合も、界磁回路が開いたり、機械シールドがないときの減衰率はそれぞれ  $R_{fo} \rightarrow 0, R_{si} \rightarrow \infty$  として求められる。

〈3.3〉 減衰率の数値計算例とその検討

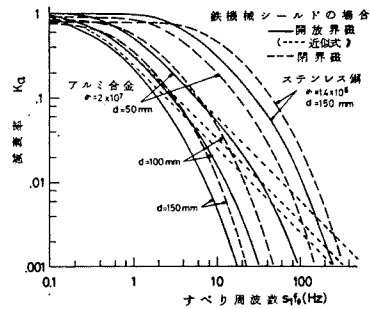
(1) 単一電磁シールド 第3図は鉄機械シールドがあり、開放界磁のときの計算例を示したもので、水上氏らの実験機<sup>(2)</sup>とMIT-3MVA 試作機<sup>(10)</sup>の例を併記した。前者はLN<sub>2</sub>中で試験されているため、導電率を  $2.4 \times 10^8$  s/m、他の諸元は  $p=1, R_{si}=0.0315, R_{so}=0.0180, d=0.0020$  mとした。また、後者では導電率が明確でなく、一応設計時の常温における値を採用して  $3.6 \times 10^7$  s/mとし、他の諸元は  $R_{si}=0.305, R_{so}=0.197, R_{di}=0.127, R_{do}=0.114 (\approx R_{di}), d=0.002, \lambda_d=0.61$  (有効長) m、 $p=1, f_0=60$  Hzとした。第3図で、点線は近似式の結果を示すが、この周波数範囲では厳密式の結果とよく一致している。

第4図、第5図は筆者らが求めた1~2GVA級の設計諸元例で、 $R_{si}=0.775, R_{so}=0.375, R_{di}=R_{so}-d, R_{fo}=R_{di}-0.040$  mとした場合、電磁シールドの厚み並びに界磁回路の開閉が減衰率に与える影響を比較して示している。第4図は  $\sigma=2.0 \times 10^7$  のアルミ合金を用いた場合の、厚み  $d=0.05, 0.10, 0.15$  m



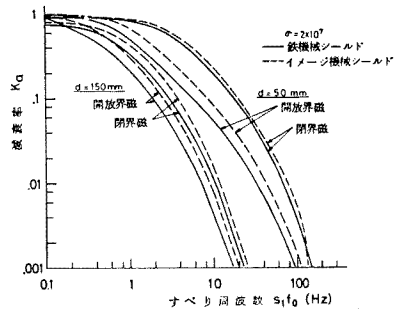
第3図 減衰率対すべり周波数曲線例

Fig. 3. Attenuation factor vs. slip frequency curves for test machines.



第4図 減衰率対すべり周波数の関係

Fig. 4. Attenuation factor vs. slip frequency.



第5図 鉄およびイメージ機械シールドの影響

Fig. 5. Effects of iron & image machine shield on the attenuation factor.

に対する減衰率と、 $\sigma=1.4 \times 10^6$  のステンレス鋼の場合の  $d=0.15$  m のみの減衰率を示す。

一般に、しゃへい効果を検討する場合回転子の振れ周波数2Hz前後と同期周波数60(50)Hz、および逆相磁界の周波数120(100)Hzの3点での減衰率に注目すれば十分と思われる。ところで、超電導体のクエンチを避けるために超電導体領域の磁界の変化率および導体内の誘導電流レベルをどの程度に抑えるべきか

はほとんど研究されておらず、今後の研究に待つところ大であるが、例えばリーズ大学グループは磁界の許容変化率を1 T/秒、界磁電流の最大変化を20%以内に仮定すれば減衰率は2 Hzで0.1程度に選べば十分であろうと指摘している<sup>(4)</sup>。

第4図から、常温のアルミ合金では厚み0.10~0.15 mで上の条件を満す、一方機械的耐力や制動機能の面では適当と思われるステンレス鋼は厚くしても低周波現象に対し良好なしゃへい効果を呈さないことがわかる。また、図や以下の図から低周波領域では近似式が厳密式の結果とよく一致していることが認められる。これは、しゃへい効果が問題になる低周波領域では近似式を用いても十分な精度が得られる結果、電磁シールドの設計目安に近似式が有用であることを示している。

第5図は鉄およびイメージ機械シールドの場合を比較して示したもので、イメージシールドはしゃへい効果の低下を招く。これは減衰率が $1+(R_d/R_{s,i})^{2p}$ よりむしろ $1-(R_d/R_{s,i})^{2p}$ に関係することから自明であるが、閉界磁の影響に比べて低下は極めて少ない。

第1表は、各種金属の時定数を例示している。まず、鉄機械シールドはしゃへい効果の向上に役立つが、改善率はそれほど大きくない。界磁回路が閉じると $d$ 軸磁界に対して界磁巻線は完全しゃへい板の作用をし、 $d$ 軸と $q$ 軸の磁束分布は異なるようになる。つまり、 $d$ 軸の実効時定数は(10)式のように小さくなり、 $d$ 軸のしゃへい効果は低下する。一方、 $q$ 軸の実効時定数 $T_q$ は(11)式で界磁の影響を受けない。

このような $d$ 軸時定数の減少によるしゃへい効果の低下を補償するため鉄機械シールドでは $R_{f,o}/R_d$ または $R_{f,o}/R_{s,i}$ の値を小さく、更に $R_d/R_{s,i}$ を大きくすればよいが、これらを満足する発電機は直径が大きくなり界磁所要起磁力の増大を招く。一方、 $T_0$ を大きくする方法も考えられるが、 $q$ 軸時定数 $T_q$ も大きくなって結局制動機能の面から好ましくない。何故なら、制動トルクは $d \cdot q$ 軸電機子反作用磁束がそれぞれ電磁シールドの $q \cdot d$ 軸電流を誘導し、発生されるものであるが、周知のようにトルク成分は制動巻線の $q$ 軸成分が支配的であって、その大きさは $q$ 軸時定数の大小に依存するからである。ちなみに、今日までの研究で明らかになった制動上適切な拡散時定数 $T_0$ は0.1~0.3程度で、大きすぎても良くない<sup>(11)(12)</sup>。

以上のようなことから、単一電磁シールドにより低周波から高周波現象までの非同期磁界のしゃへいおよび低周波回転子振動の制動を有機的に機能させること

第1表 実効時定数(2極機)

Table 1. Effective time constant (2-Poles machine).

| 材料                       | ステンレス鋼            | アルミニウム合金          |                   | 銅合金               |                   |
|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                          |                   | 常温                | 77K               | 常温                | 20K               |
| 導電率 (s/m)                | $1.4 \times 10^6$ | $2.0 \times 10^7$ | $2.0 \times 10^8$ | $5.0 \times 10^7$ | $5.0 \times 10^9$ |
| 厚み (mm)                  | 100               | 10                | 10                | 10                | 10                |
| 平均半径 (mm)                | 450               | 495               | 495               | 495               | 495               |
| 時定数 $T_0$ (s)            | 0.040             | 0.062             | 0.622             | 0.156             | 15.551            |
| $T_d^*$ (s)              | 0.050             | 0.081             | 0.810             | 0.203             | 20.254            |
| $T_d^{**}$ (s)           | 0.017             | 0.035             | 0.352             | 0.088             | 8.796             |
| $T_q^*$ , $T_q^{**}$ (s) | 0.050             | 0.081             | 0.810             | 0.203             | 200.254           |

\* : 鉄機械シールド ( $R_{s,i}=0.90$  m)+開放界磁\*\* : 機械シールド ( $R_{s,i}=0.90$  m)+閉界磁 ( $R_{f,o}=0.35$  m)

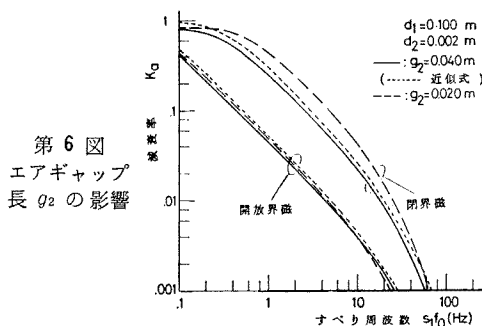
はかなり困難であるといえるし、ここに二重電磁シールドを考える根拠がある。

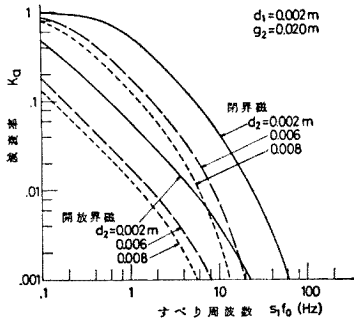
(2) 二重電磁シールド 二重電磁シールドをもった1~2 GVA級の超電導発電機の諸元例を示し、しゃへい効果の検討を行なう。第6図~第8図は、 $R_{s,i}=0.90$ ,  $R_{d,o1}=0.50$ ,  $R_{f,o}=0.35$  m,  $p=1$ としたときの諸元の減衰率への影響をみたものである。

まず、第6図は第1電磁シールドをステンレス鋼( $\sigma_1=1.4 \times 10^6$  s/m)および第2電磁シールドを20 Kに冷却した銅合金( $\sigma_2=5.0 \times 10^9$  s/m)とした場合の計算結果であり、閉界磁時のしゃへい効果は開放時より低下すること、また第2電磁シールドと界磁巻線間のギャップ $g_2$ が小さいほど閉界磁によるしゃへい低下が著しいことがわかる。

また、(16)式による近似曲線は(15)式の結果とよく一致していることが認められ、単一電磁シールドの場合と同様に近似式が設計の指針として活用できよう。

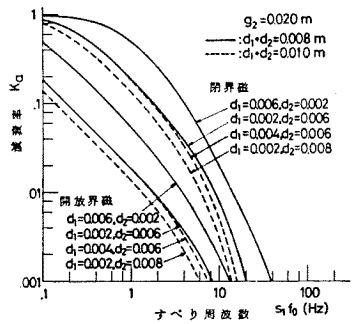
第7, 8図は第1電磁シールドが常温の銅( $\sigma_1=5.0 \times 10^7$  s/m)で、第2シールドを20 Kに冷却した銅( $\sigma_2=5.0 \times 10^9$  s/m)の場合を示したもので、前図は $d_1$ と $g_2$ を固定し、後図は $g_2$ と $d_1+d_2$ を固定して電磁シールドの厚みの影響を明らかにしている。

第6図  
エアギャップ  
長 $g_2$ の影響Fig. 6. Effects of air gap length  $g_2$ .



第 7 図 厚み  $d_2$  の影響

Fig. 7. Effects of thickness  $d_2$ .



第 8 図 厚み  $d_1, d_2$  の影響

Fig. 8. Effects of thickness  $d_1$  and/or  $d_2$ .

さて、単一電磁シールドは閉界磁と相互作用をもつが、二重電磁シールドはこのほかに電磁シールド間の相互作用がある。この作用は  $d$  軸では(18)式の  $\xi_d$  で近似的に関係づけられ、一方  $q$  軸では(18)式で  $R_{fo} \rightarrow 0$  として得られる  $\xi_q$  で関係づけられる。両シールド間の相互作用は(16)式の近似式からも明確でないで再び第6図で検討してみよう。同図で、開放界磁は  $q$  軸の、閉界磁は  $d$  軸の減衰率に相当する。

$q$  軸の減衰率より、低周波領域では第2シールドが第1シールドに近いとしゃへい効果は良いことがわかる。つまり、両シールドが近接していてもその相互作用は無視できるほど小さく、第2シールドの半径が大きいことによる時定数の増大ならびに低周波領域での第2シールドのしゃへいへの貢献を意味する。しかし一方、周波数が高くなると第2シールドの第1シールドへの近接により相互作用が増し、しゃへい効果は低下する。 $d$  軸では、第2シールドが界磁巻線に近いとしゃへい効果が著しく低下し、両シールドの相互作用はほとんど目立たない。

以上より、二重シールドの場合低周波現象に対し良好なしゃへい効果を保つには、第2シールドをできる

だけ界磁巻線から離すことが得策であるといえる。

#### 4. 電磁シールドのうず電流損と電磁力

〈4.1〉 うず電流損 超電導機では、極低温部の比熱や熱容量が比較的小さく、わずかの熱侵入や発生も冷却機の負担増加や超電導体のクエンチの誘因となる。特に、故障時や不平衡負荷時に生じる非同期磁界は電磁シールド温度上昇の大きな要因の一つであり、しゃへい効果と共に正確な評価が望まれる。

三相突発短絡時における電磁シールド内の損失は瞬間的にかなり大きいものであるが、短時間に零に減衰してしまうため、この場合は熱的評価よりもむしろ電磁シールドの機械的評価の対象となる。一方、2線短絡や不平衡負荷時の逆相磁界による損失は比較的小さいが、この場合は通常持続するから急激な温度上昇を招く。従って、電磁シールドの熱的評価の目安に最大許容温度上昇として  $I_2^2 t$  が規定される。

本節では、非同期定常磁界中での単一電磁シールドの損失を求めることにするが、二重電磁シールドの場合も逆相磁界は外側の第1電磁シールドでほとんどしゃへいされるので、第1電磁シールドの設計が重要となり、ほぼ単一電磁シールドの問題として考えてよい<sup>(13)</sup>。

さて、第1図で電機子巻線が  $R_{ao} \sim R_{ai}$  に厚みをもつ場合の電磁シールド(新たに、IV領域とする)内のベクトルポテンシャルは、

$$A_d^N = \int_{R_{ao}}^{R_{ai}} A_a^3 dR_a = \sum_n \zeta_{np} J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - np\theta_r)} \dots \dots \dots (20)$$

但し、

$$\zeta_{np} = \frac{1}{\Delta_1(j\omega_n)} \eta_{np} R_{ao}^2 \left(\frac{R_{do}}{R_{ao}}\right)^{np} \left\{ \left[ 1 + \left(\frac{R_{fo}}{R_{di}}\right)^{2np} \right] \times (\epsilon^{\alpha x} - \epsilon^{-\alpha x}) + \frac{\mu_0 \alpha R_{di}}{n p \mu} \left[ 1 - \left(\frac{R_{fo}}{R_{di}}\right)^{2np} \right] (\epsilon^{\alpha x} + \epsilon^{-\alpha x}) \right\}$$

更に、 $\eta_{np}$  は  $n p \neq 2$  のとき、

$$\eta_{np} = \frac{1}{2-np} \left\{ 1 - \left(\frac{R_{ai}}{R_{ao}}\right)^{2-np} \right\} \pm \frac{1}{2+np} \left(\frac{R_{ao}}{R_{si}}\right)^{2np} \left\{ 1 - \left(\frac{R_{ai}}{R_{ao}}\right)^{2+np} \right\}$$

一方、 $np = 2(n=1, p=2)$  のとき

$$\eta_{12} = \ln(R_{ao}/R_{ai}) \pm \frac{1}{4} (R_{ao}/R_{si})^4 \{ 1 - (R_{ai}/R_{ao})^4 \}$$

従って、電界は  $n$  次高周波成分に対して

$$E_{an}^N = -\partial A_{an}^N / \partial t \\ = -j \omega_n \zeta_{np} J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - n p \theta r)} \dots (21)$$

になり、温度上昇に寄与する損失の時間平均値は

$$P_e = \sum_n \frac{1}{2} \sigma \int_0^{\lambda_d} \int_0^{2\pi} \int_{R_{di}}^{R_{do}} |E_{an}^N|^2 r dr d\theta dz \\ \dots (22)$$

但し、 $\lambda_d$ : 電磁シールドの軸方向の有効長であり、その結果は省略するが、 $n=1$ ,  $\mu=\mu_0$  で  $d/\lambda \ll 1$  であれば次のような近似式が得られる。

$$P_e \approx |J_{a1}|^2 \frac{\pi R_{ao}^4 \lambda_d}{\sigma d R_d} \left( \frac{R_d}{R_{ao}} \right)^{2p} \frac{\eta_{1p}^2}{\{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\}^2} \\ \times \frac{(\omega_1 T_d)^2}{1 + (\omega_1 T_d)^2} \dots (23)$$

電磁シールドの単位表面積あたりの損失は

$$W_e = (2\pi R_{do} \times \lambda_d) \times P_e \text{ (W/m}^2\text{)} \dots (24)$$

なお、(23)式より  $\omega_1$  を回転子の振動周波数として制動トルク  $P_e/(\omega_1/p)$  が最大になる条件を求めると、 $T_d (= T_0 \{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\}) = 1/\omega_1$  となる。すなわち、横軸実効時定数を振動角周波数の逆数に等しく選ぶと制動トルクはほぼ最大になる。

〈4.2〉 円周方向の電磁力  $n$  次高調波に対する電磁シールドの電流密度および磁束密度は

$$\left. \begin{aligned} I_{an}^N &= \sigma E_{an}^N \\ B_{ran}^N &= -j(n p/r) \zeta_{np} J_{an} \epsilon^{j(\omega_n t - n p \theta r)} \dots \end{aligned} \right\} \dots (25)$$

従って、接線方向に作用する電磁力の時間平均値は、電磁理論により

$$F_\theta = \sum_n \frac{1}{2} \int_0^{\lambda_d} \int_0^{2\pi} \int_{R_{di}}^{R_{do}} \Re_e(I_{an}^N * E_{ran}^N) r dr d\theta dz \\ \dots (26)$$

上式的具体式は省略するが、 $n=1$ ,  $\mu=\mu_0$  で  $d/\lambda \ll 1$  であれば次のような近似式が得られる。

$$F_\theta \approx |J_{a1}|^2 \frac{\pi R_{ao}^4 \lambda_d}{\sigma d R_d} \left( \frac{R_d}{R_{ao}} \right)^{2p} \frac{\eta_{1p}^2}{\{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\}^2} \\ \times \frac{(\omega_1 T_d)^2}{1 + (\omega_1 T_d)^2} \times \frac{p}{\omega_1 R_d} \dots (27)$$

〈4.3〉 半径方向の電磁力 電磁シールドに作用する接線方向の最大応力は、定格出力からの三相突発短絡時の次過渡中に生じ<sup>(12)</sup>、電磁シールドをだ円形に変形する働きをなすので機械的設計の重要なファクターの一つである。これについては本論文の範囲を越えるので、ここでは非同期定常時の算定にとどめる。

いま、電磁シールドの内外周表面での磁束密度を

$$B_{ran}^{N'} \text{ or } B_{ran}^{N''} = (\partial A_{an}^N / \partial \theta r)_{R_{do} \text{ or } R_{di}}$$

$$B_{\theta an}^{N'} \text{ or } B_{\theta an}^{N''} = (-\partial A_{an}^N / \partial r)_{R_{do} \text{ or } R_{di}}$$

より求めると、法線方向の電磁力はマックスウェルの応力式より、時間平均値として次式で表される。

$$F_r = \sum_n \frac{1}{4} \mu_0 \int_0^{\lambda_d} \int_0^{2\pi} \{ (|B_{ran}^{N'}|^2 - |B_{\theta an}^{N'}|^2) \\ - (|B_{ran}^{N''}|^2 - |B_{\theta an}^{N''}|^2) \} d\theta dz \\ \dots (28)$$

上式で、 $F_r$  が正であれば外側に、負であれば内側に向かう電磁力を示す。また、単一および二重プライムはシールドの外表面および内表面での量を表わす。

(28)式の結果は、 $n=1$ ,  $\mu=\mu_0$  で、 $d/\lambda \ll 1$  であれば近似的に

$$F_r \approx -|J_{a1}|^2 \frac{\mu_0 \pi R_{ao}^2 \lambda_d}{2} \left( \frac{R_d}{R_{ao}} \right)^{2p-2} \\ \times \frac{\eta_{1p}^2}{\{1 \pm (R_d/R_{si})^{2p}\}^2} \times \frac{(\omega_1 T_d)^2}{1 + (\omega_1 T_d)^2} \dots (29)$$

〈4.4〉 うず電流損と電磁力の関係 以上の近似式において、電磁シールドの電気的入力・接線方向の電磁力・うず電流損ならびに機械的出力の関係を誘導電動機のように求めてみよう。

電磁シールドの速さは  $v_1 = \omega_0 R_d/p$  であり、シールドに入る正味電力(二次入力)は(27)式より

$$P_i = v_1 F_\theta \dots (30)$$

シールドのうず電流損(23)式との関係は

$$P_e = s_1 P_i \dots (31)$$

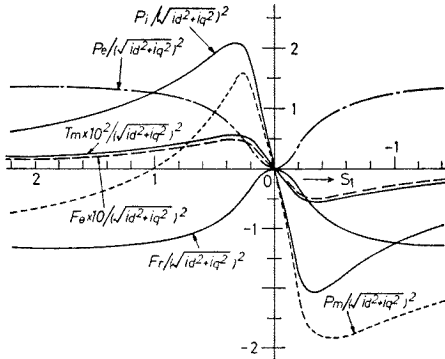
更に、機械的出力およびトルクは

$$P_m = (1 - s_1) P_i, \quad T_m = P_e / (\omega_1/p) \dots (32)$$

〈4.5〉 数値計算例 第9図は、前出の MIT-3 MVA 試作発電機の機械諸元を例にとり、定電流源の場合のすべり  $s_1$  に対する各電力、力およびトルクの間関係を近似式に基づいて求めたものである。 $s_1=1$  では三相突発短絡時などにおける電磁子電流の直流成分に対する量を、また  $s_1=2$  では逆相電流に対する量を示す。

第10図は、Luck氏<sup>(12)</sup>により概念設計された2極、50Hz、1GVA超電導発電機の寸法を一部採用して、電磁シールドの厚みに対するうず電流損  $W_e / (3/2 K_{a1} \sqrt{i_d^2 + i_q^2})^2$  (W/m<sup>2</sup>/A<sup>2</sup>)を計算した結果である。図は、 $n=1$ で逆相周波数  $\omega_1 = 200\pi$  における値を示し、点線は近似式(23)式に基づくものである。図より、電磁シールドの厚みが増しても損失は飽和しそれほど増加しないこと、導電率が大きいと損失は小さいことがわかる。なお、電機子電流および機械的寸法が同一であれば鉄機械シールドの場合の損失がイメージ機械シールドの場合より大きいことが確認された<sup>(14)</sup>。

更に、近似式の結果はスキンプレスより薄い厚み



第 9 図 電力、電磁力およびトルクの関係 (MIT-3MVA Machine)

Fig. 9. Powers, electromagnetic forces and torque (MIT-3MVA Machine).

では精度が高いが、表皮効果を考慮していないため厚いときには誤差が大きくなり小さめとなる。

5. むすび

以上、超電導同期機の電磁シールドのしゃへい問題を検討し、発生するうず電流損失や電磁力の算式を導いた。その結果、次のようなことが明らかになった。

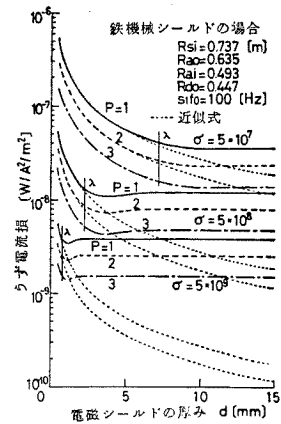
(1) 電磁シールドの材料として、ステンレス鋼は良好なしゃへい効果をもたず、銅、アルミ合金が望ましい。しかし二重電磁シールドでは外側の高周波シールドとしてステンレス鋼を用いることが可能である。

(2) 減衰率の式は低周波現象については実効時定数を用いて十分な精度で近似的に表現され、その結果、単一および二重電磁シールドは 1 次の低減フィルタの機能を果たすことが理解できる。そして、減衰率の近似式はしゃへい効果の的確な把握に、また設計上の指針として十分活用できる。

また、うず電流損や電磁力の式も十分な精度をもって実効時定数で表現される。

(3) 電磁シールドは界磁巻線や機械シールド、更にまた二重電磁シールドでは両シールド間の相互作用のため、電磁シールド自身がつしゃへい効果を呈さない。すなわち、閉じた界磁巻線やイメージ機械シールドまた二重電磁シールドは実効時定数を下げ、しゃへい効果を低下させる。

(4) 二重電磁シールドは外側の高周波シールド (第 1 電磁シールド) で制動機能、内側の低周波シールド (第 2 電磁シールド) でしゃへい機能をそれぞれ分担するものであるが、この場合も界磁巻線による直軸しゃへい効果の低下が著しい。その補償のために第 2



第 10 図  
うず電流損

Fig. 10. Eddy current loss.

電磁シールドの導電率を高めなければならないが、そうすると両シールド相互作用のため第 1 電磁シールドの制動効果が低下する<sup>(13)</sup>。

これらの矛盾を解決するため第 2 電磁シールドを電氣的に異方性とすることも考えられよう<sup>(5)(9)</sup>。

以上の結果は定常時の減衰率からみて電磁シールドの設計指針を与えるものであるが、超電導コイルの許容交流磁界レベルや電流レベル、またそれらの許容変化率が理論的または実験的に確かでない現状で、許容減衰率を決めることは困難といえる。更に、電磁シールドについては過渡現象の解析から制動効果を含めた総合的な評価が必要であり、これに関しては稿を改め報告したい。

(昭和 52 年 9 月 7 日受付, 同 53 年 5 月 12 日再受付)

文 献

- (1) 石郷岡・水上: 電学論 B 95, 539 (昭 50-11)
- (2) 水上・石郷岡: 電学回転機研資 RM-74-2 (昭 49)
- (3) C. Monti, et al.: Arch. Elektrotech. 57, 319 (1976)
- (4) T. J. E. Miller, et al.: Proc. Instn Elect. Engrs. 123, 437 (1976)
- (5) T. J. E. Miller: Arch. Elektrotech. 59, 47 (1977)
- (6) 牟田・向井・八木: 電学回転機研資 RM-77-5 (昭 52)
- (7) 牟田・八木: 昭 52 電気学会全大 No. 638
- (8) 牟田: 電学論 B 97, 733 (昭 52-12)
- (9) P. J. Lawrenson, et al.: Proc. Instn Elect. Engrs. 123, 787 (1976)
- (10) J. L. Kirtley, Jr., et al.: Proc. IEEE 61, 112 (1973)
- (11) 牟田・稲富・中村: 昭 52 電気学会全大 No. 640
- (12) D. L. Luck: Electromechanical and Thermal Effects of Faults upon Superconducting Generators, Ph. D. Thesis, Electrical Eng., M. I. T. (1971)
- (13) 牟田・向井・八木: 昭 52 電気四学会九州連大 No. 313
- (14) 牟田・向井: 昭 51 電気学会全大 No. 514