UDC 621.313.2.043:621.3.013:519.2

論文

60-B50

固定子外部の磁界を考慮した直流機の有限要素法解析

正員 小 貫 天 (早 稲 田 大)

正員 村 井 裕 一 (早 稲 田 大)

准員 佐 藤 恵 一 (早 稲 田 大)

正員 高 橋 昌 昭 (東洋電機製造)

1. ま え が き

直流機は車両および圧延用電動機として広く用いられているが、その軽量化・高性能化に伴い、設計段階において、その特性・性能をあらかじめ予測することが必要となっている。

直流機の重要な要素として、整流や電機子反作用などがあげられる。整流作用はリアクタンス電圧とこれを補償する整流起電力やブラシ整流子片間の接触抵抗の非線形性などの種々の条件が関係するために非常に複雑な現象となる。この整流特性を解明することはおそらく直流機の永久的な課題であろうし、今までにも数々の手法が研究されている^{(1)~(3)}。整流特性を厳密に解くには、整流起電力および電機子反作用による減磁効果を知る必要があり、対象機の詳細な磁界解析が必要となろう。

また、直流機などの電磁機器は実用上単体で用いられることは少なく、その用途に応じて外部に電気・電子機器を設置することが多い。これらの電磁機器において外部漏れ磁界が過大になると、附随装置に悪影響を与える。例えば、強力な磁界を発生する超電導マグネットでは吸引力が問題となるであろうし、周辺に磁気記憶装置や磁気センサが配置される場合には厳しい制約を受ける。また、車両用電動機では、外部漏れ磁界が信号系統の誤動作を誘発する危険があるため、その設計に際しては外部漏れ磁界についても詳細に解析を行なって検討を加える必要がある。

近年、有限要素法が直流機などの磁界解析に適用されているが、その利点は構造面においては複雑な形状をもつモデル、材質面においては磁気飽和などを考慮したモデルへの適用の容易さにあると考えられる。しかし、無限遠にまで及ぶ外部漏れ磁界を考慮するためには、通常の有限要素法に対して何らかの近似的な処理を施す必要がある。その手法には Silvester 氏らの Exterior Region 法⁽⁴⁾、Bettest 氏による無限要素を用いる方法⁽⁵⁾、村井、加川氏らのハイブリッド変分原理法⁽⁶⁾などがあげられる。

領域法である有限要素法に対して、境界法の一手法である境界要素法が最近脚光を浴びている。この手法は要素分割が境界上のみでよく、均一な物質の領域や開領域問題の解析に非常に有力である。そこで我々は先に無限領域も処理できる手法として有限要素法と境界要素法を併用する解析法（有限-境界要素法）⁽⁷⁾を提案した。この手法は上記の近似的な処理と異なり理論的なものであり、解析する有限要素領域を小さくできるという利点を有する。

本論文では、直流機の磁界解析にあたり、第一段階として上述の有限-境界要素法を適用する。まず、主極・補極および電機子スロット周辺部の構造が複雑な部分および強制電流（界磁・電機子・補極・補償巻線の電流）の流れる部分には有限要素法を、固定子鉄心外部の開領域空間および電機子内部の鉄心領域に境界要素法を適用する。次に、有限要素法と境界要素法の両者に周期境界条件を考慮した上で定式化し結合を行なう。この手法によって外部漏れ磁束を考慮した磁界解析が可能となる。ところがこの際、解くべきマトリックスがフルマトリックスとなってしまうので、バンドマトリックスとなる有限要素法のみ解析と比較して、計算機容量の点で要素分割を細かくできないという欠点がある。特に整流起電力の算出には、電機子巻

Magnetic Field Analysis of Direct Current Machine Including Exterior Leakage Flux. By Takashi Onuke, Member, Yuichi Murai, Member, Keiichi Satoh, Associate (Department of Electrical Engineering, Waseda University) & Masaaki Takahashi, Member (Toyo Electric MFG Co. Ltd).

小貫 天：正員，早稲田大学理工学部電気工学科

村井裕一：正員，早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻

佐藤恵一：准員，早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻

高橋昌昭：正員，東洋電機製造(株)京都工場

線付近の詳細な磁束分布を知ることが不可欠で、後に示す図4は我々の使用したコンピュータ(M-280H)の1ジョブあたりの最大使用容量(7MB)を使ったものであるが、この有限-境界要素法での要素分割では不十分である。

そこで第二段階として、第一段階の有限-境界要素法で求めた値の一部を固定境界条件として有限要素法のみを適用し、バンドマトリックスの利点を生かして細かい要素分割の下でより精密な解析を行なっている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

以上の手法を用いてスロット・ティースの有無や種々の補極形状に応じた整流磁束分布を求め、整流起電力を算出し、リアクタンス電圧(直線整流と仮定)との検討を行なっている。一方、固定子鉄心外部への漏れ磁束分布についてもこれを算出して、従来の固定子外周内のみの解析法に対して、その拡張を試みている。

2. 解析対象

本論文で選んだ8極直流機の主な仕様を表1に示す。また、解析は以下の仮定に従うものとする。

- (1) 継鉄および電機子鉄心は全て均一な物質であるとし、軸方向に対しては鉄心の通風ダクトを考慮した平均的な値を採用する。
- (2) 電流 J_0 および磁気ベクトルポテンシャル A は z 方向に一樣で、磁束密度 B は x, y 成分のみとする。
- (3) 鉄心中におけるうず電流は無視する。
- (4) 電機子電流は直線整流を仮定して与える。
- (5) 磁気回路構成は極ごとの周期対称性を有する。

3. 解析方法

有限要素法を主体とする直流機の磁界解析には、種々の手法が提案されており、その主なものと特徴を次に示す。

A. 有限要素法のみによる解析

- (1) 固定子外周に $A=0$ or $\partial A/\partial n=0$ の境界条件を与えるのが通例であるが、この場合に外部漏れ磁界の影響を考慮できないので十分な精度は得られない。

表1 供試機の主な仕様
Table 1. Specification of model.

		仕 様
出 力 (kW)		1,500
回 転 速 度 (rpm)		600~900
電 圧 (V)		600
電 流 (A)		2,660
極 数		8

(2) 計算機容量の制約下でバンドマトリックスを利用すれば、要素分割の大幅な細分化が可能。

A'. 有限要素法のみによる2段階解析

- (1) A-(1)と同様。
- (2) 部分的細分化を行なうが、無限領域が無視されている。

B. 有限-境界要素法

- (1) 外部漏れ磁界の影響を考慮した計算であり、外部磁界も算定できる。
- (2) フルマトリックスとなるため計算機容量の制約から要素分割を細かくとれない。

C. 有限-境界要素法+有限要素法の2段階解析(本文の手法)

- (1) B-(1)と同様。
- (2) 2段階目は有限要素法のみによるので、要素分割の細分化が可能。

なお、種々の手法の誤差比較については理論解のある例で別に発表した⁽¹¹⁾。

※ 前述の解析対象に対して、第一段階として有限-境界要素法を適用して無限遠まで考慮した全ポテンシャル値を求め、次にこのポテンシャル値の一部を第二段階の有限要素法の境界条件として用いて再度解き直すということを行なう。筆者らは先にこの手法で整流起電力を求めるために、第二段階として補極下部分のみを細かく再分割して有限要素法のみで解くということを行なったが、この方法では第一段階の有限-境界要素法の粗い分割の影響が大きいということから、本論文では第二段階も第一段階とほぼ同じ領域について解き直すということを行なう。以下に二段階のそれぞれの手法について説明を加える。

(3.1) 有限-境界要素法(第一段階) 主極・補極および電機子スロット周辺部の構造が複雑な部分および強制電流(界磁・電機子・補極・補償巻線の電流)の流れる部分には有限要素法(FEM)を適用する。

FEM領域はPoisson場でMaxwellの方程式より、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = -J_{0z} \dots (1)$$

が得られる。ここで三角形一次要素を用いてガラキン法によって定式化すると、(2)式ようになる。

$$\sum_e \left[\iint_S \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) d_s - \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \left(N_i l_x \frac{\partial A_z}{\partial x} + N_i l_y \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) d\Gamma \right] = \iint_S N_i J_{0z} d_s \quad (i=1, 2, 3) \dots (2)$$

A_z : 磁気ベクトルポテンシャルの z 成分、

J_{0z} : 強制電流, μ : 透磁率, N_i : 補間関数,
 S : 解析領域, Γ : 解析領域境界, l_z, l_y : 境界上での外向き法線方向成分

これをマトリックス表示して次式を得る。

$$\begin{pmatrix} K & L \\ H & -G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_z \\ \frac{\partial A_z}{\partial n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (3)$$

固定子鉄心外部の開領域空間, および電機子内部の鉄心領域には境界要素法 (BEM) を適用する。BEM 領域には我々が先に提案した, A_z に対しては一次要素を, $\partial A_z / \partial n$ に対しては零次要素を用いる 0-1 次混合離散化法を適用する。BEM 領域は Laplace 場となり, 場の方程式は (4) 式ようになる。

$$\nabla^2 A_z = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

これに Green の定理を用いると,

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\theta}{2\pi} \cdot A_z + \int_{\Gamma} A_z \cdot G_2 \cdot d\Gamma &= \int_{\Gamma} \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot G_1 \cdot d\Gamma \\ G_1 &= \frac{1}{2\pi} \cdot \ln \frac{1}{r}, \quad G_2 = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \mathbf{r}_n = \frac{\partial G_1}{\partial n} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

が得られ, これが境界要素法の基礎方程式となる。ここで, G_1 は二次元 Laplace 方程式の基本解である。 r は積分を行なうときのソース点から観測点までの距離, $\mathbf{r}_n$ は観測点における単位法線ベクトルである。また, θ はソース点において内部領域を臨む角度 (rad) である。(5) 式を 0-1 次混合離散化法を用いて離散化したマトリックスを示すと (6) 式ようになる。

$$\begin{bmatrix} H \\ G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_z \\ \frac{\partial A_z}{\partial n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F \\ 0 \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (6)$$

(3), (6) 式の A_z および $\partial A_z / \partial n$ を表示すると, (7) 式を得る。

$$\begin{pmatrix} K & L \\ H & -G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_z \\ \frac{\partial A_z}{\partial n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (7)$$

〈3.2〉 有限 - 境界要素法の直流機解析への適用

本解析モデルは 8 極であるが, 仮定より考察領域は 1 極分で図 1 のようになり, その詳細を図 2 に示す。有限要素領域では, 図 2 の p_1, p_2 において,

$$A_{p1} = -A_{p2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

なる周期境界条件を与えて定式化を行なう。また, 図 1, 図 2 で示したように固定子鉄心外部の開領域部分を BEM1 領域, 電機子内部を BEM2 領域と称する別個の境界要素領域としている。電機子内部の領域である BEM2 領域は有限範囲の領域で均一の物質で構成されているとし, 一方, 固定子鉄心外部の領域 BEM1 領域は無限遠までおよび, これによって固定

図 1
解析モデル

Fig. 1. Model of analysis.

図 2
考察領域

Fig. 2. Region investigated.

図 3 境界要素法の周期境界条件

Fig. 3. Periodical boundary condition in boundary element analysis.

子鉄心外部への磁束の漏れをも考慮に入れた解析が可能となる。BEM 境界近傍は誤差が大きくなることが判明しており⁽¹²⁾⁽¹³⁾, 更に透磁率の大きく異なる二物質の境界である鉄心外周にこれを設けると波打ち現象を生じてしまう。そこで, BEM1 境界を鉄心外の air 部に設けている。図 1, 図 2 における境界 Γ_1, Γ_2 に対して境界要素法を適用する際にも有限要素法と同じ

く周期境界条件を考える必要がある。境界要素法では図3に示すように、BEM1の要素は Γ_1 上を時計回りに、BEM2の要素は Γ_2 上を反時計回りに番号を付けていく必要がある。また、 Γ_1, Γ_2 上での磁気ポテンシャルおよび流束は図3に示したように、一磁極ごとに正負が交互に変わる。このことより(6)式を Γ_1 上について適用すると次のマトリックスを得る。

$$\begin{bmatrix} A_{p1} \\ A_{p2} \\ \vdots \\ A_{pn} \\ -A_{p1} \\ -A_{p2} \\ \vdots \\ -A_{pn} \\ A_{p1} \\ \vdots \\ A_{pn} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \partial A_{p1}/\partial n \\ \partial A_{p2}/\partial n \\ \vdots \\ \partial A_{pn}/\partial n \\ -\partial A_{p1}/\partial n \\ -\partial A_{p2}/\partial n \\ \vdots \\ -\partial A_{pn}/\partial n \\ \partial A_{p1}/\partial n \\ \vdots \\ \partial A_{pn}/\partial n \end{bmatrix} = 0 \quad (9)$$

同様に Γ_2 に関する式が得られる。

一般に鉄部分には飽和があり、透磁率は一定にならず非線形挙動を示す。本論文ではニュートン・ラフソン法によって定式化を行なっている。いま、(2)式を

$$\left[\frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{A}} \right] = [\mathbf{K}] [\mathbf{A}] + [\mathbf{L}] [\mathbf{A}_n] + [\mathbf{F}] \quad (10)$$

とおく。なお、ここで境界要素法による影響を考慮するために(6)式より、

$$[\mathbf{A}_n] = [\mathbf{G}]^{-1} [\mathbf{H}] [\mathbf{A}] \quad (11)$$

を(10)式右辺第二項に代入することによって変形すると、

$$\left[\frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{A}} \right] = \left([\mathbf{K}] + [\mathbf{L}] [\mathbf{G}]^{-1} [\mathbf{H}] \right) \times [\mathbf{A}] + [\mathbf{F}] \quad (12)$$

のようになる。いま、

$$[\mathbf{A}]^{k+1} = [\mathbf{A}]^k + [\delta \mathbf{A}] \quad (13)$$

とおく。但し k は繰返し数を示す。 $[\mathbf{A}]^{k+1}$ が真値であるならば、

$$\left[\frac{\partial \chi(\mathbf{A}^{k+1})}{\partial \mathbf{A}} \right] = \left[\frac{\partial \chi(\mathbf{A}^k + \delta \mathbf{A})}{\partial \mathbf{A}} \right] = 0 \quad (14)$$

となる。(14)式をテーラー展開し第二項以下を無視して変形し、マトリックス表示すれば、

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \chi}{\partial A_1 \cdot \partial A_1} & \cdots & \frac{\partial^2 \chi}{\partial A_1 \cdot \partial A_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 \chi}{\partial A_n \cdot \partial A_1} & \cdots & \frac{\partial^2 \chi}{\partial A_n \cdot \partial A_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta A_1 \\ \vdots \\ \delta A_i \\ \vdots \\ \delta A_n \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} -\frac{\partial \chi}{\partial A_1} \\ \vdots \\ -\frac{\partial \chi}{\partial A_i} \\ \vdots \\ -\frac{\partial \chi}{\partial A_n} \end{bmatrix} \quad (15)$$

となる。(15)式から求められる (δA) を用いて、(13)式により改良された解を求め、これを収束するまで反復計算する。また、収束判定には次式を用いる。

$$\sum_i |\delta A_i| < \varepsilon \quad (16)$$

(本計算では、 $\varepsilon=0.1$ を用いた)

なお、 B^2 - ν 曲線は一般によく使われる以下の折れ線近似を用いている。 $(\nu=1/\mu)$

$$\nu=1,000 \text{ [m/H]} \quad (0 \leq B^2 < 3)$$

$$\nu=9,500 B^2 - 27,500 \text{ [m/H]} \quad (3 \leq B^2)$$

この近似式は、S-60(けい素鋼板)の特性に近い磁化特性を表している。

以上のような手法に基づき、一磁極ピッチ分を要素分割し、これを図4に示す。同図は総要素数 878、総節点数 484、BEMの要素数は Γ_1 上で15、 Γ_2 上で37となっている。

〈3.3〉有限要素法(第二段階) 〈3.1〉、〈3.2〉で述べてきた有限-境界要素法を用いた解析結果のうちの固定子鉄心外周部、および電機子内部の境界部分のポテンシャル値を、第二段階の細かい分割の有限要素法のみ解析の固定境界条件とする。その様子を図5に示す。また、第二段階の有限要素法のみ解析においても第一段階の有限-境界要素法の場合と同様に周期境界を考慮し、ニュートン・ラフソン法による非線形処理を行なっている。

第二段階の要素分割は図6に示したものをを用いている。同図は総要素数 3,600、総節点数 1,825、全体マ

図4 有限-境界要素法の要素分割

Fig. 4. Element subdivision of finite-boundary element analysis.

図 5 境界条件

Fig. 5. Boundary condition.

図 6 有限要素法の要素分割

Fig. 6. Element subdivision in finite element method.

図 7 磁束分布

Fig. 7. Magnetic flux distribution.

トリックスのバンド幅 149 となっている。

4. 解析結果とその検討

〈4.1〉 磁束分布 二段階の解析手法により得られた磁束分布を以下に示す。図 7 (a) は無負荷磁束分布を、図 7 (b), (c) はそれぞれ全負荷磁束分布で補極電流および補償電流のある場合とない場合を示した。また、図 7 (d) には電機子の表面を平滑なものと考えて、界磁磁束がスロットのある時の形状と等しくなるように、空けきの大きさを補正し (カータ係数の概念)、電機子電流を電機子表面にカレントシートとして与えた時の磁束分布を示す。なお、これらの図はともに二段階目に得られた結果をグラフィック処理したものである。

〈4.2〉 固定子鉄心外の磁束分布 一般に、回転機では固定子鉄心の存在により、漏れ磁束は極めて少なく、図 7 の各磁束分布においてもこれは現われていない。しかし、車両用電動機における信号系統への影響など外部漏れ磁束を慎重に処理しなければならない場合にはそれを無視できず、固定子鉄心外部磁界の詳細な計算が必要なものと思われる。有限-境界要素法では容易にこの外部領域の計算が可能である。固定子鉄心外の開領域部分は図 1, 図 2 における BEM1 の内部領域であり、(5) 式に基づいて Γ_1 上を積分することにより求まる。(5) 式の θ は 2π となるので、代入して (5) 式を書き直せば、

$$A_p = \int_{\Gamma_1} \left(\frac{\partial A_z}{\partial n} \right) G_{1d} \Gamma - \int_{\Gamma_1} A_z G_2 d\Gamma \quad \dots\dots\dots (17)$$

A_p : 考察する点
の磁気ベク
トルポテン
シャル

となる。 A_z および $\partial A_z / \partial n$ は (7) 式などで求めた既知数である。

図 8 (a) は固定子鉄心外部領域に設けた 920 点について (17) 式により計算した値から等ポテンシャル線を描かせたものである。また、図

図 8 外部領域の磁束分布

Fig. 8. Magnetic flux distribution in exterior region.

8(b), (c) は固定子鉄心外部の磁気ポテンシャルおよび磁束密度を表している。グラフは縦軸にポテンシャル値および磁束密度を横軸に電機子中心からの距離をとっている。各線は固定子鉄心外部を放射状に固定子から遠ざかる線上の値であり、数字はその角度を表している。なお、この計算は全負荷時について行なっている。このグラフより有限-境界要素法によって、算定された磁気ポテンシャルおよび磁束密度の減衰状況がわかる。また、図8(c)には0度における実測値も示したが、両者がほぼ一致していることがわかる。有限-境界要素法は境界付近の誤差が大きく、遠ざかるにつれてその精度は非常によくなるものであるが、図8(a)の境界付近においても磁束分布の波打ち現象などが現れ、誤差の大きいことがうかがえる。

また、固定子継鉄の飽和の影響を調べるために、外部1cmでの磁束密度を図9に示す。厚みが極端に少なくすると鉄心の飽和によりかなりの漏れ磁束が存在するが、この供試機の厚みは16cmであり、通常的设计範囲内では、漏れ磁束の影響はほとんど無視できることがわかる。ここで、参考までに固定子外周上に $A=0$ の境界条件を与える有限要素法のための解析結果と本文の有限-境界要素法による解析結果から固定子継鉄の厚み16cmの直流機各部の磁気ベクトルポテンシャルを比較したものを表2に掲げる。

2点のAの差がその2点間を通る磁束である。漏れ磁束が無視できる場合には、補極下磁束分布のみの検討に際しては、両者に差はない。しかし、固定子外周付近では有限-境界要素法は有限要素法の3倍近い値となっており、外部漏れ磁束の影響が顕著に表われている。

〈4.3〉 整流起電力の計算⁽¹⁴⁾とリアクタンス電圧

整流現象の解析には、整流方程式に含まれる整流起電力を算出する必要がある。近年では、有限要素法による補極下の磁界計算結果よりこれを求めることが行

表 2 FEM と FEM-BEM のベクトルポテンシャルの比較

Table 2. Comparison of vector potential by two methods.

	F E M	FEM-BEM
A	0.0001374	0.0003159
B	0.0580470	0.0580167
C	0.0643926	0.0643809
D	0.0643926	0.0664754
E	0.1104163	0.1103907
F	0.1107954	0.1107698

図 9 ヨーク肉厚と漏れ磁束密度との関係
Fig. 9. Relation between stator yoke depth and leakage flux distribution.

なわれている。しかし、この場合、電機子表面を平滑とし電機子電流をカレントシートとして与えているものが大半を占め、スロット・ティースまで考慮しているものはあまり見受けられない。図 10(a), (b) に電機子表面を平滑とした場合とスロット・ティースを考慮した場合についての補極下の精密な磁束分布を示す。

それぞれの整流起電力は次のようにして求めることができる。電機子を平滑とした場合、表面磁束密度を B_0 とし、電機子巻線の短節度を考慮した 1 コイルの上コイルが切る磁束密度を $B_1(t)$ 、下コイルが切る磁束密度を $B_2(t)$ とすれば

$$B_1(t) = B_0(t - t_0/2) \dots \dots \dots (18)$$

$$B_2(t) = B_0(t - t_0/2) \dots \dots \dots (19)$$

$$t_0 = \varepsilon / v_a, \quad v_a = \pi D n, \quad \varepsilon: \text{短節度}, \quad D: \text{電機子}$$

有効長径, n : 回転数

となり、電機子有効長を l とすると誘導起電力 e は、

$$e = -v_a l (B_1(t) + B_2(t))$$

により求められる。これが従来の計算手法であった。

本論文ではスロット・ティースを考慮しているので実際の計算では、

$$e = -l \cdot \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_2}{\partial t} \right) \dots \dots \dots (21)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{dx}{dt} \cdot B_1 = v_a B_1, \quad \frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{dx}{dt} \cdot B_2 = v_a B_2$$

によって行なっている。以上、(20), (21) 式により整

(a) 補極下磁束分布 (スロット・ティースを考慮した場合) (b) 補極下磁束分布 (電機子表面を平滑とした場合)

図 10 補極下磁束分布

Fig. 10. Magnetic flux distribution under interpole.

図 11 整流起電力

Fig. 11. Commutating e. m. f.

図 12 整流コイル分布とリアクタンス電圧

Fig. 12. Location of coils undergoing commutation and reactance voltage.

流起電力の計算を行ない、スロット・ティースの有無について比較した結果を図 11 に示す。

これより電機子表面を平滑にして解くと、整流起電力はスロット・ティースを考慮して解いたものと比較して、かなり広い形として得られる。この現象は、スロット幅と補極幅との比によって状況が変化するとと思われる。

ここで、整流に悪影響を与えるリアクタンス電圧を求めておく。従来発表されてきたインダクタンス近似式より、電機子電流を直線整流と仮定してリアクタンス電圧を近似する。供試機の整流コイル分布と計算したリアクタンス電圧を図 12 に示す。

〈4.4〉 補極形状による整流起電力 本文の手法により数種の補極形状について、諸寸法を変えた場合の整流起電力を図 13 に示す。リアクタンス電圧も併せて図示した。同図(a)は補極のギャップ長を変化させたもので、同時に固定子鉄心との間の非磁性ライナの厚みも変えて補極の全長および形状は変化させないものとしている。同図(b)は補極の幅のみを変え、先端の幅は一定としている。同図(c), (d)は補極の先端形状のみを変えている。これらの図より整流起電力の概形は補極の形状を変えることにより、ある程度変化させることが可能である。供試機は②で示したもので、良好な整流を与えると考えられる。

5. む す び

直流機の補極磁界の解析を二段階で行なう方法について論じた。第一段階として粗い分割で有限-境界要素法により外部漏れ磁束も考慮した解析を行ない、その境界条件を用い有限要素法のみにより詳細な分割の下で第二段階の解析をするものである。

有限-境界要素法は外部領域の磁界計算が容易であ

図 13 補極形状の変化

Fig. 13. Various interpole shapes considered.

り、外部漏れ磁束が問題となるようなモデルに対しては、その設計・解析に非常に大きな力を発揮するものと考えられる。本論文では適切な継鉄の厚みの決定について論じた。

更に、本手法の第二段階の細かい分割を行なった有限要素法の解析結果より補極下の詳細な磁束分布を算出し、それをもとに整流起電力の計算を行なった。この際、補極形状パターンを変えて計算している。その結果、電機子表面を平滑として整流起電力を計算したものと比較して、その広がり方が狭くなり、また補極形状を変えることによって、その形をある程度変化させることができるという結果が得られた。以上より、数値計算によって補極形状の最適化を図ることが可能なことを明らかにした。本研究に多大な御助言をいただいた本学の石山助教授に感謝する。

(昭和 59 年 4 月 25 日受付)

文 献

(1) 乙武:「大形直流機の整流理論と無火花帯の計算法」東芝レビュー 16, 8, 1030 (昭 36)

(2) 松田:「大形直流機の一般化整流理論」電学論 B, 94, 10, 487 (昭 49-10)
 (3) 阪部・野村・岩本:「直流機の整流現象理論」三菱電機技報 51, 10, 691 (昭 52)
 (4) D. A. Lowther, C. B. Rajantan, P. P. Silvester: "A Finite Element Technique for Solving 2-D Open Boundary Problems", IEEE Trans. Magnetics, MAG-14, 467 (1978)
 (5) P. Bettess: "Infinite Element", Int. J. Num. Meth. Engng, 11, 53 (1977)
 (6) 村井・加川・毎田・北上・吉田:「無限領域を考慮した磁界-磁化問題の有限要素シミュレーション」信学論 J 65-C, 891 (昭 57-11)
 (7) 小貫・石山・小川:「境界要素法における 0-1 次混合離散化法について」電学論 A 102, 541 (昭 57-10)
 (8) 小貫・村井・高橋:「有限-境界要素法による直流機補極磁界の解析」電気学会回転機研究会資料 RM-83-67, 55 (昭 58)
 (9) 小貫・村井・佐藤・高橋:「鉄心外部磁界を考慮した直流機磁界解析」同上, RM-84-9 (昭 59)
 (10) 小貫・村井・佐藤・石山:「直流機補極下の詳細な磁界解析」昭 58 電気学会東京支部大会 2-275
 (11) 熊谷・稲常・中筋・小貫:「開領域問題における仮想境界条件について」電気学会回・静合同研資 RM-84-58, SA-84-29 (昭 59)
 (12) 小貫・村井・赤羽・山村:「境界要素法における 0-1 次混合離散化法の誤差評価」昭 58 電気学会東京支部大会 2-232
 (13) 小貫・村井・増田・山村:「2 次元境界要素法における各種数値積分の誤差」昭 58 電気学会東京支部大会 2-233
 (14) R. Richter: Elektrische Maschinen Verlag Birkhauser Basel (Book)