境界要素法による磁界解析と等価磁気回路による ステッピングモータの特性算定法

正員 田 倉 敏 靖 (東京電気)

正員 小 貫 天 (早稲田大)

1. はじめに

最近 OA 機器へのステッピングモータの応用例が著しく増加し、高トルク、高速化などの性能向上も顕著であるが、理論的な設計方針についてはまだ不十分で、試作による試行錯誤が繰返されている。

ステッピングモータのトルク算定や動特性の計算結果に基づき、歯形状や磁気回路の最適設計を行おうとする場合、モータの全領域にわたる磁界解析が容易に行えるなら理想的である。しかし、特にハイブリッド形ステッピングモータの場合は、他の多くの回転機が奥行き方向に同一構造で、その任意一断面に関する二次元として考察できるものであるのとは異なり、三次元構造として処理しなければならないので、モータ全領域にわたる磁界解析は現状の大形コンピュータをもってしても実現不可能である。そこで、著者らは二次元磁界解析によってモータの局所的な定数を求め、それらを三次元の全体的な等価磁気回路に適用するという手段を提案するものである。

現在、各種モータの数値解析法として有限要素法による論文は多数発表されているが⁽¹⁾⁻⁽³⁾、これらの手法をステッピングモータに適用しようとすると、コンピュータの容量不足や計算時間の制限、入力時間の手数、定式化の困難さなどの多くの問題に遭遇する。

そこで著者らは、まずエアギャップ設計の第一段階として、基本的な特性を導くため、周期境界条件を考慮した 0-1 次境界要素を磁極の小歯極部 1 ピッチ間に

適用し、各種歯形の相違によるステイフネス特性の差を解析し歯形設計に活用した⁽⁴⁾。境界要素法 (BEM) による解析は有限要素法 (FEM) と異なり、モータトルクがロータとステータ間の角度 θ の関数として極めて簡単に算定でき、流束が内点の任意の点で直接高精度に求められる利点があるので、この流束を利用したトルク算定法も精度が高いと予想され、相パリアンスの算定には最も適していると思われる。BEM は領域問題を境界問題に置き換えるので、その結果、要素分割の数が少なくでき、境界形状の変化に対する計算も簡単となる。更に、内部点における物理量の微分値、例えば磁束密度は、FEM などが離散化誤差を含む数値的手法を用いるのに反し、理論的な方法によって導かれる。ただし、解析対象の媒体が不均一であったり非線形となる場合 BEM では表現が困難となる。今回の解析対象はロータとステータの対向する磁気歯部ギャップ部であり、その解析する形状が時々刻々と変化するので、BEM が非常に有効であると言える。そこで著者らは、エアギャップ全体の磁束変化によるトルク算定法と、エアギャップ中央部を貫く面を介するマクスウェル応力による算定法を比較検討してみた⁽⁵⁾。トルク算定結果は両者よく一致したが、それぞれに利点と欠点があるので目的に応じた使い分けを行うことが有効であると思われる。

続いて磁気回路最適設計のための第二段階として、モータ全体にわたる三次元解析を試みたが、前述した理由により至難であったので、全体的な磁束分布にはその流れを適切に記述した等価磁気回路を導入し、その回路の特に重要な要因となるエアギャップ周辺に関しては局所的な磁界解析を行う“場”の解析と“回路”の処理を並行して行う混合手法を開発した⁽⁶⁾。

この混合手法では、“場”の解析にあたり、歯部磁界の周期性に着目し BEM による解析を行っているが、この BEM による解析により FEM に比べ次のよ

A Calculation Method of Characteristics of Stepping Motor Using Magnetic Equivalent Circuit and Magnetic Field Analysis of Boundary Element Method. By Toshiyasu Takura, Member (Motor Engineering Department, Tokyo Electric Co., LTD.) & Takashi Onuki, Member (Faculty of Electrical Engineering, Waseda University).

田倉敏靖：正員，東京電気(株)モータ技術部

小貫 天：正員，早稲田大学理工学部電気工学科

うな効果が得られている。この手法において必要となるエアギャップパーミアンスの計算は、ロータ-ステータ間の相対変位 θ に応じ数多くの繰返し計算が必要となるので、FEM による処理では計算時間の制限や入力の手間のため、磁気回路の最適化情報を得る道具として十分活用することができない状況にあった。しかし、この BEM を応用した混合手法では解析時間が短縮され、歯形やマグネットの変更による動特性の変化も容易に算定できるものとなった。

本論文では、まずステッピングモータ歯部への境界要素離散化法の適用法について述べ、続いて等価磁気回路の導入による磁気回路マトリックス方程式の導出を行う。更に、第4章では BEM による相パーミアンス決定法について述べ、第5章で設計法の第三段階として、トルク算定法と動特性解析法について述べる。最後に本手法によって得られたスティフネス特性、動特性の解析結果を実験結果と共に示し、この手法の有実性を実証する。

2. 0-1 次境界要素法による磁界計算

境界要素法のポテンシャル U に対しては一次、その流束 q に対しては 0 次の離散化を行う方式を磁気歯部の設計に試みる。ステッピングモータのエアギャップ小歯極配置は、一般にパーニアタイプなどの例外はあるが、図1に示すとおり同一形状で同一ピッチの形状となっており、その1歯対抗部分の磁界分布は周

図1 ロータ変位 θ とエアギャップ形状
Fig.1. Displacement of rotor & shape of air gaps.

図2 磁極間の境界要素分割
Fig.2. Boundary element division between poles.

期的に配列しているものと見なせる。この基本的なギャップ配列がロータ変位と共に図1のように変化し、モータ全体としてのトルクはA相とB相などの位相の異なった小歯極に発生するトルクが合成されたものとして算出できる。従って、求めたいスティフネス特性をもった歯形形状を容易に設計することが可能となる。

図2は上下に±100%のポテンシャルが与えられ、左右に周期境界をもつ磁極間の磁位分布を求める磁界要素分割モデルを示したものである。同図に示すように境界を選び、要素分割は説明上27要素の分割とする。第一種境界条件の与えられる要素(1)～(9)、(14)～(23)に対し要素中点に考察点を設けて18個の式を立て、周期境界要素上(10)～(13)、(24)～(27)ではポテンシャルと流束が未知のため要素中点8個と要素節点6個に考察点Pを設け、7対14個の式を立てる。関係式は次のグリーンの公式により得られる。すなわち、ラプラス方程式を満足するポテンシャル U と境界 Γ に関する法線方向微分値 q を考えると、次の境界積分方程式を得る。

$$C_p U_p + \int_{\Gamma} H U d\Gamma = \int_{\Gamma} G q d\Gamma \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 $2\pi C_p$: 考察点において領域を見込む角
ここで、

$$H = (1/2\pi)(-1/r) \cos(rn)$$

$$G = (1/2\pi) \ln(1/r)$$

周期境界条件より左右の辺の相対対応する U は同じ値となり q は符号反対となるので、この7対の方程式は端節点に関する対応する3対の式を加え、中央節点に関する4対の式を減ずることにより、7個の方程式が得られる。結局、 U と q に関し次の連立方程式を得る。

$$[H] \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_{27} \end{bmatrix} = [G] \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_{27} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $U_1 \sim U_9$ 、 $U_{14} \sim U_{23}$ は既知、 $q_1 \sim q_9$ 、 $q_{24} \sim q_{27}$ は未知、 $U_{11} = U_{27}$ 、 $U_{12} = U_{26}$ 、 $U_{13} = U_{25}$ 、 $q_{10} = -q_{27}$ 、 $q_{11} = -q_{26}$ 、 $q_{17} = -q_{25}$ 、 $q_{13} = -q_{24}$ (未知)

左右の周期境界条件によりポテンシャルまたは流束の一方が消去されるので、未知ベクトルを X として(2)式を処理すると、次の連立方程式を得る。

$$[A][X] = [F] \quad \dots\dots\dots (3)$$

上式より、ロータまたはステータの境界要素を貫く全

図 3 マクスウェル応力算定の境界

Fig. 3. Boundary for calculation of Maxwell's stress.

磁束を求めポテンシャルで除すことにより、ギャップモデルのパーミアンスを求めることができる。

著者らは、さきにこの境界要素法による解析をステッピングモータ特性算定に適用するにあたり、磁界エネルギー仮想変位の原理による算定法とマクスウェル応力による算定法を試み、両者の長短を比較した。前者は磁氣的飽和を考慮しないとき適用できる算定法で、起磁力 NI (一定) のループが作る磁束を Φ としたときの磁気随伴エネルギー W_m が

$$W_m = 1/2 \cdot NI\Phi \quad (4)$$

と書けることより、可動方向の推力は

$$F_x = dW_m/dx \quad (5)$$

として与えられる。

後者は、図 3 のエアギャップ中央を貫く界面を考えこの界面 1 上の微小区間 dx における磁束密度の x, y 成分を、 B_x, B_y とすると、推力 F_x は次式により算定できる。

$$F_x = (1/\mu) \int B_x B_y dx \quad (6)$$

ただし、 μ : 透磁率

両者の結果はよく一致したが、磁界エネルギー仮想変位の原理による算定法では単一の角度変位における推力の算定ができないという欠点があるのに対し、マクスウェル応力による算定法は内点の磁束密度計算に時間がかかるという欠点がある⁽⁴⁾。本論文の手法では、計算時間を重視し、前者の磁界エネルギー仮想変位の原理による算定法を採用した。境界要素法の採用はステッピングモータのように、ロータとステータの定まった形の相対的な動きを有する現象を解析する場合に極めて有用である。

3. 等価磁気回路の導入

従来、ステッピングモータの等価磁気回路としてはレラクタンス形が主流で、ロータにマグネットをもつハイブリッド形のそれは正確に表現されていなかった。著者らはこのマグネットの部分 considering, ハイブリッド形であるために生じる二つのロータディスク相互の関係も表現した等価磁気回路を導入する。また、磁気パーミアンスのような重要な回路定数については

図 4 ステッピングモータ部分断面図

Fig. 4. Cutaway diagram of the stepping motor.

図 5 等価磁気回路

Fig. 5. Magnetic equivalent circuit of the stepping motor.

次章に述べる BEM 解析により求める。

この等価磁気回路が通常のそれと異なる点は、お互いに相対するロータディスク間に存在する漏れ磁束を考慮している点と、各磁極ごとに巻線と鎖交せずに、 A 相ポールから $\bar{A}$ 相ポールのように漏えいする磁束の存在を考慮している点にある。

この等価磁気回路では、ロータの N 極側から A 相ポールに流れる磁束 ϕ_{Na} は同ポールに巻かれた巻線と鎖交することなくロータの S 極側に戻る ϕ_{s} の部分と、 A 相ポール巻線と鎖交した後ステータの外周ヨーク部を回り、 S 極側にある A 相ポール巻線と鎖交し A 相ギャップを通過してロータの S 極側に戻る、三次元的流れが表現されている。

考察モータの部分断面図を図 4 に、本モータの等価磁気回路を図 5 に示す。このモータは二つのロータディスク間にマグネットを有するハイブリッド形ステッピングモータで、基本ステップ角 1.8° 、8 ポールのモータである。本モータにはマグネットの N 極と S

極側それぞれ8個、合せて16個のエアギャップがある。しかし、図5に示す等価磁気回路では、二つの同相のエアギャップは一つにまとめて八つのパーミアンス部分としてまとめて記述している。

ここに、 F_m は永久磁石の起磁力、 P_m は永久磁石のパーミアンスとする。永久磁石の磁化曲線は一般に非線形であるが、ステッピングモータのN極側とS極側は対称形で、どちらもA相、B相などがあり各相パーミアンスを合成した値はほぼ一定となる。従って、永久磁石から見たパーミアンス変化は微小であるため、減磁曲線上の動作点での微分透磁率を考え磁化力を求めることができる。すなわち、動作点での接線と磁化力軸との交点として磁化力 H_m を求め、磁石の厚さを乗じて起磁力 F_m が定められる。サマリウム・コバルト磁石やネオジウム・鉄磁石、フェライト磁石などの場合は減磁曲線が広い範囲で真空の透磁率とほぼ等しい直線となっているので、線形近似で全く問題ないが、アルニコなどの磁石で非線形の動作点で使用する場合は使用磁石の減磁曲線を正確に把握することが必要となる。図5の等価磁気回路でA相における部分、すなわち永久磁石のN極側ロータディスクからA相のエアギャップを通り、A相ステータポールの巻線と鎖交し、更にS極側のA相ポール巻線と鎖交してS極側A相エアギャップを経て、ロータディスクのS極側に至る同図の破線で示す経路だけを回路的に取出して考えると、磁気回路方程式は

$$\Phi_{Na} + \Phi_{Sa} = (2 \times F_a + F_m) \times P_a \dots\dots\dots (7)$$

のようになる。同様に、この回路にキルヒホッフの法則を適用してマトリックス形式にまとめると(8)式を得る。

ただし、(8)式でN極側ギャップを通る磁束をそれぞれ、 Φ_{Na} , Φ_{Nb} , $\Phi_{N\bar{a}}$, $\Phi_{N\bar{b}}$, と表し、S極側ギャップを通る磁束を Φ_{Sa} , $\Phi_{S\bar{a}}$, Φ_{Sb} , $\Phi_{S\bar{b}}$ と表す。

$$\begin{bmatrix} R_a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_b & R_m & 0 \\ R_a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_a & 0 & R_m & 0 \\ R_a & 0 & 0 & 0 & 0 & R_b & 0 & 0 & R_m & 0 \\ R_a & 0 & 0 & 0 & R_{\bar{a}} & 0 & 0 & 0 & R_m & 0 \\ R_a - R_b & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ R_a & 0 & -R_{\bar{a}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ R_a & 0 & 0 & -R_b & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_m & R_r \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

図6 マグネット間の漏れ磁束

Fig. 6. Non-interlinked leakage flux paths with coil.

$$\begin{bmatrix} \Phi_{Na} \\ \Phi_{Nb} \\ \Phi_{N\bar{a}} \\ \Phi_{N\bar{b}} \\ \Phi_{Sa} \\ \Phi_{S\bar{a}} \\ \Phi_{Sb} \\ \Phi_{S\bar{b}} \\ \Phi_m \\ \Phi_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_a + F_b + F_m \\ 2 \times F_a + F_m \\ F_a - F_b + F_m \\ F_m \\ F_a - F_b \\ 2 \times F_a \\ F_a + F_b \\ F_m \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 $R:P$ の逆数(レラクタンス)

この等価磁気回路ではマグネットを等価電圧源としてではなく、 R_m という内部抵抗を含んだ値として扱っている。また、マグネットと並列に置かれた P_r なるパーミアンスが考慮されているので、モータ動作時におけるマグネットの動作点変化は自動的に考慮されることになる。エアギャップ部を通るが、ポール部巻線と鎖交しない漏れ磁束を図6に示す。これらは等価磁気回路では $\Phi_1 \sim \Phi_4$, Φ_r として与えられ、それぞれ F_a や F_b を通らずN極側のA相ギャップからS極側の $\bar{A}$ 相ギャップに直接流れる磁束と、ロータディスク間で直接漏れる磁束を表している。ロータディスク間隔の狭い小形モータでは、この漏れ磁束は無視することができない重要なものとなっている。

4. BEMによる相パーミアンスの算定

磁気パーミアンスを求めるなど、電気機器の磁界問題を解析する手法には、BEMのほかに有限差分法(FDM)やFEMなどがあるが、BEMはFDMやFEMに比べ相パーミアンスの算定には最も適していると思われる。今回の解析対象はロータとステータの対向する磁気歯部ギャップ部で、その解析する形状が時々刻々と変化するので、BEMが非常に有効である。

図 7 1 歯分のパーミヤンス変化
Fig. 7. Permeance curves per one tooth pitch.

図 8 ステータ端部の漏れ磁束
Fig. 8. Leakage flux at stator pole edge.

図 9 漏れ係数解析対象
Fig. 9. Analysis object of leakage flux ratio.

ロータのステータに対する変位を θ から π まで変化させたときの、1 歯分のパーミヤンス変化を図 7 に示す。ロータ 1 は歯先幅が小さい場合で、ロータ 2 は歯先幅が比較的大きい場合である。この計算では総要素数を 180 とし、ロータとステータにそれぞれ相等しい磁荷を与え磁気異方性は無視したが、ロータとステータの歯先が局所的な対向位置関係になった場合、一部の要素で磁束密度が異常に大きくなり、線形解析が成立しなくなることに対する近似として、飽和を生ずる箇所のギャップを広げる補正を行っている。実際のステータでは既に解析した形状と同じ歯が中央に三つ付き、合計五つの歯をもっている。両端の歯では図 8 に示すようなロータの変位と共に変化する漏れ磁束が存在する。この影響を考慮するため、両端の歯だけを取り出し図 9 に示すような解析対象を考える。各ステータポールには 5 対の小歯極があり、中央部の B-C 間には 4 対の小歯極が配列されていると考えられるので、図 9 において、B-C 間を通る磁束 $q(BC)$ が図 7

表 1 1 ポールあたりの漏れ磁束係数 λ

Table. 1 Leakage flux ratio.

変位 ($\times \pi \text{ rad}$)	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
λ	1.442	1.452	1.533	1.678	1.763	1.789

のパーミヤンス変化の 4 倍と同値とみなされる。A-B 間と C-D 間を通る磁束 $q(ABCD)$ を計算して、 $q(BC)$ に対する $q(ABCD)$ を漏れ磁束比 λ として定める。1 相あたりのパーミヤンスはこの漏れ磁束比 λ を取入れ、次式により求められる。

$$P(\theta) = 2 \times (4 + \lambda) P_t(\theta) \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 $P_t(\theta)$: 1 歯分のパーミヤンス変化

図 9 において、ポテンシャルには磁気ベクトルポテンシャルを用い電流密度を J 、境界には磁束の漏れがないと仮定し、ノイマン条件 ($q=0$) を与える。1 極あたりの漏れ磁束比 λ の算定結果を表 1 に示す。 λ は変位と共に約 1.4 から 1.8 に変化している。

ここで、 $P(\theta)$ はいかなる変化においても呼出せるようフーリエ級数で表すと (10) 式となる。

$$P(\theta) = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos 2\theta + \dots + a_8 \cos 8\theta \dots\dots\dots (10)$$

5. 動特性の解析

エアギャップに蓄積される磁気エネルギーは次式のように表される。

$$W(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\Phi_{Na}^2}{P_a} + \frac{\Phi_{Nb}^2}{P_b} + \dots + \frac{\Phi_{Sa}^2}{P_s} + \frac{\Phi_{Sb}^2}{P_b} \right) \dots\dots\dots (11)$$

ロータの各位置でのトルクは (12) 式により求められる。

$$T(\theta) = -dW(\theta)/d\theta \dots\dots\dots (12)$$

実際には、(10) 式で求めた磁気パーミヤンスの逆数を微分した関数を求めておき、(8) 式から得られる磁束の 2 乗値を乗算してゆく。これによりトルク演算時間が短縮される。

ステッピングモータの運動方程式は次式のように表される。

$$J_0 d^2 \theta / dt^2 + D d\theta / dt + N_f = T \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 J_0 : モータと負荷のモータ軸換算イナーシャ、 D : 粘性減衰係数、 N_f : 負荷トルク

D の算出はトルク-電流特性が既知のトランジスタモータにより供試モータを駆動し、ロータ回転速度に対する損失トルクを求めることにより行う。この損失

トルクは純粋な機械損のみならず、磁石の回転による損失も含まれたもので、回転速度に比例した関係として得られる。従って、この D の値は各種モータタイプ別に収集された実験値に基づいたもので、本解析の対象としたモータでは $5.5 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{rad}^{-1}$ である。

ステッピングモータは電気と機械の結合系であるから、(13)式の運動方程式と次の電圧方程式との連立方程式を解くことが必要となる。

$$R_a i_a + \frac{d}{dt}(L_a i_a) + \frac{d}{dt}(M i_b) + K \frac{d\Phi_{am}}{dt} = V_a \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$R_b i_b + \frac{d}{dt}(L_b i_b) + \frac{d}{dt}(M i_a) + K \frac{d\Phi_{bm}}{dt} = V_b \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 R_a, R_b : コイル抵抗、 L_a, L_b : 自己インダクタンス、 M : 相互インダクタンス、 Φ_{am}, Φ_{bm} : 各励磁コイルと鎖交するマグネットによる磁束、 K : ステータポール励磁コイルとの係数

B 相ポールに探りコイルを巻き、 A 相、 B 相コイルを励磁したときの出力電圧を求め、相互インダクタンスと自己インダクタンスを比較したところ、前者は

後者の約 3% に過ぎず無視できるものと言える。従って、(14)、(15)式は(16)、(17)式のように簡略化される。

$$R_a i_a + L_a \frac{di_a}{dt} + K \frac{d\Phi_{am}}{dt} = V_a \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$R_b i_b + L_b \frac{di_b}{dt} + K \frac{d\Phi_{bm}}{dt} = V_b \quad \dots\dots\dots (17)$$

動特性を求めるには、この(16)、(17)式と(13)式を組合せて解けばよいが、この際(13)式は右辺のトルク T が相電流および変位の関数になっているので、まず(16)、(17)式より電流の立上りカーブを算出し、得られた電流曲線を基に微小時間ごとに相電流を等価磁気回路のマトリックス式(8)の起動力項 F_a, F_b に代入し、各相磁束を求めると同時に(12)式よりトルクを逐次計算していく。この得られたトルク値をモータ運動方程式(13)式に代入しロータ変位 θ および速度 $\dot{\theta}$ を算出する。連続応答のシミュレーションにおいては、1パルスごとに励磁相の切換えと、コイル励磁方向の切換えを行う。以上の流れ図を図 10 に示す。

6. 解析結果の検証

<6・1> 無励磁時のポール磁束 磁気回路方程式

(8)より $\Phi_a(\theta=0), \Phi_a(\theta=\pi)$ を求める。無励磁のため F_a, F_b は短絡して考え、 F_m, P_m, P_r はマグネットの外形、厚さ、保磁力より求めるが、その結果を表 2 に示す。

これらの値を(8)式に代入し、 A 相、 $\bar{A}$ 相の磁束を求める。ロータ 1 の場合 $\Phi_a = 2.717 \times 10^{-5} \text{ Wb}$, $\Phi_{\bar{a}} = 1.698 \times 10^{-5} \text{ Wb}$, ロータ 2 の場合 $\Phi_a = 2.395 \times 10^{-5} \text{ Wb}$, $\Phi_{\bar{a}} = 0.957 \times 10^{-5} \text{ Wb}$ を得る。それぞれ $1/2 \times (\Phi_a - \Phi_{\bar{a}})$ の値は、 $5.1 \times 10^{-6} \text{ Wb}$, $7.15 \times 10^{-6} \text{ Wb}$ である。一方、1ポールに巻いた探りコイルによる実測値はロータ 1 の場合 $5.0 \times 10^{-6} \text{ Wb}$, ロータ 2 の場合 $7.2 \times 10^{-6} \text{ Wb}$ となり、実験結果と極めて良い一致が得られた。これは、この等価回路が適正であることを示している。

表 2 ポール磁束算出の諸定数

Table 2. Constants in calculation of pole flux.

	マグネット 外径 10^{-3} m	マグネット厚 さ 10^{-3} m	F_m $\times 10^2 \text{ A}$	$P_m \times 10^{-7}$ Wb/A	$P_r \times 10^{-7}$ Wb/A
ロータ1	16.7	1	6.40	2.25	1.80
ロータ2	20	2	4.00	1.85	2.0

図 10 動特性算定流れ図

Fig. 10. Flowchart of calculation procedure of dynamic characteristics.

図 11 二相励磁のスティフネス特性
Fig. 11. Stiffness at two phase excitation.

図 12 一相励磁ステップ応答
Fig. 12. Step response at one phase excitation.

〈6・2〉 二相励磁のスティフネス特性 磁気回路方程式(8)とトルク算定式(12)より得られたスティフネス特性を図 11 に示す。同図で、ロータ 2 の場合、実験では測定不能となる範囲があり、これを破線で示しているが、本解析によってこれがトルクの落込みであると判明した。二相励磁におけるロータ平衡位置は A 相小歯極と B 相小歯極が左右に $\pi/4$ (電気角) 偏位した位置でバランスしている。この位置を基準としてロータを $\pi/4$ 変位させると、A 相ではトルクが最大値に近づく B 相のトルクは 0 となる。更に、 $\pi/4$ 変位させた状態では B 相トルクが増加して行く代わりに A 相のトルクは減少して行く。この A 相トルクの減少が B 相トルクの増加より大きい場合 (一般にロータの歯幅がステータの歯幅に比べて十分狭い場合)、ロータ 1 のようなトルクの落込みが起こるものと考えられる。

〈6・3〉 一相励磁ステップ応答 図 12 に一相励磁のステップ応答解析結果とポテンショメータ直結による実測およびレーザ反射光による実測結果を示す。ポ

テンショメータ直結法では摩擦による負荷が加わるため解析値との差が発生する。また、レーザ反射光による測定では、シャフト軸に取付けたミラーの反射光を処理するので、セトリングタイムは正確に測定されるが行過ぎ量は不正確である。解析結果は満足し得る一致を示している。

7. む す び

本論文ではギャップ部パーミアンスの算出に 0-1 次境界要素法を応用した二次元磁界解析を用い、モータの三次元的磁界分布に対しては等価磁気回路を用いるという混合特性解析の手法を提案するものである。

境界要素法を用いることで有限要素法によるよりも要素数を大幅に減らすことができ、歯形の形状変化や位相変化に対し解析が容易となる。

この等価磁気回路では、マグネットと並列に存在するロータディスク間の漏れ磁束とステータポール部の漏れ磁束を考慮している。

このような混合解析法の有利な点は実際にモータを作ることなく、求めるスティフネス特性を有するモータの設計が容易に行える点や、ロータ、ステータの歯形形状を決定したり、マグネットのエネルギー積や寸法形状の影響を推定できるなどの点にある。

ポール部の磁束測定や二相励磁のスティフネス特性、一相励磁ステップ応答の実験結果を通し、本手法の有効性が確かめられた。特に二相励磁のスティフネス特性では、従来実験によってトルク特性の不連続性が見られたが、本手法の解析によってこれがトルクの落込みであることが判明した。

今後は、更に精度の高い解析がより短時間で可能な手法として完成を目指し、また事前に確定した電流変化を与えながら演算して行く方法から、諸量を自動的に処理できる設計手法として、本手法を完成させて行きたい。また、プライントルクやプルアウトトルクの演算も可能な動トルク特性の解析システムとしてまとめて行くつもりである。(昭和 63 年 6 月 29 日受付)

文 献

- (1) 中田・高橋・森田・児玉・藤原：電学論 B, 104, 809 (昭 59-12)
- (2) 沢・太田・山崎・宮地・留野：電気学会研資, RM-86-48; SA-86-41, 71 (昭 61)
- (3) 石崎：同上, RM-87-85; RM-87-48, 127 (昭 62)
- (4) 小貫・鈴木・山田・田倉：昭 58 電気学会東京支大, No. 264 (昭 58)
- (5) 山田・小貫・田倉：昭 60 電気学会全大, p.959
- (6) Takura, Onuki, Yamada, Amemiya: Proc. International Conference Electrical Machine, 3, 1056 (1986)
- (7) Takura, Onuki, Amemiya, Higuchi: Proc. Electric Energy Conference, 1, 321 (1987)