UDC 621.313.333.2.025.3: 621.3.014.1

論文

54-B 6

有限要素法を用いたかご形三相誘導電動機の始動電流解析

正員 伊藤 元哉 (日 立)

正員 奥田 宏史 (日 立)

正員 高橋 典義 (日 立)

正員 宮田 俊夫 (日 立)

1. ま え が き

かご形三相誘導電動機は、丈夫で使いやすくしかも安価なために汎用電動機として広く用いられている。しかし始動電流が大きいという性質を考慮して使う必要がある。特に最近のように大容量化し、同時に小形軽量化が進められると、始動電流はますます増大する傾向にあり、電源系統との保護協調をはかる場合に考慮すべき重要な問題となっている。そこで、従来より始動電流を正確に算定しようという試みが数多くなされている。この試みは低電圧試験から外そうして始動電流を求める場合の測定法に関するもの⁽¹⁾⁽²⁾と、設計段階での計算法に関するものとに大別される。本論文はそのうち後者について論じたものである。

誘導電動機の特性は等価回路に置き換えて計算するのが普通であり、その中に現れる抵抗リアクタンスをより適切に計算することで、精度の向上をはかっている。ところが、始動時には鉄心に磁気飽和が生じて磁束分布が複雑となるので回路定数の計算が難しく、始動電流の算定は極めて扱いにくい問題の一つであった。しかし、近年電算機を利用した解析手法が進歩するに伴い、次第にこの問題の検討も進められるようになっていく。

Reichert 氏⁽³⁾、中村氏ら⁽⁴⁾はスロットまわりを1つおんとりだして磁界解析を行ない、導体に流れる電流を変えたときに、鉄心の磁気飽和と導体の表皮効果によってスロット漏れリアクタンスと導体抵抗がどのよ

うに変わるかを求めている。また、Chalmers 氏ら⁽⁵⁾はスロットまわりの磁路を仮定して、磁気飽和によるスロット漏れと歯端漏れリアクタンスの変化を考慮した特性計算を行なっている。しかし、これらの計算は始動時の複雑な磁束分布の局所的な現象に着目して行なったもので、磁路の全体的な変化を考慮し得ない点で実情を十分に表現しきれない感があった。一方、Brauer 氏⁽⁶⁾、Cistelean 氏ら⁽⁷⁾は断面全域の磁束分布から特性の計算を試みているが、回転子導体の表皮効果の影響を十分考慮するには至っていないようである。

筆者らは Silvester 氏ら⁽⁸⁾により電気機器の磁界解析に適用され始めた有限要素法を、かご形三相誘導電動機に応用する検討を進めてきた⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。ここでは始めに Chari 氏⁽¹²⁾、地蔵氏ら⁽¹³⁾により提案された複素数を用いた有限要素法を適用して、かご形三相誘導電動機の鉄心胴部断面全域の磁界解析を行ない、電氣的諸特性を求める手法を導いた。この手法は、従来のスロット漏れや歯端漏れリアクタンス、および回転子導体の抵抗など、鉄心の胴部で便宜上分けて考えていたインピーダンスを一括して考えて計算し、特性を求める原理に忠実な新しい手法であり、始動時の電磁気現象が細部にわたり考慮できる手法である。次いでこの手法を用いて始動特性を計算し、始動電流が測定値と精度良く一致することを示した。この結果、ここで導いた手法は、かご形三相誘導電動機の始動電流の計算に有効であり、更に始動特性の向上をはかる場合に有力な検討手段を提供するものであると考える。

2. 解析手法

かご形三相誘導電動機の特性は、主として巻線が鉄心の内にある部分の電磁気現象によって支配される。そこで、ここでは有限要素法を用いて鉄心胴部断面全域の電磁界を精密に解析し、それを基本にして端子電

Analysis of Starting Current in Three Phase Squirrel-Cage Induction Motors by Finite Element Method. By Motoya Ito, Member, Hironori Okuda, Member, Noriyoshi Takahashi, Member (Hitachi Research Laboratory, Hitachi Ltd.) & Toshio Miyata, Member (Hitachi Works Hitachi Ltd.)

伊藤元哉：正員，日立製作所日立研究所

奥田宏史：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

宮田俊夫：正員，日立製作所日立工場

圧とスリップ周波数に応じた電氣的諸特性を求める手法を導く。

〈2・1〉 解析モデル 鉄心胴部の解析をするため第1図のような構成の解析モデルを定める。すなわち、かご形三相誘導電動機が軸方向に無限に長いと仮定した2次元断面の、1磁極ピッチ分を考え、固定子と回転子との位置関係を固定する。固定子には三相の固定子巻線を配する。

〈2・2〉 解析の仮定 解析モデルの電磁界を次のように仮定する。

(1) すべての電磁界が同一の周波数で正弦波状に変化している、2次元の交流定常状態を考える。

(2) 電磁界の周波数は回転子側からみた周波数、すなわち、すべり周波数を考える。

(3) 回転子導体のうず電流(表皮効果)を考え、回転子導体は鉄心の外部ですべて互いに短絡しているものとする。固定子巻線と鉄心のうず電流は無視する。

(4) 1磁極ピッチ周期で電磁界の位相が180度変化する。

(5) 固定子鉄心の外周、および回転子鉄心の内周から磁束が漏れない。

以上をまとめると、この解析はかご形三相誘導電動機の回転子を拘束し、すべり周波数に相当する周波数の三相電流で励磁した状態を近似して計算するものである。従って回転子の回転により生ずる漂遊損の影響、鉄心の磁気飽和により生ずる磁束波形ひずみの影響は別に考慮する必要がある。

〈2・3〉 基本方程式と有限要素法 一般に2次元交流定常状態にある電磁界は、 (x, y) 直交座標系の考えている領域 D において、ベクトルポテンシャル A (Wb/m) を複素数の未知関数とした、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial y} \right) - j\omega\sigma(A - A_0) + J = 0 \dots \dots \dots (1)$$

なる基本方程式で表わされる。ここに A_0 はうず電流の流れ方を決める関数であるが、前節の仮定(3)と(4)から $A_0 = 0$ となる⁽¹⁴⁾。従って、解析モデルの基本方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial y} \right) - j\omega\sigma A + J = 0 \dots \dots \dots (2)$$

と定義できる。(1)、(2)式において J は固定子巻線の電流密度 (A/m^2)、 μ は透磁率 (H/m)、 σ は導電率 (s/m)、 ω はすべり角周波数 (rad/s)、 $j = \sqrt{-1}$ である。 μ 、 σ 、 ω は定数、 J は複素数のそれぞれ与えら

第1図 解析モデル
Fig. 1. Analytical model.

れる関数であり、 ω は一定である。ここで、 A と J は交流定常状態の電流を、

$$J = J e^{j\omega t} \dots \dots \dots (3)$$

と表したとき、得られるベクトルポテンシャルが

$$A = A' e^{j(\omega t + \varphi)} = A e^{j\omega t} \dots \dots \dots (4)$$

となることを意味している。

境界条件は前節の仮定(4)、(5)に従う。仮定(5)の条件は $A=0$ と表現できる。仮定(4)の条件は後述するように離散化してから考えて良い。

さて、(2)式は有限要素法を用いて解くことにするが、このときの手順についてはこれまでに多くの論文が発表されているので省略する。なお、(2)式が、(3)、(4)式で表したような複素数の未知関数を扱うことに注目すれば、Donea 氏ら⁽¹⁵⁾のようにガラーキン法を用いて式を展開していくのがわかりやすい。

〈2・4〉 周期境界条件 〈2・2〉節の仮定(4)は、かご形三相誘導電動機の電磁界が磁極対ピッチごとに同じ状態を繰返し、かつ正極と負極のあるために成立する。このときには、有限要素法を用いて、周期境界条件と呼ぶ条件を考慮すれば、1磁極ピッチ分とりだして電磁界が解析できる。この条件は境界の節点の位相を互いに180度ずらせば満足され、具体的には境界の節点を含む要素方程式に簡単な操作を加えれば良いことが保証されている⁽¹⁶⁾。この操作は第1図の周期境界 I、II 上の節点を、互いに対応する位置に設けることが第一である。すなわち、解析モデルを1磁極ピッチ分の角度だけ回転移動したときに、周期境界上の節点を互いに重なるような位置に設ける。次に一方の周期境界上の節点を含む要素の要素方程式に以下のような操作を加える。例えば第2図において、周期境界 I 上の節点 P_2' 、 P_3' はそれぞれ周期境界 II 上の節点 P_2 、 P_3 と対応し、節点 P_k のベクトルポテンシ

第2図 周期境界上の三角形

Fig. 2. Triangle on periodicity boundary lines.

ャルの値を A_k と表して, P_1, P_2, P_3 の構成する三角形要素の要素方程式を,

$$\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (5)$$

とする。

(1) 2 頂点 P_2, P_3 が周期境界上にある第2図 (a) の場合には (5) 式を次のように操作する。

$$\begin{pmatrix} b_{11} & -b_{12} & -b_{13} \\ -b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ -b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2' \\ A_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ -f_2 \\ -f_3 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (6)$$

(2) 1 頂点 P_3 が周期境界上にある第2図 (b) の場合には (5) 式を次のように操作する。

$$\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & -b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & -b_{23} \\ -b_{31} & -b_{32} & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ -f_3 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (7)$$

〈2・5〉 固定子電流 かご形三相誘導電動機の固定子巻線は、三相交流電流を流したときに回転磁界が形成されるように巻装している。例えば第1図の固定子巻線は第3図のように、 $\square$, $\boxtimes$, $\boxdot$ 印で示した三つの巻線群に分けて、それぞれ U, V, W 相の三相電流を流すようにしている。ここで U, V, W の各相に流れる電流 I_U, I_V, I_W は (3) 式に従えば

$$\left. \begin{aligned} I_U &= \sqrt{2} n I_1 e^{j\omega t} = I_U e^{j\omega t} \\ I_V &= \sqrt{2} n I_1 e^{j(\omega t - \frac{2}{3}\pi)} = I_V e^{j\omega t} \\ I_W &= \sqrt{2} n I_1 e^{j(\omega t - \frac{4}{3}\pi)} = I_W e^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここに I_1 は 1 導体に流れる電流の大きさ (実効値, A), n は 1 巻線の巻回数であり,

$$\left. \begin{aligned} I_U &= \sqrt{2} n I_1 \\ I_V &= \sqrt{2} n I_1 e^{-\frac{2}{3}\pi} \\ I_W &= \sqrt{2} n I_1 e^{-\frac{4}{3}\pi} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

である。(8)式において ω をすべり周波数に選ぶ理由は、回転子が一定速度で回転している状態を、逆に回転子を固定して固定子の電磁界を回転させた状態で

第3図 固定子巻線の配置 (三相, 二層巻)
Fig. 3. Arrangement of stator windings.
(three phase, double-layer).

近似して表すためである。解析にあたっては I_U, I_V, I_W の値を与えてベクトルポテンシャルを計算する。従って与える固定子巻線の起磁力分布は、実数部が $\omega t=0$ の瞬間に、虚数部が $\omega t=\pi/2$ の瞬間に、実際に現れる起磁力分布を示す。すなわち、固定子巻線電流のつくる起磁力分布が実際には ωt とともに移動する回転進行波をなすのに対して、解析ではこの複素数で表した起磁力分布が ω で脈動している状態を計算して、すべての時間について計算できると仮定している。

〈2・6〉 導電率と透磁率 有限要素法では要素のベクトルポテンシャルを一定としているから、導電率と透磁率も要素内で一定として扱う。導電率はうず電流を考慮する回転子導体を構成する要素について与え他の要素では零とする。透磁率は空気などの非磁性体を構成する要素では μ_0 である。鉄心では磁気飽和を考慮するため、それぞれの要素の磁束密度を計算してその大きさと材質に見合った透磁率を与え、繰返し収束計算を行なう。なお、エアギャップ部と鉄心歯部付近のように、透磁率の大きさが著しく相違する要素の隣接する部分や、電流と鉄心が接近する部分では複雑な電磁界分布を示すので、これらの部分を慎重に分割し要求精度に見合った計算をするように常に注意を払う必要がある。

〈2・7〉 特性の算出 電磁界の基本方程式 (2) 式は、電流を与えて磁束を求める計算式であるが、かご形三相誘導電動機では端子電圧を与えたときの特性が計算できれば便利である。そこで鉄心の磁気飽和を考慮するための繰返し計算をするときに、次のような工夫を施して計算する。

例えば第3図のように固定子巻線の位置を節点 $P_1, P_2 \dots P_{12}$ に代表させた場合、図中 U, V, W の各相に (9) 式で表した電流を与えて電磁界分布を計算し、その結果得られた各節点のベクトルポテンシャルの値

を $A_1, A_2 \dots A_{12}$ とすると、各相の固定子巻線と鎖交する磁束量 ϕ (波高値, Wb) は、

$$\left. \begin{aligned} \phi_U &= \{(A_{12} - A_1) + (-A_7 - A_2)\} n L_c P / a \\ \phi_V &= \{(-A_{10} - A_5) + (-A_{11} - A_6)\} n L_c P / a \\ \phi_W &= -\{(-A_8 - A_3) + (-A_9 - A_4)\} n L_c P / a \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

と計算できる。ここに L_c は鉄心積厚(m), P は磁極数, a は並列回路数であり、添字 U, V, W はそれぞれの相を意味する。従って、このときの各相に誘起する電圧 E (波高値, V) は、

$$\left. \begin{aligned} E_U &= -j\omega_0 \phi_U \\ E_V &= -j\omega_0 \phi_V \\ E_W &= -j\omega_0 \phi_W \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

となる。ここに ω_0 は固定子巻線に流れる電流の角周波数 (rad/s) であり、電流の角周波数に等しい。かご形三相誘導電動機では、誘起電圧 E と各相の固定子巻線に印加している端子電圧 V (実効値, V) とは、第4図の等価回路で示すように、

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{2} V_U &= E_U + I_U Z_U \\ \sqrt{2} V_V &= E_V + I_V Z_V \\ \sqrt{2} V_W &= E_W + I_W Z_W \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

なる関係にある。ここに Z は鉄心胴部断面の電磁界解析で考慮されないインピーダンスであり、 $Z = Z_U = Z_V = Z_W$ としたとき

$$Z = (r_1 + r_e/s) + jX_e \dots \dots \dots (13)$$

と表せる。ここに r_1 は固定子巻線の抵抗 ($\Omega/\text{相}$), r_e は回転子導体端部の抵抗 ($\Omega/\text{相}$), X_e は巻線端部の漏れリアクタンス ($\Omega/\text{相}$), s はスリップである。

いま、 U 相に着目すると、 ϕ_U は I_U に比例するから比例定数を α_U とおいて

$$E_U = -j\omega_0 \phi_U = \alpha_U I_U$$

$$\therefore \alpha_U = E_U / I_U \dots \dots \dots (14)$$

であって、この α_U は電流 I_U を与えた電磁界解析の結果から (10), (11) 式を用いて求められる。一方、端子電圧を与えたときに α_U なる係数を生じる電流 I_U' は、(12) 式から

$$\sqrt{2} V_U = (\alpha_U + Z) I_U' \dots \dots \dots (15)$$

でなければならない。ここでは、端子電圧の絶対値の大きさを与えて、

$$\begin{aligned} \sqrt{2} |V_U| &= |\alpha_U + Z| I_U' \\ \therefore I_U' &= \sqrt{2} |V_U| / |\alpha_U + Z| \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

を得る。そこで次のような繰返し計算をする。始めに (9) 式における I_1 を任意に与えて、つまり I_U を任意に与えて電磁界分布を計算し、 α_U を求める。次に、

第4図 等価回路

Fig. 4. Equivalent circuit.

この α_U を用いて (16) 式から、与えた V_U の大きさになるための電流 I_U' を求め、第1回目に計算した各要素の磁束密度に I_U' / I_U を乗じて、鉄心を構成する要素の透磁率を計算する。そして、第2回目の電磁界分布の計算には第1回目で求めた透磁率を用いて、第1回目と同じ I_U を与えて同様の計算を行ない新しい α_U を求める。このような計算を繰返して α_U が一定値に収束するまで計算する。 I_U を定格電流に選んでおけば、 α_U は定格電流に対する負荷電流の倍率を示す。なお、ここでは $V = V_U = V_V = V_W$ とし、 α_U についてのみ考えることにする。

以上、端子電圧を与えたときに負荷電流を計算する方法を導いたが、この計算結果を利用すれば、鉄心各部の磁束分布、回転子導体のうず電流分布、各部の損失分布を始め、力率、トルクなどの電気特性が簡単に算出できよう。例えば力率 PF は V_U の位相角を $\angle V_U$ とすれば

$$PF = \cos(\angle V_U) \dots \dots \dots (17)$$

であり、トルクは回転子導体のうず電流損失と、回転子導体端部の抵抗損失とを足してスリップで除すれば求められる。

この章で述べた解析手法を用いた計算プログラムの主な流れを第5図に示す。

第5図 計算の流れ図

Fig. 5. Flow chart of calculation.

第 1 表 モデル機の諸元

Table 1. Design parameters of model under investigation.

出 力 710 W	磁極数 6 極	周波数 50 Hz
電 圧 3,000 V	電 流 174 A	

3. 計算例および測定値との比較

前章で導いた解析手法の妥当性を確めるために、モデル機に対して始動特性の計算を行ない、始動電流と固定子各部磁束密度について測定値と比較した。始動特性は定格端子電圧を印加したときの回転子拘束試験から求められるので、計算と測定の条件もそのように定めた。また、参考のため無負荷運転時の特性についても同様の比較をした。無負荷運転時の特性は定格端子電圧を印加して、スリップ周波数をほぼ零としたときの回転子拘束試験の計算をして近似的に求めた。従って、計算には回転子の回転により発生する漂遊損失などの影響は考慮されていない。

〈3・1〉 モデル機の諸元と解析の対象 検討の対象としたモデル機的设计諸元を第1表に示す。固定子と回転子の位置関係を第6図に示す状態に定めて、第1図と同様の解析モデルを考えた。

〈3・2〉 磁束分布の検討 計算結果よりある瞬時の磁束の分布状態を描いたのが第7, 8, 9図である。第7, 8図は始動時の磁束分布であり、第7図では鉄心の磁気飽和を無視して透磁率を一定とした計算を試みた。第9図は無負荷運転時の磁束分布である。これらの図より、始動時と無負荷運転時とでは磁束の流れる径路が全く異なっていることが明らかとなる。すなわち無負荷運転時には磁束が素直に鉄心歯部を通り抜け背部を流れる分布となるのに対し、始動時には回転子導体にうず電流が誘導されるために反作用が生じ、磁束が回転子表面を周方向に走る分布となる。そして第7図に示すように始動時に回転子表面に集中し

第 6 図 モデル機の固定子と回転子の位置
Fig. 6. Stator and rotor positions of model under investigation.

第 7 図 始動時の磁束分布 (鉄心の磁気飽和無視)
Fig. 7. Flux distribution on starting.
(with unsaturable core)

第 8 図 始動時の磁束分布 (鉄心の磁気飽和考慮)
Fig. 8. Flux distribution on starting.
(with saturable core)

第 9 図 無負荷運転時の磁束分布
Fig. 9. Flux distribution on no-load.

ようとする磁束は、この部分の鉄心に磁気飽和を生じさせるため、第8図に示すように鉄心の内側に入り込み回転子導体や固定子巻線を横切るようになる。このように、始動時の磁束は回転子導体のうず電流と鉄心の磁気飽和の影響を同時に受けて複雑な分布を示す。

〈3・3〉 始動電流の検討 回転子拘束試験時の電

第 10 図 回転子拘束試験時の電圧と電流

Fig. 10. Voltage v.s. current on locked rotor test.

圧と電流の関係を計算し、測定値と比較して第 10 図に示す。電圧と電流は両対数グラフ上にほぼ 1 直線で表される関係にある。図中、定格電圧に対する電流の値が始動電流である。図より計算値と測定値とは広い電圧の範囲で良く一致し、始動電流が計算により精度良く求められることがわかる。一方、無負荷電流については、計算値が 0.245 p. u. に対し、測定値が 0.253 p. u. となり、この場合も計算値と測定値が良く一致する結果を得た。

〈3・4〉 磁束密度分布の検討 モデル機の固定子鉄心の歯部と背部に第 11 図のようなさぐりコイルを巻いて磁束密度を測定し、計算値と比較検討をする。第 12 図にこのようにして測定した磁束波形の一例を示す。図からわかるように無負荷運転時の磁束波形はほぼ正弦波をしているが、始動時の磁束波形は鉄心の磁気飽和の影響を受けてひずみ波となる。計算では基本波成分について考えているから、測定した磁束の基本波成分の値と計算値を比較することにする。

回転子拘束試験において印加電圧を 0.33 p. u., 0.67 p. u., 1.0 p. u. の 3 通りに変化させたときに、固定子

第 12 図 固定子鉄心の磁束波形の一例

Fig. 12. Examples of flux waveforms of stator core.

鉄心の歯部と背部の磁束密度分布の計算をし、測定値と比較して示したのが第 13 図であり、両者はほぼ一致している。しかし始動時に相当する定格電圧を印加した場合、固定子鉄心歯部の磁束密度の計算値は測定値と幾分の差異が見られる。これは第 13 図の固定子鉄心歯部の磁束密度の大きさが、歯によって大きく変わっていることから明らかなように、固定子と回転子の位置関係によって歯部の磁束が微妙に変動するためと考えられる。つまり計算値と測定値を突合わせて比較するためには、両者の固定子と回転子の位置関係を正確に一致させる必要があるのに対して、定格電圧を印加したときにはその発生する強大な電磁力によって、測定中のモデル機の回転子がわずかに移動したためと考えられる。そこで、固定子鉄心歯をその両側の鉄心みぞにそう入した固定子巻線の相によって連続する四つの型に分け、それぞれの型の歯の磁束密度が、回転子位置の移動によってどのように変化するかを計算すると第 14 図を得る。この計算値は第 5 図において固定子巻線の位置を 1 みぞピッチずつずらした計四つの解析モデルにおける計算結果より求めたものである

第 11 図 さぐりコイルの位置

Fig. 11. Location of search coils.

第 13 図 回転子拘束試験時の磁束密度

Fig. 13. Variation of flux density in the stator core on locked rotor test.

第 14 図 固定子鉄心歯の型と磁束密度

Fig. 14. Variation of flux density of stator teeth patterns.

第 15 図 無負荷運転時の磁束密度

Fig. 15. Variation of flux density in the stator core on no load.

る。なお、これら四つの解析モデルについて始動電流の計算値は $\pm 1\%$ の精度で良い一致が見られた。第 14 図より測定値は計算値の示す磁束密度の範囲におおむね含まれることがわかる。

ところで、第 14 図を見ると平均的に磁束密度の大きい歯と小さい歯に分けられ、前者は固定子巻線の相が周方向に変化する部分に位置している。これは従来、相帯漏れリアクタンスとして考えていた漏れ磁束が顕著に現れたものであり、この現象は次に示す無負荷運転時にもわずかに現れる。

第 15 図は無負荷運転時の固定子鉄心歯部と背部の磁束密度分布の計算値と測定値を比較して示したものである。無負荷運転時には始動時のような歯の位置による磁束の変動も比較的小さく、計算値と測定値はほぼ一致している。

以上モデル機に対して、第 2 章で導いた解析手法を用いて始動特性を計算し、始動電流と固定子鉄心各部の磁束密度について測定値と比較した結果、計算値は測定値と良い一致が見られた。更に無負荷運転時の計算値も同様に測定値と良い一致が見られた。このように本解析手法は、かご形三相誘導電動機の電磁気現象

を細部にわたり考慮して計算する妥当な手法であり、この手法を用いれば始動電流を設計段階で精度良く予測できるようになる。

また、本解析手法はすべり周波数に応じた電気的諸特性が計算できるので、かご形三相誘導電動機の数値特性曲線が容易に求められるが、このときの計算精度については別の機会に報告したい。

7. むすび

かご形三相誘導電動機の始動特性を計算するために、鉄心胴部断面全域の電磁界を有限要素法を用いて解析し、電気特性を求める解析手法を導いた。この手法は、実断面形状と鉄心の磁気飽和および導体のうず電流を考慮して、すべり周波数で励磁した回転子拘束状態の電磁界を解析し、その解析を基本として固定子巻線に誘起する電圧を計算し、端子電圧とすべりを与えたときの、負荷電流、力率、トルクなどの電気特性を求めるものである。

更にこの手法を用いて始動特性を計算し、始動電流と固定子鉄心各部の磁束密度分布について測定値と比較し、両者が良く一致することを確認した。この結果、始動時の複雑な電磁気現象が細部にわたり把握できるようになり、始動電流のより正確な計算が可能になったと考えられる。

終りに本研究を進めるにあたり終始ご指導いただいた日立製作所日立工場 広部長、日立研究所 渡辺部長に対して深く感謝申し上げる。また、解析にご援助いただいた日立研究所 織田村元氏、測定にご協力いただいた日立工場 小井戸正之氏、細金進氏始め関係各位に厚くお礼申し上げます。

(昭和 53 年 4 月 18 日受付、同 53 年 9 月 2 日再受付)

文 献

- (1) 伊丹・藤田：磁気飽和の影響を考慮した誘導電動機の始動特性算定法、日本船用機関学会誌 7, 2, 61 (昭 47-2)
- (2) 貝津：かご形誘導電動機の始動過渡特性計算のための定数決定法：電学論文誌 B 93, 6, 233 (昭 48-3)
- (3) K. Reichert: Die numerische Berechnung der Nutstreuung und der Wirbelströme in Nutenleitern elektrischer Maschinen, Arch. Electrotech 53, 2, 69-83 (1969)
- (4) 中村・野村：誘導電動機 2 次導体の表皮効果の解析、昭 52 年電気学会大会 No. 869
- (5) B. J. Chalmers, et al.: Saturated leakage reactances of cage induction motors, Proc. Instn. Elect. Engrs 116, 8, 1395 (1969-8)
- (6) J. R. Brauer: Flux patterns by the finite element method, Appl. Magn. Workshop 3, 193 (1975)

- (7) M. Cistelecan & P. Onica: New improvements in the computation of the polyphase induction-motor magnetic circuit. *Proc. Instn Elect. Engrs* 123, 4, 335 (1976-4)
- (8) P. Silvester & M. V. K. Chari: Finite element solution of saturable magnetic field problems. *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-89, 7, 1642 (1970-9/10)
- (9) 伊藤, 他: 負荷運転時の回転電機に対する有限要素法を用いた解析, 昭 51 年電気学会全大 No. 501
- (10) 織田村・伊藤: 強周期ポアソン方程式の有限要素法による解法, 昭 51 年電気学会全大 No. 10
- (11) 伊藤, 他: 有限要素法を用いたかご形 3 相誘導電動機の始動特性解析, 昭 52 年電気学会東京支部大会 No. 193
- (12) M. V. K. Chari: Finite element solution of the eddy-current problem in magnetic structures. *IEEE PES S-M T* 73, 320-9 (1973-6)
- (13) 地藏, 他: 吸引式磁気浮上車の高速走行浮上特性の解析, 電学論誌 B, 97, 4, 215 (昭 52-4)
- (14) T. Sato, et al.: Solution of magnetic field, eddy current and circulating current problems, taking magnetic saturation and effect of eddy current and circulating paths into account. *IEEE PES W-M A* 77, 168-8 (1977-1)
- (15) J. Donea, et al.: Finite elements in the solution of electromagnetic induction problems. *Int. J. Num Meth Eng* 8, 359-367 (1974)