可変周波数電源で駆動される誘導電動機の 伝達関数

三菱電機株式会社

三菱電機株式会社

三菱電機株式会社

熊 野 昌 義

杉 元 幸 郎

岩 本 雅 民

1. はじめに

交流電動機やサイリスタやトランジスタによる可変周波数電源とを組合せた、いわゆる「可変速交流電動機」は、その制御性や保守の容易さから近年急速に実用化が進められている。なかでも、交流電動機として誘導電動機を用いたシステムは、

(1) 界磁巻線がないため、本質的にブラシレスとなること

(2) 構造的にけんろうであること

(3) 比較的安価であること

などの長所があるため、「可変速交流電動機」の中でも将来の発展が最も期待されている。

しかし、このシステム開発における問題点の一つは誘導電動機の応答性が遅く、複雑であり、しかもその複雑さ故に、詳細な伝達関数が握されていないことにある。この問題点に関する研究は、過去に於ても幾つかなされている。たとえば、等価的直流機概念やテンソル解析を用いて論じたものがあり⁽¹⁾、わかりやすく、実用性も高いと考えられるが、モデル及び近似が直感的にすぎる点もあるようで、本論文で導出した筆者らの理論とは若干差異が認められる。

他に、Lipo 氏、仁田氏などを中心とする研究で、誘導電動機の伝達関数を、数値的に求める方法である⁽²⁾⁽³⁾。これは、理論的にかなり厳密なものと考えられるが、電子計算機によって数値的に解析するため、

電動機のパラメータと伝達関数の対応が明確でなく、システムのアナリシスには使用できても、シンセシスには比較的適用しにくいという難点がある。

本論文では、一つの試みとして、誘導電動機の空けき磁界に関する磁界方程式を 1 次元モデルで解くこと、すなわち空けき磁界の応答関数を解くことから出発して、誘導電動機の詳細な伝達関数を導出した。

この結果は構成図としてまとめられる。この伝達関数は、従来のそれに比べ、かなり詳細でありまた若干の差異があるが、これはモデルと近似の差異に基づくものであろう。なお、本論文で導出した理論の妥当性は、テンソル法による近似を用いないデジタルシミュレーション結果との比較によって裏づけられた。第 2 章には解析モデルと基本理論の導出を行ない実際の誘導機パラメータとの関係を示した。第 3 章では、伝達関数表示について述べ、更に構成図で示した。第 4 章には、本理論とデジタルシミュレーション法による計算結果の比較を行ない、本理論の妥当性を示した。

2. 解析モデルと基本式

第 1 図は誘導電動機空けき断面の 1 部分を解析モデルとして示したもので次の様に仮定する。

(1) スロット構造を無視し、空けきは一様(空けき長さ g)とする。

(2) 鉄心の透磁率は無限大とする。

(3) 空けきの磁界は 1 次元とする。すなわち、磁界は半径方向に一ようとする。

(4) 巻線は 1 次、2 次共シート状と近似し、それぞれ表面電流 $J_1(t, x)$, $J_2(t, x)$ を考える。

(5) 巻線のインピーダンスは集中定数として外部

Transfer Function of Induction Motor for Variable Frequency Drive. By Masayoshi Kumano, Member Sachirou Sugimoto, Member & Masatami Iwamoto, Member (Central Research Laboratory, Mitsubishi Electric Corporation)

熊野昌義: 正員, 三菱電機株式会社中央研究所

杉元幸郎: 正員, 三菱電機株式会社中央研究所

岩本雅民: 正員, 三菱電機株式会社中央研究所

第1図 解析モデル

Fig. 1. Idealized model for analysis of induction motor.

に付加することとする。

(6) 電動機の巻線や磁気回路が空間的に対称であるとする。

(7) 電源は各相バランスしているものとする。

いま、仮定(1),(2)より空げきにおける磁界方程式は(1)式によって表わされる。

$$B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t}, \quad I_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (1)$$

ここで、 I_z は空げき単位面積当りの電流で、仮定(3)から(2)式によって定義される。

$$I_z = 1/g \{J_1(t, x) + J_2(t, x)\} \quad (2)$$

また、2次回転子側に単位面積当りの抵抗 ρ 、漏れインダクタンス l を考慮して2次誘起電圧 $E_2(t, x)$ は(1)式から次式で表わされる。

$$E_2(t, x) = -dA_z/dt \\ = (\rho + l d/dt) J_2(t, x) \quad (3)$$

ここで、上記時間微分は速度で移動する2次側回転子上に固定した座標におけるものであるから1次側(固定子側)に変換すると、 $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial x$ である。ゆえに(1)~(3)式および $B = \mu H$ なる関係から

$$\frac{g}{\mu} \left(\rho + l \frac{\partial}{\partial t} + l v \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right) A_z \\ = - \left(\rho + l \frac{\partial}{\partial t} + l v \frac{\partial}{\partial x} \right) J_1(t, x) \quad (4)$$

が得られる。これが出発となる磁界方程式である。

〈2・1〉ベクトルポテンシャル 仮定(6),(7)よりベクトルポテンシャルおよび1次表面電流は次式で表わすことができる。

$$A_z = \{A_0 + A(t)\} e^{j(\theta_1 - kx)} \\ J_1(t, x) = \{J_{10} + J_1(t)\} e^{j(\theta_1 - kx)} \quad (5)$$

$$\text{ただし、} \theta_1 = \int_0^t \omega dt, \quad \omega = \omega_0 + \omega(t),$$

ω : 電源角周波数

(5)式において A_0, J_{10}, ω_0 は定常分を示し、 $A(t), J_1(t), \omega(t)$ は、微小変化分と考える。また、 $k = \pi/\delta$ (δ はポールピッチ) で kv は回転角周波数となる。速度

およびすべり周波数についても同様に、定常分 v_0, ω_{s0} および微小変化分 $v(t), \omega_s(t)$ によって、下式で示す。

$$v = v_0 + v(t) \quad (6)$$

$$\omega_s = \omega - kv = \omega_{s0} + \omega_s(t) \quad (7)$$

ゆえに、(5)および(7)式を(4)式に代入、微小変化分の高次の項を省略し線形化すると

$$\{1 + j(\tau_2 + \tau_m)\omega_{s0}\} A_0 + j(\tau_2 + \tau_m) A_0 \omega_s(t) \\ + \{1 + (\tau_2 + \tau_m)(\partial/\partial t + j\omega_{s0})\} A(t) \\ = \tau_m \rho \{ \{1 + j\tau_2 \omega_{s0}\} J_{10} + j\tau_2 J_{10} \omega_s(t) \\ + \{1 + \tau_2(\partial/\partial t + j\omega_{s0})\} J_1(t) \} \quad (8)$$

ただし、

$$\tau_2 = (l/\rho), \quad \tau_m = (\mu/gk^2\rho)$$

定常状態においては $A(t) = J_1(t) = \omega_s(t) = 0$ であるから(8)式から

$$A_0 = \tau_m \rho \frac{1 + j\tau_2 \omega_{s0}}{1 + j\tau_R \omega_{s0}} \quad (9)$$

(9)式を(8)式に代入、ラプラス変換して解くと微小変化分に関して下式を得る。

$$\bar{A}(p) = \tau_m \rho \frac{1 + \tau_2(p + j\omega_{s0})}{1 + \tau_R(p + j\omega_{s0})} \bar{J}_1(p) \\ - j\tau_m^2 \rho \frac{J_{10}}{[1 + \tau_R(p + j\omega_{s0})](1 + j\tau_R \omega_{s0})} \\ \times \bar{\omega}_s(p) \quad (10)$$

〈2・2〉電圧 1次誘起表面電圧は(1)式から、次式で表わされる。

$$E_1(t, x) = \{E_{10} + E_1(t)\} e^{j(\theta_1 - kx)} \\ = -\frac{\partial}{\partial t} \{A_0 + A(t)\} e^{j(\theta_1 - kx)} \quad (11)$$

先と同様、線形化近似を用い、ラプラス変換し、(9)(10)式を代入すると、誘起電圧の定常分、微小変化分は、それぞれ次式で表わされる。

$$E_{10} = -j\omega_0 \tau_m \rho \frac{1 + j\tau_2 \omega_{s0}}{1 + j\tau_R \omega_{s0}} J_{10} \quad (12)$$

$$\bar{E}_1(p) = -(p + j\omega_0) \tau_m \rho \left\{ \frac{1 + \tau_2(p + j\omega_{s0})}{1 + \tau_R(p + j\omega_{s0})} \right. \\ \times \bar{J}_1(p) - \frac{j\tau_m J_{10}}{[1 + \tau_R(p + j\omega_{s0})](1 + j\tau_R \omega_{s0})} \\ \times \bar{\omega}_s(p) \left. \right\} - j\tau_m \rho \frac{1 + j\tau_2 \omega_{s0}}{1 + j\tau_R \omega_{s0}} J_{10} \omega(p) \quad (13)$$

〈2・3〉発生トルク R を回転子半径、 P_0 を極数、 h_0 を電動機の長さ(鉄心の積み幅)とすると発生トルクは

$$T = \Re \left[P_0 R h_0 \int_0^\delta B_y(t, x) J_1^*(t, x) dx \right] \quad (14)$$

ただし、 $\Re$: 実数項、 $*$: 複素共役関数で与えられる。一方、(1), (5)式から

$$B_y(t, x) = -\frac{\partial A}{\partial x} = jk \{A_0 + A(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$J_1^*(t, x) = \{J_1 + J_1(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \quad \dots\dots (16)$$

であるから、(14)式に代入、線形化近似を行ないラプラス変換し、さらに(9), (10)式および $R = P_0/2k$ なる関係により、トルクの定常分および微小変化分は次式で示される。

$$T_0 = \frac{\delta h_0 P_0^2 \rho}{2} \cdot \frac{\omega_{s0} \tau_m^2}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} J_{10}^2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\begin{aligned} T(p) = & \frac{\delta h_0 P_0^2 \rho}{2} \cdot \Re \left[j \tau_m \frac{1 + \tau_2(p + j\omega_{s0})}{1 + \tau_R(p + j\omega_{s0})} \right. \\ & \times \{J_{10}^* \cdot \bar{J}_1(p) + J_{10} \cdot \bar{J}_1(p)\} \Big] \\ & + \frac{\delta h_0 P_0^2 \rho}{2} \cdot \frac{\omega_{s0} \tau_m^2 J_{10}^2}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \\ & \times \frac{\tau_R p + 1 - \tau_R^2 \omega_{s0}^2}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \cdot \frac{\bar{\omega}_s(p)}{\omega_{s0}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

〈2・4〉 運動方程式 トルクと回転数 ω_R の関数は次式で与えられる。

$$T - T_L = \left(J \frac{d}{dt} + D \right) \omega_R \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 T_L : 負荷トルク、 J : 慣性モーメント、 D : 制動係数

(19)式を定常分と微小変化分に分離してラプラス変換すると

$$\omega_R = \frac{1}{D} (T_0 - T_{L0}) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\bar{\omega}_R(p) = \frac{\bar{T}(p) - \bar{T}_L(p)}{J p + D} \quad \dots\dots\dots (21)$$

また、電動機のすべりに関しては(7)式から

$$\omega_{s0} = \omega_0 - (P_0/2)\omega_{s0} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\omega_s(p) = \omega(p) - (P_0/2)\omega_R(p) \quad \dots\dots\dots (23)$$

なる関係が得られる。

(5) 解析モデルと電動機パラメータ 誘導電動機の1相等価回路として、第2図に示した回路(鉄損は無視する)を考え、第1図の解析モデルと対応させ⁽⁴⁾、今まで用いた解析モデルと電動機との電圧・電流(添字 m で示す)の関係を求めると、付録に示す考察から次の様に与えられる。なお、図において r_1 は1次抵抗、 L_1 は1次漏れインダクタンス、 r_2 は1次換算2次抵抗、 L_2 は1次換算2次漏れインダクタンス、 L_m は励磁インダクタンスの値を示す。

第2図 等価回路

Fig. 2. Equivalent circuit of Induction motor.

$$\left. \begin{aligned} E_{10} &= \frac{-1}{\sqrt{2} h_0 k_w N} E_{m0} \\ E_1(t) &= \frac{-1}{\sqrt{2} h_0 k_w N} E_m(t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\left. \begin{aligned} J_{10} &= \frac{\sqrt{2} m k_w N}{\delta P_0} J_{m0} \\ J_1(t) &= \frac{\sqrt{2} m k_w N}{\delta P_0} J_m(t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 k_w : 巻線係数、 N : 1相当りの巻数、 m : 相数

である。同様に付録からインピーダンスの関係は次式で示される。

$$\tau_2 = \frac{L_2}{r_2}, \quad \tau_m = \frac{L_m}{\tau_2}, \quad \tau_R = \frac{L_2 + L_m}{r_2} \quad \dots\dots (26)$$

3. 伝達関数と構成図

〈3・1〉 電圧・電流関数 電動機の端子電圧 V_m は、1次側漏れインダクタンス L_1 、抵抗 r_1 を考慮すれば次式が成立する。

$$\begin{aligned} V_m = & \{V_{m0} + V_m(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \\ = & \left(r_1 + L_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \{J_{m0} + J_m(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \\ & + \{E_{m0} + E_m(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (27)$$

(27)式に誘起電圧の(12)式およびモデルとの関係を示す(24)~(26)式を代入すれば、端子電圧の定常分は次式で与えられる。

$$V_{m0} = (a + jb) J_{m0} \quad \dots\dots\dots (28)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} a &= r_1 + \frac{\tau_m \omega_{s0}}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \omega_0 L_m \\ b &= \omega_0 L_1 + \omega_0 \frac{1 + \tau_2 \tau_R \omega_{s0}^2}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} L_m \\ &= \omega(1 - K)(L_1 + L_m) + \frac{\tau_m}{\tau_R} \frac{\omega_0 L_m}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここで、 K : 1次2次間の結合係数

一方, (27) 式に (13) 式および (24) ~ (26) 式を代入, 線形化のため次項の $\omega(t) \cdot J_m(t)$ を省略してラプラス変換すれば, 変化分は次式で与えられる。

$$\tilde{V}_m(p) = (c + jd)\tilde{J}_m(p) + (e + jf)J_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) + (g + jh)J_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p) \dots (30)$$

ただし,

$$\begin{aligned} c &= r_1 + (1-K)(L_1 + L_m)p \\ &\quad + \frac{\tau_m}{\tau_R} L_m \frac{(\tau_R p + 1)p + \tau_R \omega_{s0} \omega_0}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \\ d &= \omega_0(1-K)(L_1 + L_m) \\ &\quad + \frac{\tau_m}{\tau_R} L_m \frac{(\tau_R p + 1)\omega_0 - \tau_R \omega_{s0} p}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \\ e &= \frac{\tau_m \omega_{s0}}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} L_m \\ f &= (1-K)(L_1 + L_m) + \frac{\tau_m}{\tau_R} L_m \frac{1}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \\ g &= -\frac{\tau_m \omega_{s0} L_m}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \left[1 - \frac{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega_0}{\omega_{s0}} \frac{\tau_R p + 1 - \tau_R^2 \omega_{s0}^2}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \right] \\ h &= -\frac{\tau_m \omega_{s0} L_m}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \\ &\quad \times \left[\omega_0 \tau_R \frac{\tau_R p + 1}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\tau_R \omega_{s0}} \left\{ 1 - \frac{(1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2)(\tau_R p + 1)}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \right\} \right] \end{aligned} \dots (31)$$

いま, 電流を入力源と考えた場合, 電圧ベクトルは第 3 図に示すようにその位相角も変化する。定常状態での振幅, および微小変化後の振幅は (28), (30) 式から次式で表わされる。

$$|V_{m0}| = \sqrt{a^2 + b^2} J_{m0} \dots (32)$$

$$|V_{m0} + \tilde{V}_m(p)| = \sqrt{a^2 + b^2} J_{m0} + 1/\sqrt{a^2 + b^2} \{(ac + bd)J_{m0}$$

第 3 図 電圧ベクトルの変化

Fig. 3. Behavior of voltage vector.

$$+ (ae + bf)J_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) + (ag + bh)J_{m0} \tilde{\omega}_s(p) \dots (33)$$

したがって, 振幅の変化分は

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{V}_m(p) &= |V_{m0} + \tilde{V}_m(p)| - |V_{m0}| \\ &= \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} [c\tilde{J}_m(p) + eJ_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) \\ &\quad + gJ_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p) + \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} [d\tilde{J}_m(p) \\ &\quad + fJ_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) + hJ_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p)] \dots (34) \end{aligned}$$

一方, 電圧を入力源と考えた場合の電流ベクトルは (28), (30) 式から次式で表わされる。

$$J_{m0} = \frac{a - jb}{a^2 + b^2} V_{m0} \dots (35)$$

$$\begin{aligned} \tilde{J}_m(p) &= \frac{c - jd}{c^2 + d^2} \tilde{V}_m(p) \\ &\quad - \frac{a - jb}{a^2 + b^2} (e + jf) V_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) \\ &\quad - \frac{a - jb}{a^2 + b^2} (g + jh) V_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p) \dots (36) \end{aligned}$$

したがって, 先と同様にして電流振幅の変化分は,

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{J}_m(p) &= |J_{m0} + \tilde{J}_m(p)| \\ &= \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cdot \frac{c}{c^2 + d^2} \{a\tilde{V}_m(p) \\ &\quad - eV_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) - gV_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p)\} \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cdot \frac{d}{c^2 + d^2} \{b\tilde{V}_m(p) \\ &\quad - fV_{m0} \cdot \tilde{\omega}(p) - hV_{m0} \cdot \tilde{\omega}_s(p)\} \dots (37) \end{aligned}$$

で表わされる。

〈3・2〉 トルク伝達関数 電流を入力源とした場合のトルク伝達関数は, 電流が基準ベクトルとなるため, (18) 式において $J_1 = J_1^*$ と置き (25), (26) 式の関係を用いれば

$$\begin{aligned} \tilde{T}(p) &= \frac{P_0}{2} m \frac{\tau_m \omega_{s0} L_m}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} J_{m0}^2 \\ &\quad \times \left\{ \left[1 + \frac{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \right] \tilde{J}_m(p) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\tau_R p + 1 - \tau_R^2 \omega_{s0}^2}{(\tau_R p + 1)^2 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \cdot \frac{\tilde{\omega}_s(p)}{\omega_{s0}} \right\} \dots (38) \end{aligned}$$

が得られる。一方, 電圧を入力源とした場合, 電流は (35), (36) 式で与えられるから (18) 式に代入, 同様にしてトルク伝達関数は

$$T(p) = \frac{P_0}{2} m \frac{\tau_m \omega_{s0} L_m}{1 + \tau_R^2 \omega_{s0}^2} \cdot \frac{V_{m0}^2}{a^2 + b^2}$$

第 5 図 電圧源駆動時の誘導電動機の伝達関数構成図

Fig. 5. Block diagram of transfer function for voltage-drive induction motor.

第 6 図 電流入力ステップ応答

Fig. 6. Step response for current input.

第 7 図 電圧入力ステップ応答

Fig. 7. Step response for voltage input.

ためである。

5. む す び

この論文では、誘導電動機の空けき磁界の応答性を論じることから出発して詳細な伝達関数を導出した。その結果は、構成図として第 4 図、第 5 図にまとめて示されている。

この導出理論は従来よりその信ぴょう性の保証されているテンソルを用いたデジタルシミュレーション

結果と比較され、極めてよく一致することが明らかにされ、その妥当性は裏づけられた。誘導電動機による可変速電動機の開発上の最大の問題点の一つは、その制御性であることを考えると、本論文で導出した詳細な理論はシステムのシンセシスの強力な武器として、不安定現象の解明、安定性の判断、制御特性の改善、など広く適用されるものである。

(昭和 50 年 7 月 25 日受付, 同 50 年 12 月 15 日再受付)

文 献

- (1) 平松, 他: 電気学会論文誌 94-B, 1 (昭 49-1)
- (2) T. A. Lipo & A. B. Plunkett: IEEE Trans. Power Apparatus Syst. PAS-93, 5, 1410 (1974-9/10)
- (3) 仁田, 他: 昭47電気学会全国大会 No. 499
- (4) 野中・吉田: 電学誌 90, 890 (昭 50-5)
- (5) 例えば, H. E. Jordan: IEEE Trans. Power Apparatus Syst. PAS-86, 6, 722 (1967-6)

付 録

1. 解析モデルと誘導電動機の対応

(1) 電圧の関係 (11)式で示した解析モデルの誘起表面電圧 E_1 と, 電動機誘起電圧実効値 E_m の最大値が等しいとして, 次式が得られる。

$$E_1 = \frac{-\sqrt{2}}{2h_0k_wN} \{E_{m0} + E_m(t)\} \dots\dots\dots (付1)$$

ただし, k_w : 巻線係数, N : 1 相当りの巻数

(2) 電流の関係 表面電流 J_1 による 1 極あたりの起磁力 F_s は

$$F_s = \int_0^\delta \{J_{10} + J_1(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} dx \\ = 2/jk \cdot \{J_{10} + J_1(t)\} e^{j(\theta_t - kx)} \dots\dots\dots (付2)$$

一方, 電動機 1 次電流実効値 J_m の作る起磁力の最大値 F_m は

$$F_m = \frac{m}{2} \frac{4}{\pi} \frac{k_w N}{P_0} \sqrt{2} \{J_{m0} + J_m(t)\} \dots\dots\dots (付3)$$

ただし, m : 相数

(付2)式の最大値と(付3)式が, 等しいとして

$$J_{m0} + J_m(t) = \frac{\delta p_0}{\sqrt{2} m k_w N} \{J_{10} + J_1(t)\} \dots\dots\dots (付4)$$

(3) インピーダンスの関係 (12)式で示した解析モデルの誘起電圧定常分 E_{10} に(付1), (付2)式を代入すれば

$$E_{m0} = j\omega_0 \tau_m \rho \frac{1+j\tau_2\omega_{s0}}{1+j\tau_R\omega_{s0}} \frac{2mh_0k_w^2N^2}{\delta P_0} J_{m0} \dots\dots\dots (付5)$$

が得られる。一方, 第2図の等価回路から

$$E_{m0} = j\omega_0 L_m \frac{r_2 + j\omega_0 L_2}{r_2 + j\omega_0 (L_2 + L_m)} J_{m0}$$

ここで, (付5), (付6)式において $\omega_{s0}=0$ の時を考える

$$L_m = \tau_m \rho \frac{2mh_0k_w^2N^2}{\delta P_0} \dots\dots\dots (付7)$$

同様に $\omega_{s0}=\infty$ の時では

$$L_2 = \tau_m \rho \frac{2mh_0k_w^2N^2}{\delta P_0} \dots\dots\dots (付8)$$

さらに, $\tau_2=0 (L_2=0)$ の場合を考えると

$$r_2 = \rho \frac{2mh_0k_w^2N^2}{\delta P_0} \dots\dots\dots (付9)$$

(付7)~(付9)式より, 電動機定数で表わされた下記の関係が得られる。

$$\tau_2 = \frac{L_2}{r_2}, \quad \tau_m = \frac{L_m}{r_2}, \quad \tau_R = \frac{L_2 + L_m}{r_2} \dots\dots\dots (付10)$$

2. 使用した主な記号

J_1, J_2 : 解析モデルの 1 次シートおよび 2 次表面電流, g : 空げき長さ

A_z : 空げき長さにおけるベクトルポテンシャル

E_z, I_z : 空げき単位面積当りの誘起電圧および電流

ρ, l : 2 次シート単位面積当りの抵抗および漏れインダクタンス

E_1, E_2 : 1 次および 2 次のシート単位面積当りの誘起電圧

H_y, B_y : 空げき磁界および磁束

μ : 空げきの透磁率, v : 回転子移動速度

ω, θ_t : 電源角周波数および位相

ω_R, ω_s : 電動機回転角周波数およびすべり角周波数

δ : ポールピッチ, R : 回転子半径, P_0 : 極数

h_0 : 電動機軸方向長さ(鉄心の積み幅)

T, T_L : 電動機発生トルクおよび負荷トルク

J : 慣性モーメント, D : 制動係数

r_1, r_2 : 1 次抵抗および 1 次換算 2 次抵抗

L_1, L_2 : 1 次および 1 次換算 2 次漏れインダクタンス

L_m : 励磁インダクタンス, k_w : 巻線係数

m, N : 相数および 1 相当りの巻数

E_m, J_m : 電動機 1 次積電圧および電流(実効値)

V_m : 電動機 1 次端子電圧(実効値)

K : 1 次 2 次間結合係数

F_s : 1 相 1 極当りの起磁力

τ_2 : 1 次短絡 2 次時定数 ($=L_2/r_2=l/\rho$)

τ_R : 1 次開放 2 次時定数 ($=(L_m+L_2)/r_2=(l/\rho) + (u/gk^2\rho)$)

$\tau_m = \tau_R - \tau_2$

$A_0, v_0, \omega_0, \omega_{s0}, E_0, J_{10}, T_0, E_{m0}, J_{m0}, V_{m0}$: 添字 0 は

それぞれの振幅の定常分を表わす

$A(t), v(t), \omega(t), \dots\dots$: 振幅の変化分を表わす

$\tilde{A}(p), \tilde{v}(p), \tilde{\omega}(p), \dots\dots$: ラプラス変換値を表わす

p : ラプラスの演算子