UDC 621.313.33.012.7: 621.3.016.1/.017.1
621.3.013.5

論文

53-B50

スロット高調波を考慮した表面導体形 誘導機の等価回路

正員 市川 政 一 (職業訓練大)

正員 見 城 尚 志 (職業訓練大)

1. ま え が き

表面導体形誘導機やドラッグカップ形誘導機においては、これらが多相平衡運転され、かつ機械損が十分小さい場合でも無負荷すべりが他種の誘導機に比べて大きいことが一つの特徴である。

文献(1)ではポインティングの定理に基づいた電磁界理論によって、この原因が固定子スロットによるギャップ磁界の脈動によることが示唆されている。しかしながら、表面導体形誘導機においてはこのようなスロット高調波の影響を等価回路に反映する試みはまだ報告されていないようである。

本論文では一つの単純な理論によって本機の等価回路について論じ、特にスロット高調波の本質的影響を考察することによってできるだけ簡単な等価回路として反映する方法を示す。また得られた等価回路の特徴を述べるとともに、実験によってその実用性を確かめる。さて、表面導体形誘導機はその回転子が成層鉄心の外周に極めて薄い導体層をもつ構造であり、二重層塊状回転子形誘導機の特長形と考えることもできる。この観点から本論文に関連ある文献として、例えば山田(速敏)氏⁽²⁾また片岡氏⁽³⁾のものがあるが、これらは基本波のみに対する解析を統一的行なって一般的等価回路を導いているが、表面導体形については詳しくは述べていない。またスロット高調波に対する取扱いは山田(速敏)氏の論文⁽⁴⁾に見られるが、かご形塊状鉄心誘導機の無負荷鉄損のみを対象としている。

一方、原理上で本機に類似した機械としてドラッグカップ形誘導機があるが、これについて山田(博)氏⁽⁵⁾はスロット高調波の影響を簡単な等価回路として反映している。しかしながら、そこでは解析的説明が明示

されておらず、また付加された回路に見られる高調波損失はすべりの範囲によっては負となることがあり、物理的解釈上から疑問が残るように思われる。

このように、表面導体形誘導機におけるスロット高調波の影響に関する本格的研究はこれまで報告されていない。

次章においてはギャップ磁束密度の表現式を示し、まず基本波に対する等価回路を導く。次にスロット高調波成分がもたらす出力ならびに損失を考察し、これらの影響を簡単な近似等価回路として表現する過程を述べる。このようにして得られた等価回路にはスロット高調波による影響の物理像の明確さを初め、幾つかの特徴が備わっている。これらについては第3章で詳しく述べる。第4章においては、具体的な実験例を示し、その結果が等価回路によってうまく説明されることを述べる。

なお、スロット高調波による漏れリアクタンスへの影響については本論文では解析の対象としていない。

2. 理 論

〈2・1〉 ギャップ磁界の取扱い 本論で考察する表面導体形誘導機は第1図のような構造をもつ。すなわち、固定子は通常の回転機に見られるように成層鉄心の半閉スロットに電機子巻線がそう入された形式であり、一方、回転子は円筒形成層鉄心の表面にごく薄

第1図 表面導体形誘導機の構造

Fig. 1. Cross-sectional structure of a surface-conductor induction motor used for theoretical analysis.

Equivalent Circuit of a Surface-Conductor Induction Motor Under the Effect of Slot Harmonics. By Masaichi Ichikawa. Member & Takashi Kenjo, Member (The Institute of Vocational Training).

市川政一: 正員, 職業訓練大学校電気科
見城尚志: 正員, 職業訓練大学校電気科

第2図 ドラッグカップモータの横断面

Fig. 2. Cross-sectional view of a drag-cup motor similar to a surface-conductor motor in electro-magnetic principle.

い導体層をもっている。またギャップ（固定子内表面と回転子鉄心の外表面間の領域）は通常、固定子のスリット幅に比べて十分小さく作られるが、表現の都合上拡大して図示している。なお、参考としてドラッグカップ形誘導機の横断面図を第2図に示す。表面導体形との相違は次の2点にある。

- (1) 回転子導体と内鉄心の間にギャップがある。
- (2) 内鉄心は固定子に取付けられている。

しかし、内鉄心は絶縁成層構造のため、わずかの鉄損の発生を除いて電磁界上の効果は表面導体形の場合と同じである。よって両者は類似の機械である。

このような回転子構造の特殊性のために、固定子スリット構造によるギャップ磁界の脈動（以下、スリット高調波と呼ぶ）が本機の特性に直接に影響すると予想される（これに対して、かご形誘導機の場合には、回転子側の工夫、例えば斜めスリットやスリット数の選定などによってこの影響を軽減することができる）。なお、通常スリット高調波といえば起磁力高調波による寄与も含まれるが⁽⁴⁾、本論文では後述する出力と損失に関しては影響が小さい場合を取扱うものとし、解析の対象から除く。

この観点から、まずギャップ磁界の表現式について考察する。固定子巻線は対称 m 相で、これによって作られる起磁力分布は正弦波状と仮定する。ギャップ中に導体層がない場合、回転子鉄心表面における磁束密度の法線成分は Weber 氏⁽⁶⁾の考え方を利用すれば次式の有限級数として表わすことができる。

$$B_g = B_{F0} \sin(\omega t - p\theta) \left[1 + 2 \sum_{w=1}^n \xi_w \cos wN\theta \right] \\ = B_{F0} \left\{ \sin(\omega t - p\theta) + \sum_{w=1}^n \xi_w [\sin(\omega t - p\nu_+ \theta) + \sin(\omega t - p\nu_- \theta)] \right\} (T) \dots (1)$$

ここで、 B_{F0} : 基本波磁束密度の最大値、 ω : 電源角周波数、 p : 極対数、 w : スリット高調波の次数、 N :

スリット総数、 t : 時間、 θ : 固定子内表面に沿った座標で、ある歯の中央部を原点とする。また ξ_w は次式で与えられる。

$$\xi_w = (-1)^{w+1} \beta 2^{-2n+1} 2n C_{n-w} / \\ (1 - 2^{-2n+1} \beta 2n C_n) \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 τ : スリットピッチ、 O : スリット幅、 δ' : ギャップ長とすると n は $(\tau - O)/O$ に近い整数として選び、また β は次式から求める。

$$\beta = \frac{(1-u)^2}{2(1+u^2)}, \quad u = \frac{O}{2\delta'} + \sqrt{1 + \left(\frac{O}{2\delta'}\right)^2}$$

更に、(1)式中の ν_+ および ν_- は

$$\nu_{\pm} = 1 \pm wN/p \quad (\text{複号同順}) \dots \dots \dots (3)$$

である。

(1)式によれば、ギャップ磁界には固定子スリットによるギャップパーミアンスの脈動の影響によって、基本波のほかに w の値に応じて ν_+ 次の正相波と ν_- 次の逆相波を含めて総計 $2n$ 個のスリット高調波が現われることになる。ここでは第 w 次スリット高調波対（対応する正相波と逆相波をこのように呼ぶことにする）の振幅の基本波振幅に対する比が ξ_w で与えられることになる。実際には更に高次の高調波（ $n=\infty$ まで）が存在しうが、有効な ξ_w は低次の数項にとどまるから、(1)式は一つの有力な近似式と考えられる。

次に第1図のように表面導体層をもつ回転子が任意のすべりで回転している場合を考える。この場合、導体層には電流が誘導され、この影響によってギャップ磁束密度分布はその振幅ならびに位相において変化を受けるはずである。しかし以下の理論では、これらの高調波のもたらす本質的な作用をできるだけ単純な手続によっては握ることを目的とするので、少々大胆ながら振幅については変化が小さい（すなわち、(1)式の形を保存する）ものとし、次式を仮定する。

$$B_g = B_F \left\{ \sin'(\omega t - p\theta + \varphi_F) \right. \\ \left. + \sum_{w=1}^{\infty} \xi_w [\sin(\omega t - p\nu_+ \theta + \varphi_{w+}) \right. \\ \left. + \sin(\omega t - p\nu_- \theta + \varphi_{w-})] \right\} (T) \dots (4)$$

ここで、 B_F : 表面導体がある場合の基本波磁束密度の最大値、 φ_F : ・本波に対する位相差、 $\varphi_{w\pm}$: 第 $\nu_{\pm}$ 次スリット高調波に対する位相差である。また以下においては特にことわらない限り $\sum_{w=1}^{\infty}$ を Σ として記すことにする。更に、以下の理論では、第1図に示すような空間に静止した円筒座標系 (r, θ, z) を使用し、

かつ次の仮定を設けるものとする。

(1) 固定子および回転子鉄心は絶縁成層されてお
り、それらの透磁率は無限大とする。

(2) ギャップ磁界は、半径方向成分のみをもつと
し、円周方向に沿って(4)式の形で分布する。また軸
方向分布は回転子軸長にわたって一様であるとする。

(3) 回転子表面導体は十分薄く、そこに誘導され
る電流については表皮効果を無視する。また電流は軸
方向成分のみをもつとし、回転子の終端効果⁷⁾による
電流値の低下は導体導電率に対して終端効果係数を乗
じて考慮するものとする。

以下、(4)式に従って基本波ならびにスロット高調
波磁界に分けて考察を進める。

〈2・2〉 基本波に対する等価回路 まず本機の基
本波に対する等価回路を導く。このために固定子スロ
ット内に離散して巻かれた各相の巻線を、それらが作
る基本波起磁力に関して等価な起磁力を与えるような
連続分布巻線によって仮想するとすれば、第 k 相巻線
の固定子に沿った導体密度分布は次式で表現できる。

$$Z(k) = (2K_W W / \pi) \times \cos[p\theta - 2\pi(k-1)/m] \text{ (rad)}^{-1} \quad (5)$$

ここで、 K_W : 固定子巻線の基本波に対する巻線係数、
 W : 毎相の直列巻回数、 m : 相数、 θ : 第一相($k=1$)
巻線相帯の中央を原点とした周辺位置である。

また、第 k 相巻線を通れる電流を次式で置けば、

$$i(k) = \sqrt{2} I \cos[\omega t - 2\pi(k-1)/m] \text{ (A)} \quad (6)$$

但し、 I : 電流の実効値

固定子巻線が作る合成起磁力密度はよく知られている
ような次式となる。

$$F_S = \sum_{k=1}^m Z(k) i(k) = (\sqrt{2} m I K_W W / \pi) \cos(\omega t - p\theta) \text{ (A/rad)} \dots (7)$$

一方、回転子が基本波ギャップ磁束密度 $B_{\theta F}$ 、

$$B_{\theta F} = B_F \sin(\omega t - p\theta + \varphi_F) \text{ (T)} \dots (8)$$

に対してすべり s で運転している場合、回転子による
起磁力密度 F_R は回転子電流密度(回転子周辺 1 ラジ
アンあたりの電流)に等しい。この回転子電流密度は
(8)式の磁束密度、これに対する導体の相対速度なら
びに仮定(3)を考慮した単位ラジアンあたりのコンダ
クタンスの相乗積で求められるから、結局、次式を得
る。

$$F_R = i_R = (s \omega R^2 d k_\lambda \sigma B_F / p)$$

$$\times \sin(\omega t - p\theta + \varphi_F) \text{ (A/rad)} \dots (9)$$

ここで、 i_R : 回転子電流密度、 s : 基本波に対するすべ
り、 R : 回転子導体層の平均半径、 d : 表面導体の厚
さ、 σ : 表面導体の固有導電率、 k_λ : 表面導体の基本
波に対する導電率の終端効果係数である。

更に基本波に対するギャップ長としては、幾何学的
ギャップ長 δ' にカーター係数 k_c を乗じた実効ギャ
ップ長 δ を使用する。また(5)式の仮想導体は固定子鉄
心の内部にあるものと考え、仮定(1)によって起磁力
を消費しないとする。この場合、本機は第3図のよう
に平滑ギャップをもつことになり、固定子および回転
子の両電流層を含む閉ループについてアンペアの法則
を適用すれば次式が成立つ。

$$F_S + F_R = -\delta (\partial H_{\theta F} / \partial \theta) \dots (10)$$

ここで、 $\delta = k_c \delta'$ 、 $H_{\theta F}$: 基本波に対するギャップ磁界
強度で、 $H_{\theta F} = B_{\theta F} / \mu_0$ 、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ である。

(7)~(9)式を(10)式に代入し、 $p\theta = 2\pi(k-1)/m$
と置いてその結果を(6)式と関係づけると、第 k 相巻
線電流は次式で表わされる。

$$i(k) = \frac{\pi p B_F}{m K_W W} \left\{ \frac{\delta}{\mu_0} \cos[\omega t - \alpha(k)] - \frac{s \omega R^2 d k_\lambda \sigma}{p^2} \sin[\omega t - \alpha(k)] \right\} \text{ (A)} \quad (11)$$

ここで、 $\alpha(k) = 2\pi(k-1)/m - \varphi_F$ である。

一方、第 k 相固定子巻線に(11)式の電流を流すのに
必要なギャップ励磁電圧 $v_g(k)$ はギャップ磁束によっ
て巻線に誘導される電圧と平衡(同値で異符号)する
ものとして求められる。よって、

$$v_g(k) = - \int_0^{2\pi} (\omega R / p) L B_{\theta F} Z(k) d\theta = -(2\omega R L K_W W B_F / p) \times \sin[\omega t - \alpha(k)] \text{ (V)} \dots (12)$$

但し、 L : 固定子鉄心の軸方向長さである。

従って、基本波に対するギャップ励磁電圧端子から
見た等価回路は、(11)、(12)式の関係の視察を通して

第3図 アンペアの周回積分路

Fig. 3. A closed path used for Ampere's integral law.

第4図 基本波に対する等価回路の表現

Fig. 4. Three-types of equivalent circuit for the fundamental.

第4図(a)のように示すことができる。但し、図中の量記号の内容は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} x_g &= 2m\omega RL(K_W W)^2 \mu_0 / \pi p^2 \delta \quad (\Omega) \\ R_F/s &= 2mL(K_W W)^2 / \pi R d k_\lambda \sigma s \quad (\Omega) \\ V_g &= \sqrt{2} \omega RL K_W W B_F / p \quad (V) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ここで、 $x_g, R_F/s$: 基本波に対する励磁リアクタンスならびに二次抵抗、 V_g : ギャップ励磁電圧(実効値)。

(13)式は二重層塊状回転子形誘導機に関して得られた結果⁽²⁾⁽³⁾と実質的に一致していることがわかる。

ところで、第4図(a)においては二次抵抗から発生する出力および損失の内容が不明であるので、これらを発生機構に立ち返って吟味する。表面導体の単位ラジアンあたりに発生する出力は平均半径、軸長、回転角速度、電流密度 i_R ならびに磁束密度 $B_{\theta F}$ の相乗積として、また損失は単位ラジアンあたりの抵抗と電流によるジュール損として求められる。従って、回転子の全出力 P_0 および全損失 P_L は

$$\left. \begin{aligned} P_0 &= s(1-s)\pi(\omega/p)^2 R^3 L d k_\lambda \sigma B_F^2 \quad (W) \\ P_L &= s^2 \pi(\omega/p)^2 R^3 L d k_\lambda \sigma B_F^2 \quad (W) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

となり、これらの1相分は(13)式を参照すれば、次式で表現できる。

$$\left. \begin{aligned} P_0/m &= V_g^2 / (R_F/s(1-s)) \\ P_L/m &= V_g^2 / (R_F/s^2) \\ (P_0 + P_L)/m &= V_g^2 / (R_F/s) \end{aligned} \right\} (W) \quad (15)$$

上式を参照すれば、第4図(a)の等価回路は(b)図の直列形、または(c)図の並列形のように物理的意味を明示したものとして表現できることになる。

なお、(c)図のように出力抵抗と損失抵抗を等価回路上で並列に置く方法は、次節のスロット高調波の作用を反映する際に便利であることがわかる。

〈2・3〉 スロット高調波による出力と損失

スロット高調波の作用としては、一般には漏れリアクタンスに対するものと、出力ならびに損失に対するものがある。本論文では、前者は一次漏れリアクタンスへの付加項として現われるものと考え、特に後者について出力ならびに損失の近似計算式の誘導とこれらを等価回路へ反映する方法を検討する。

まず、(4)式中に現われる第 w 次スロット高調波対の磁束密度を次式で置くことにする。

$$B_{\theta v \pm} = \xi_w B_F \sin(\omega t - p v_\pm \theta + \varphi_{w \pm}) \quad (T) \quad (16)$$

これらの高調波磁界下で回転子表面導体に誘導される電流密度 $i_{Rv \pm}$ は、各高調波に対するすべりを $s_{v \pm}$ と置けば次式として得られる。

$$\begin{aligned} i_{Rv \pm} &= (s_{v \pm} \omega R^2 d \sigma \xi_w B_F / p v_\pm) \\ &\quad \times \sin(\omega t - p v_\pm \theta + \varphi_{w \pm}) \quad (A/rad) \end{aligned} \quad (17)$$

上式では導電率の終端効果係数を1と置いているがこれは次の理由による。すなわち高調波の極対数については一般に $|p v_\pm| \gg p$ が成立するから、これらの磁極ピッチは軸長 L に比べて十分小さくなる。従って電流の流路についてはその形状は回転子終端の処理法(端絡環の有無など)によって影響を受けるものの、その長さはほぼ $2L$ と見なせ、実効的に終端効果を無視できるからである。また、高調波に対するすべりは基本波すべりと次の関係にある。

$$s_{v \pm} = 1 - v_\pm(1-s) \quad (18)$$

さて各高調波磁界がもたらす出力および損失は、基本波の場合と同様の考え方に従い、かつ(16)~(18)式を用いて計算できる(付録参照)。この結果、一般に第 w 次高調波対による1相あたりの合成出力および合成損失[それぞれ(付4)、(付5)式参照]については、大きさに関しては出力が損失よりもごくわずかに小さいだけで、実質的には両者は等しいとして近似できることがわかる。更に、これらのすべり s に対する関数形は $(1-s)^2$ となること、また出力の符号が負であるのに対し損失の符号は正となることに注目すべきである。

このようにしてスロット高調波全体による1相あたりの出力および損失は次式で近似計算し得ると結論される。

$$\left. \begin{aligned} \sum_{w=1}^{\infty} (P_{0v+} + P_{0v-})/m &\approx -V_g^2 (1-s)^2 / R_H \\ \sum_{w=1}^{\infty} (P_{Lv+} + P_{Lv-})/m &\approx V_g^2 (1-s)^2 / R_H \end{aligned} \right\} (W) \quad (19)$$

但し、 $P_{0v \pm}$: 第 w 次高調波対による出力、 $P_{Lv \pm}$: 同

損失, V_o : 基本波に対する励磁電圧の実効値, また

$$R_H = m L (K_w W)^2 / \pi R d \sigma (\sum \xi_w^2) \\ = k_\lambda R_F / 2 (\sum \xi_w^2) (\Omega) \dots \dots \dots (20)$$

である。

(19)式によれば, 高調波による負の出力(この値は損失の値に等しい)は本機が電動機として動作している場合なら, 同期速度($s=0$)に近づくほど大きくなる。従って, これが本機の無負荷すべりを大きくする原因となり得ることを示唆している。もしも機械損が無視できる場合なら, 無負荷すべり s_0 は基本波出力[(15)式]とこの高調波出力の和を零と置いて求められ,

$$s_0 = (1 + R_H / R_F)^{-1} = [1 + k_\lambda / 2 (\sum \xi_w^2)]^{-1} \dots \dots \dots (21)$$

となる。これは文献(1)で得られた結果と一致している。

上式は, 本機の無負荷すべりに関する次の重要な性質をも示唆している。

(1) 無負荷すべりは, ギャップ磁界の高調波含有率の自乗和 $\sum \xi_w^2$ (以下, 単に高調波含有率と呼ぶ) が大きいほど, また回転子導体の終端処理が不完全(k_λ が小)なほど大きくなる。

(2) しかしながら, これは表面導体の材質ならびに温度, また電源周波数には依存しない。

ところで残された問題は, これらの高調波による出力と損失を基本波の等価回路にいかに関与するかである。(19)式の出力と損失の和を求めると零になってしまうので, 基本波の場合[(15)式の第3式参照]に採用できた第4図(b)のような直列形回路として表現することは不可能である。しかし, (19)式が基本波に対する励磁電圧 V_o と関係づけられていることから, 第5図に示すように, 出力ならびに損失に対応する抵抗を基本波回路の励磁端子にそれぞれ並列に接続するのが妥当であろう。このようにして, スロット高調波の本質的影響が反映された等価回路が理論的に求められた。

この等価回路に, 本論文で考察の対象外にあった固定子巻線の一次漏れインピーダンス(1相あたりの巻線抵抗 r_1 , コイル端およびスロット内の漏れリアクタンスならびにスロット高調波による漏れリアクタンスの和の1相分 x_1 とする)と鉄損抵抗(r_o)を導入することによって, 最終的な等価回路を第6図のようにまとめることができる。

3. 近似等価回路の特徴

第6図の等価回路はスロット高調波の作用の物理的

第5図 スロット高調波による出力および損失の反映

Fig. 5. Secondary resistances corresponding to output power and power loss due to slot harmonics.

第6図 表面導体形誘導機のスロット高調波を考慮した近似等価回路

Fig. 6. Approximated equivalent circuit of a surface-conductor induction motor which is deduced from Fig. 5.

意味がは握しやすい形になっており, また二次回路にはリアクタンスが含まれていないので回路定数が簡単な試験を通して分離し得るという特徴をもつ。これらの具体的内容を次に述べる。

(1) スロット高調波の出力抵抗および損失抵抗の合成値はすべりとは無関係に常に無限大である。従って電源に対する本機の電気的特性は基本波回路によって決定されるといえる。しかし高調波に関しては, その出力は負であるからこの分だけ基本波出力が消費され, 電源電圧を借りて発電しながら同時に損失抵抗中で自家消費しているものと解釈することができる。

(2) $s=1$ の場合にはスロット高調波の影響は現れない。

(3) 高調波に対する抵抗 R_H は, 基本波に対する二次抵抗 R_F および無負荷すべりと次の関係にある[(21)式参照]。

$$R_H = (s_0^{-1} - 1) R_F \dots \dots \dots (22)$$

従って, R_F , s_0 を実測で求めれば, R_H を実験的に算出できる。一方, 理論的には R_H は(20)式から計算できるものであって, 回転子の終端効果の影響を受けない量である点が特徴である。

(4) この等価回路の定数は r_1 , x_1 , r_o , x_g , R_F および R_H の6個であるが, (22)式が成立するため実質的に5個となる。従って, 巻線抵抗の測定, 無負荷試験(この場合すべり s_0 も測定する)および拘束試験(この場合は始動トルクの測定は不要)を行なって得ら

れるデータを用いてこれらの定数を分離することができる。但し、他種の誘導機の場合と異なって本機の場合には、励磁リアクタンスと基本波の二次抵抗は同程度の値をもつので、定数の分離計算の際に注意する必要がある。

4. 実験ならびに検討

〈4・1〉 実験機の特徴 実験機は第1表に示したデータをもつ小形機である。この固定子巻線が作る起磁力高調波に関しては次のことが言える。高調波の出力（または損失）への影響は付録に見るように、その振幅の2乗に比例して現われる。高調波の基本波に対する振幅比については、高調波巻線係数と基本波巻線係数の比を、その次数で除して近似計算する方法⁽⁴⁾がよく知られている。この方法によってすべての高調波の基本波に対する振幅の2乗和を計算すると約0.023となり、そのほとんどはスロット高調波によって占められる。

しかし上記の計算法では、固定子各相巻線は一樣なパーミアンスをもつギャップ中に幅を持たずに離散的に配置されるものと仮定されている。一方、現実の巻線は第1図のごとくギャップ中でなく、固定子鉄心の奥にあるスロット中に、スロット幅にわたって分布配置されるので、ギャップ中の起磁力高調波は上記計算法の場合より小さく現われると予想される。

一方、ギャップパーミアンスの脈動に基づくスロット高調波の振幅の2乗和は Weber 氏⁽⁶⁾の方法による

第1表 実験機のデータ
Table 1. Data of test motors.

定 格	3相, 4極, 50Hz, 100√3 V, 30W	
固定子	鉄 心	内径 55.2 mm, 積厚 35 mm スロット数 24, 開口幅 1.8 mm スロットピッチ 7.23 mm
	巻 線	毎相の直列巻回数 768 巻線ピッチ 5/6 (重ね巻) 毎相の巻線抵抗 21.7 Ω (27°C), Y結線
	巻線係数* (絶対値)	基本波およびスロット高調波: $K_W = K_{11} = K_{13} = K_{23} = K_{25} = \dots = 0.933$ その他の空間高調波: $K_5 = K_7 = K_{17} = K_{19} = \dots = 0.067$
回転子	鉄 心	外径 54.4 mm, 積厚 35 mm
	表面導体	材料: 軟銅, 厚さ 0.2 mm 導電率 $\sigma = 5.8 \times 10^7$ S/m (27°C)
	終端処理	端緒環なし (A機) 端緒環 (肉厚 7×幅 3mm) 付 (B機)
幾何学的ギャップ長		0.4 mm

注 * : $K_9 = K_{15} = \dots = 0.5$ であるが、3相平衡運転の場合は、考慮する必要がない。

と約0.068となるが、回転子導体層中ではこの値より若干大きくなることが予想される。

以上より、この実験機ではパーミアンス高調波が本質的寄与をしているといえ、本理論における頭初の仮定を満足しているものである。

一方、回転子は成層鉄心に軟銅パイプを圧入し、外径を仕上げて作ったもので、終端処理を異にする2種類を用意してある(第7図参照)。回転子 A は表面導体の軸長が鉄心長に等しく、終端が開放されているもの、また回転子 B は肉厚 7 mm×幅 3 mm の軟銅製端緒環が両終端に取付けてあるものである。以下、回転子 A および B を取付けた機械をそれぞれ A 機および B 機と呼ぶことにする。

〈4・2〉 無負荷すべり 第1章にも述べたように表面導体形誘導機の特徴の一つは無負荷すべりが大きいことであるが、これは本理論によれば(21)式で与えられる。各実験機に対してこの無負荷すべりの推定を試みる。このためには終端効果係数 k_n ならびにギャップ磁界の高調波含有率 $\sum \xi_w^2$ の値を知る必要がある。ここで k_n としては Russell-Norsworthy 氏の理論から計算される値を、また $\sum \xi_w^2$ としては Weber 氏の理論から計算される値を使用することにすれば、無負荷すべりの一つの理論値が求められる。この理論値と実測値を比較すると第2表のようになる。但し、 s_0 の実測値は、機械の印加電圧を変えて軽負荷の範囲で測定されるトルク対すべり特性から第8図に示した

第2表 無負荷すべりの理論値と実測値
Table 2. A comparison of no-load slips between calculated and measured.

	Russell 氏らの理論による k_n	s_0 の理論値	s_0 の実測値
A 機	0.332	0.170	0.193
B 機	1.00	0.064	0.080

注: 1. $\sum \xi_w^2$ として、本文(2)式で $n=3$, $\beta=0.297$ として計算した値 0.0341 を使用。
2. s_0 の実測値は 50 Hz に対するものである。

(a) 端緒環なし
(b) 端緒環 (厚さ 7 mm, 幅 3 mm) 付
表面導体, 端緒環ともに軟銅製

第7図 実験に使用した2種類の回転子
Fig. 7. Two types of rotor used for experiment.

方法によって外そうして求めたものである（この場合に、求まる機械的摩擦負荷は $1.5 \sim 2.0 \text{ mN} \cdot \text{m}$ の範囲にある）。

この結果によると実験値の方が若干大きい。この誤差の原因としては次のことが考えられる。

- (1) 本理論が近似的なものであること。
- (2) Russell 氏らの理論による k_A は磁界のフリンジングの効果が考慮されていないこと。
- (3) B機の場合、端絡環の導電率が有限であり、また工作上の問題もあって、終端処理が完全でないこと。

しかしながら、端絡環のない A 機の無負荷すべりが端絡環付の B 機の場合に比べて約 2.5 倍になっていることはうまく説明されている。

一方 s_0 の実測値は、実験中の機械の温度変化 ($25 \sim 50^\circ\text{C}$) に対しても不変であり、また周波数が $35 \sim 65 \text{ Hz}$ の範囲では第 9 図に示されるようにほとんど一定であることが確かめられた。

以上のことから (21) 式は s_0 と k_A に関する有用な関係式であることが示唆された。もし表面導体中での $\Sigma \xi \omega^2$ の推定が更に適切に行なえるならば k_A の逆算にも使用できると考えられる。

(4.3) 等価回路定数の分離測定 各実験機に対する等価回路定数は第 3 章 (4) で述べた 3 種の試験を行なって、得られるデータから計算によって分離できる。但し、これらの定数は後述する負荷特性の評価と直接に関係するので、機械温度が一定なる条件で求められる必要がある。このために固定子巻線中に熱電対を埋込んで温度を監視できるようにしてある。

50 Hz, 120 V (線間) の対称 3 相電圧を印加し、固定子巻線温度が $27.0 \sim 27.5^\circ\text{C}$ の範囲で一定に保って得た試験データを用い、電子計算機による繰返し計算法で、定数を正確に分離した。その結果を第 3 表に示す。また同表には理論値も併記している。

ここで励磁リアクタンス x_0 ならびにスロット高調波に対する二次抵抗 R_H については理論値と分離計算値がほぼ一致している。このことから、実験機におけるギャップ磁界の高調波含有率を (2) 式から求めることがほぼ妥当であると考えられる。また $k_A R_F$ の理論値と R_F の分離計算値を用いれば、各機における終端効果係数が逆算できる。この値は、A, B 両機に対してそれぞれ 0.302 および 0.686 となり、いずれも Russell 氏らの理論値より小さい。なお、一次漏れリアクタンス x_1 については各実験機で大きな差が現われているが、これは本論文では考察の対象としていない。

第 8 図 無負荷すべり s_0 の実測法

Fig. 8. Precise measurement of no-load slip s_0 .

A: A 機の場合, B: B 機の場合

第 9 図 無負荷すべりと周波数の関係

Fig. 9. No-load slip s_0 vs. frequency.

第 3 表 等価回路定数の分離結果と理論値の比較

Table 3. Experimental values of equivalent circuit constants and some theoretical values.

定 数	分 離 計 算 値		理 論 値
	A 機	B 機	
r_1 (Ω)	21.7	21.7	—
x_1 (Ω)	29.0	5.8	—
r_0 (Ω)	17.5	17.8	—
x_0 (Ω)	177.0	198.0	188.0^{*1}
R_F (Ω)	361.0	159.0	$k_A R_F = 109^{*2}$
R_H^{*3} (Ω)	1,510.0	1,830.0	$1,600.0^{*4}$

注 *1: (13) 式第 1 式で、カーター係数 $k_c = 1.23$ として計算

*2: (13) 式第 2 式で、 σ を 27°C における値を用いて計算

*3: (22) 式より計算

*4: (20) 式で $\Sigma \xi \omega^2 = 0.0341$ として計算

(4.4) 負荷特性 各実験機について電圧および機械温度を等価回路定数測定の場合と同一に保持し、負荷試験を行なった。この結果ならびに等価回路から計算で求めた結果を比較して第 10 図に示している。電流対すべりおよびトルク対すべり特性ともに実験値と計算値がすべりの全範囲にわたってよく一致している。

このことから本理論は近似的なものではあるが、最終的に得られた等価回路は実際の特性を極めてよく反映しており、簡単ながら実用性の点で優れたものである。

A: A機の場合, B: B機の場合, —: 計算結果,
○, ●: 実測値

第10図 電流, トルク対すべり特性の計算結果と実測値の比較 (3相, 50Hz, 線間電圧 120V 運転時)

Fig. 10. Comparison between characteristics calculated from equivalent circuit and experimental results (3-phase, 50Hz, line-to-line 120V operation).

ことが確かめられた。

5. むすび

本論文では表面導体形誘導機においてスロット高調波がトルクならびに損失に及ぼす影響を解析し, この影響を考慮した等価回路が導かれた。この等価回路は簡単で実用的である。また種々の実験によって本等価回路の妥当性が裏付けられた。これらを箇条書にすれば次のようにまとめられる。

- (1) スロット高調波によって基本波出力の一部, あるいは全部が消費されて回転子内で熱になる。
- (2) スロット高調波のために無負荷すべりが大きくなる。無負荷運転においては基本波出力がすべて高調波損失になるからである。
- (3) 無負荷すべりは回転子の終端効果係数が大きい (つまり終端処理が良い) ほど小さくなる。この関係は(21)式で与えられる。
- (4) 得られた等価回路による特性計算の結果は実験結果と極めてよい一致を示す。
- (5) 本理論はドラッグカップ形誘導機にも適用できると考えられる。

(昭和51年12月6日受付, 同52年11月15日再受付)

文 献

- (1) 見城: 電学論B, 95, 359 (昭50-7)
- (2) 山田(速敏): 電学誌 90, 947 (昭45-5)
- (3) 片岡: 電学論B, 95, 233 (昭50-5)

- (4) 山田(速敏): 電学誌 91, 1128 (昭46-6)
- (5) 山田(博): 航空宇宙技術研究所報告 TR-304 (昭47-11)
- (6) E. Weber: Electrotech. Z. (ETZ) 23, 858 (1928)
- (7) R. L. Russell & K. H. Norsworthy: IEE Paper No. 2525 U, 163 (1958)

付 録

1. スロット高調波による出力および損失式の誘導第 w 次スロット高調波対により回転子表面導体層に発生する単位ラジアンあたりの出力ならびに損失はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta P_{0v\pm} &= L i_{Rv\pm} (R\omega/p\nu_{\pm})(1-s_{v\pm}) B_{0v\pm} \\ \Delta P_{Lv\pm} &= (i_{Rv\pm})^2 L/Rd\sigma \end{aligned} \quad \text{..... (付1)}$$

但し, $B_{0v\pm}, i_{Rv\pm}$ および $s_{v\pm}$ はそれぞれ(16)~(18)式を参照。

従って, 回転子全周から生ずる出力および損失は

$$\begin{aligned} P_{0v\pm} &= s_{v\pm}(1-s_{v\pm})\pi(\omega/p\nu_{\pm})^2 R^3 L d\sigma \\ &\quad \times (\xi_w B_F)^2 \\ P_{Lv\pm} &= (s_{v\pm})^2 \pi(\omega/p\nu_{\pm})^2 R^3 L d\sigma (\xi_w B_F)^2 \end{aligned} \quad \text{..... (付2)}$$

となる。上式を(13)式を用いて変形すれば,

$$\begin{aligned} P_{0v\pm}/m &= [s_{v\pm}(1-s_{v\pm})/\nu_{\pm}^2] V_\phi^2 \xi_w^2 / k_\lambda R_F \\ P_{Lv\pm}/m &= (s_{v\pm})^2 V_\phi^2 \xi_w^2 / k_\lambda R_F \end{aligned} \quad \text{..... (付3)}$$

従って, 第 w 次高調波対に対して合成される出力および損失は(3)および(18)式を利用し, かつ $N \gg p$ を仮定して次のように近似計算される。

$$\begin{aligned} (P_{0v+} + P_{0v-})/m &= K_1 \xi_w^2 \left[\frac{s_{v+}(1-s_{v+})}{\nu_+^2} + \frac{s_{v-}(1-s_{v-})}{\nu_-^2} \right] \\ &= 2\xi_w^2 K_1 [(1-K_2)^{-1} - (1-s)](1-s) \\ &\approx -2\xi_w^2 K_1 (1-s)^2 \quad \text{..... (付4)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (P_{Lv+} + P_{Lv-})/m &= K_1 \xi_w^2 [(s_{v+}/\nu_+)^2 + (s_{v-}/\nu_-)^2] \\ &= K_1 \xi_w^2 \{ [\nu_+^{-1} - (1-s)]^2 \\ &\quad + [\nu_-^{-1} - (1-s)]^2 \} \\ &= 2K_1 \xi_w^2 \left[\frac{1+K_2}{(1-K_2)^2} - \frac{2(1-s)}{1-K_2} + (1-s)^2 \right] \\ &\approx 2\xi_w^2 K_1 (1-s)^2 \quad \text{..... (付5)} \end{aligned}$$

ここで, $K_1 = V_\phi^2/k_\lambda R_F$, $K_2 = (wN/p)^2$ である。

(付4)および(付5)式のそれぞれについて w に關する総和を計算すれば(19)式に帰結する。