半閉磁路形単相交流リニアアクチュエータ

正員 前田
正員 藤田
正員 濱崎

勉 (石川高専)
宏 (富山大)
仁 (北陸電力)

1. ま え が き

連続した線形運動を得るためのリニアアクチュエータには、励磁方法から交流、直流あるいは永久磁石を利用するものなど種々の方式に分けられる⁽¹⁾。また運動状態から分けると推力が連続して作用する方式、あるいは短時間のみ作用する方法がある⁽²⁾。構造は一般的に複雑なものが多い。

著者らは、単相交流による電磁誘導を利用した極めて構造の簡単な磁気浮揚装置を試作し、その特性解析の結果について報告した⁽³⁾⁽⁴⁾。この装置に改良を加え、その動作特性を観察したところ、リニアアクチュエータとしての興味ある特性を得た。理論解析は、初めに装置の磁気等価回路を求め、この磁気等価回路に双対変換理論を適用して電気等価回路を誘導した。次に、この電気等価回路の回路方程式を解き、回路電流を求める。この電流を知ることにより諸特性を算出した。なお、より実的な特性解析をするため、磁気等価回路は異方性を含めた透磁率および漏れ磁束を考慮した。その結果、理論値と測定値は極めて良い一致をみた。

ここに示す装置は、装置の組合せおよび制御方法を考慮することにより、被加速子であるリングの発射、往復、任意位置での停止などの運動形態の実現が可能である。構造が簡単なことから、書類搬送、工作物移動、工作機への応用などが考えられ、OA用、工業用として容易に直線推力を得るシステムとして活用できるものとする。

2. 構造および駆動回路

試作したリニアアクチュエータは、図1に示す簡単な構造である。励磁巻線 W に単相交流電圧を加えると、磁束は中央鉄心 A と外部鉄心 B を通り、エアギャップ G を横切る閉回路を構成する。エアギャップ中に存在する非磁性体の導電性リング R (本装置ではアルミニウム製のものを使用した) を磁束が通過することになる。リングには誘導起電力が生じ、これに伴い非常に大きい短絡電流が流れる。この電流と通過する磁束とにより、リングには同図の右方向に推力が発生する。リングがエアギャップ中を移動する間は推力が作用し、右側の出口端でリングの速度は最大となる。

このリニアアクチュエータは、図2に示す回路により駆動する。電源は単相交流であり、ゼロクロス形SSRを通して励磁巻線に加えられる。この方法により、スイッチを入れたときの電圧の位相が常に零とな

図1 構造

Fig. 1. Schematic of linear actuator.

図2 駆動回路

Fig. 2. Driving circuit.

Single-Phase Linear Actuator with Semi-Closed Magnetic Circuit. By Tsutomu Maeda, Member (Ishikawa College of Technology), Hiroshi Fujita, Member (Faculty of Engineering, Toyama University) & Hitoshi Hamazaki, Member (Hokuriku Electric Power Co., Ltd.).

前田 勉: 正員, 石川工業高等専門学校

藤田 宏: 正員, 富山大学工学部

濱崎 仁: 正員, 北陸電力(株)

り、流れる電流成分の過渡項の大きさを一定とすることが可能となる。従って、同一条件による安定駆動を得ることができる。ただし、磁束密度、位相および推力などの特性を測定するときは定常状態の場合に相当し、SSRは無関係となる。

3. 定性的説明

リニアアクチュエータとして動作するための推力は交流磁界と導電性リングに誘導する電流の作用によって発生するものである。また、この導電性リングはくま取り巻線としても利用するため、エアギャップの磁束密度、磁束の位相がリングの長さおよび位置によって変化することになる。従って、推力の大きさを正確に知るためにはリングのくま取り効果を良く知る必要がある。長いリングを挿入した場合のくま取り効果については、既に多重くま取り効果と名付けて詳細な報告をした⁽⁴⁾。この多重くま取り効果を考慮したエアギャップの磁束密度および位相の変化を図3に示す。

リング挿入部分のエアギャップの磁束密度を B 、リングの誘導起電力を E 、リングの導電率を κ 、電流密度を J とすれば、推力密度 F はフレミングの法則を適用して次式で与えられる。

$$F = J \times B = \kappa E \times B \dots\dots\dots (1)$$

ここで、磁束密度は軸方向の関数となるから、エアギャップの左端からの距離を χ とすれば、 J, E はいずれも χ の関数となる。また、リングを横切る磁束の位相差は図3に示す傾向にあるから、磁束の位相差 α も χ の関数で表される。従って、任意の距離 χ の位置にあるリング部分の推力密度 $F(\chi)$ は単位ベクトルを用いて次のように表すことができる。

$$F(\chi) = j J_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi) - \theta(\chi)\} \times k B_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi)\}$$

図3 多重くま取り効果による磁束密度および位相の変化
Fig. 3. Variations of flux density and phase in the air-gap caused by multi-shaded effect.

図4 各部の長さ
Fig. 4. Lengths of each parts.

$$= i \{ J_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi)\} \times B_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi)\} \} \sin \gamma \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $\theta(\chi)$: 磁束密度と電流密度の位相差、
 γ : 磁束密度 B と電流密度 J の間になす角度
この装置においては、構造から $\gamma = \pi/2$ である。従って、 $J_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi) - \theta(\chi)\}$ および $B_m(\chi) \sin \{\omega t - \alpha(\chi)\}$ の実効値をそれぞれ $J(\chi), B(\chi)$ で表せば、任意の距離 χ の位置にあるリング部分の平均推力密度 $F_a(\chi)$ は次式で与えられる。

$$F_a(\chi) = J(\chi) B(\chi) \cos \theta(\chi) \dots\dots\dots (3)$$

従って、図4に示すように、リングのギャップ左側からの距離を H 、平均半径を r 、厚さを d 、長さを LR とすれば、全平均推力は次式で与えられる。

$$F = 2\pi r d \int_H^{H+LR} J(\chi) B(\chi) \cos \theta(\chi) d\chi \dots\dots\dots (4)$$

上式において、 $J(\chi), B(\chi), \cos \theta(\chi)$ などを定性的に与えたが、これら χ に関する定量的な数値の求め方を、この装置の磁気等価回路とその電気等価回路を利用して誘導する。

4. 等価回路

〈4・1〉 等価回路の誘導 前述のように、この装置では連続的な多重くま取り効果を生ずるので、リングを細分化して数値計算を行うことにする。細分化は分割数を多くするほど一般的には精度の高い結果を得ることができるが、あまり分割数が多くなると計算誤差が大きくなるので、リングの長さにより適当な分割数が必要である。

図5は磁束分布と各部の詳細な寸法を示したものであるが、同図のように有効エアギャップ内にある円筒リングを n 個に細分化し、円筒リングをこれらの微小リングの集合体であるとする。また、磁束は励磁巻線とギャップ前端部に漏れるものとし、磁束 ϕ_{11} の漏れる範囲 L_1 および磁束 ϕ_{12} の漏れる範囲 L_2 を図のように表す。図5と等価な磁気回路を図6のように与えることができる。同図において、各微小リングは

図 5 磁束と各部の長さ

Fig. 5. Flux distribution and lengths of each parts.

図 6 磁気等価回路

Fig. 6. Equivalent magnetic circuit.

実際は1ターンであるが、一般に等価回路の誘導に用いるように、単相交流励磁巻線の巻数に等しい N ターンのリングコイルと考える。また、この N ターンに換算したリングコイルの抵抗を r_{si} とする。

次に、図6の磁気回路に等価回路変換理論を適用して電気等価回路を導く⁽⁵⁾。ここで、より実際の等価回路を検討するため、鉄心の透磁率を考慮する。鉄心の異方性も考えて鉄心およびエアギャップの磁気抵抗分布を表したのが図7である。同図において、' および " のついたものは x 方向の磁気抵抗であり、" のついたものは y 方向の磁気抵抗である。これらの磁気抵抗分布と、図6のリングコイルの抵抗 r_{si} 、励磁巻線の抵抗 r_w および鉄損分の抵抗 r_f を考慮して図8の電気等価回路を導くことができる。

図8(a)において、 $L_{g11}, L_{g0}, L_{g1}, L_{g2}, \dots, L_{gn}, L_{g(n+1)}$ などの添字 g の付いたものはギャップ部分のインダクタンスを表し、 $L_{c11}, L_{c0}, L_{c1}, L_{c2}, \dots, L_{cn}, L_{c(n+1)}$ などの添字 c の付いたものは鉄心部分のインダクタンスである。

L_m は外部鉄心と中央鉄心の接続部のインダクタンスであり、 L_{11} は交流励磁巻線の漏れインダクタンス、 L_{12} はギャップ前端からの漏れ磁束による漏れインダ

図 7 磁気抵抗の配置

Fig. 7. Arrangement of magnetic resistance.

(a) インダクタンスによる回路

(b)リアクタンスによる回路

図 8 電気等価回路

Fig. 8. Equivalent electric circuit.

クタンスであるから、円筒リングの位置に関係なく装置固有の一定値になる。これに対して、 $L_0, L_1, L_2, \dots, L_n, L_{n+1}$ は円筒リングの位置によって $\Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_n, \Phi_{n+1}$ の値が変化するから、エアギャップ後端からの距離 χ の関数となって変化することになる。また、等価回路変換理論より、図6と図8(a)の間に次の対応関係がある。

$$\left. \begin{aligned}
 &\Phi_{11}, \Phi_0, \Phi_1, \dots, \Phi_i, \dots, \Phi_{n+1}, \Phi_{12} \longleftrightarrow \\
 &E_{g11}, E_{g0}, E_{g1}, \dots, E_{gi}, \dots, E_{g(n+1)}, E_{g12} \\
 &R_{11}, R_0, R_1, \dots, R_i, \dots, R_{n+1}, R_{12} \longleftrightarrow \\
 &L_{g11}, L_{g0}, L_{g1}, \dots, L_{gi}, \dots, L_{g(n+1)}, L_{g12} \\
 &NIr_1, NIr_2, \dots, NIr_n \longleftrightarrow I_1, I_2, \dots, I_n
 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 R : 各磁路の磁気抵抗、 N : 励磁巻線の巻数

〈4・2〉 回路定数の算定 漏れインダクタンス L_{11}, L_{12} はリングに無関係に一定である。これに対して、リングを分割幅 $4x$ で微小リングに細分化するものとし、その位置を図6に示すように決めると、 $L_0, L_1, L_2, \dots, L_n, L_{n+1}$ は $\chi_0, \chi_1, \chi_2, \dots, \chi_n, \chi_{n+1}$ によって決まる。

図5に示した寸法および座標値を使用して、各インダクタンスは次のように与えられる⁽⁶⁾。

$$L_m = \pi N^2 \left[\frac{(y_2^2 + y_3^2 - y_3^2)(LM/2 + L_0)}{\mu_x y_2^2 (y_5^2 - y_3^2)} + \frac{\ln(y_4/y_1)}{2\mu_y LM} \right]^{-1} \quad (6)$$

$$L_{l1} = \pi k N_2 \left[\frac{\ln(y_3/y_2)(y_2^2 + y_5^2 - y_3^2)L_1}{2\mu_0 L_1 \mu_x y_2^2 (y_5^2 - y_3^2)} \right]^{-1} \quad (7)$$

$$L_{g0} = \pi N^2 \left[\frac{\ln\{(y_1 + l_g)/y_1\}}{\mu_0 H} \right]^{-1} \quad (8)$$

$$L_{c0} = \pi N^2 \left[\frac{(y_1^2 + y_5^2 - y_3^2)H}{\mu_x y_1^2 (y_5^2 - y_3^2)} + \frac{\ln(y_2/y_3)}{2\mu_y H} \right]^{-1} \quad (9)$$

$$L_{gi} = \pi N^2 \left[\frac{\ln\{(y_2 + l_g)/y_2\}}{2\mu_0 \Delta x} \right]^{-1} \quad (10)$$

$$L_{ci} = \pi N^2 \left[\frac{(y_2^2 + y_5^2 - y_3^2)\Delta x}{\mu_x y_2^2 (y_5^2 - y_3^2)} + \frac{\ln\{y_3/(y_2 + l_g)\}}{2\mu_y \Delta x} \right]^{-1} \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (11)$$

$$L_{g(n+1)} = \pi N^2 \left[\frac{\ln\{(y_2 + l_g)/y_2\}}{2\mu_0 (W - (H + LR))} \right]^{-1} \quad (12)$$

$$L_{c(n+1)} = \pi N^2 \left[\frac{(y_2^2 + y_5^2 - y_3^2)\{W - (H + LR)\}}{\mu_x y_2^2 (y_5^2 - y_3^2)} + \frac{\ln\{y_3/(y_2 + l_g)\}}{2\mu_y (W - (H + LR))} \right]^{-1} \quad (13)$$

$$L_{l2} = \pi N^2 \left[\frac{L_2}{\mu_y y_2^2} + \frac{2L_2^2 + (y_5^2 - y_3^2)\ln\{(y_2 + l_g)/y_2\}}{2\mu_0 L_2 (y_5^2 - y_3^2)} \right]^{-1} \quad (14)$$

ただし、外部鉄心の断面は正方形であるが、磁束分布の様子を考慮すると共に、計算を簡単にするために断面を円形に近似した。 k は領域 L_1 において、励磁巻線部分を通過する漏れ磁束と巻線との鎖交数が場所によって異なるため、これを考慮する係数である。

図8(b)は、リアクタンスで表現した等価回路である。微小リングを表す並列回路をインピーダンスに書き換えると次のように表すことができる。

$$Z_i = \frac{j r_{si} X_{ci}}{r_{si} + j X_{ci}} = R_{si} + j X_{ri} \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (15)$$

5. 特性算定

〈5・1〉 回路方程式 図8(b)の回路にキルヒホッフの法則を適用して回路方程式を求めると次式を得る。

$$[\dot{Z}][I] = [\dot{E}] \quad (16)$$

ただし、(6)式において

$$[\dot{Z}]$$

$$= \begin{bmatrix} r_f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r_w + jX_m & -jX_m & 0 \\ 0 & r_w & jX_{gl1} + jX_{cl1} & -jX_{cl1} \\ 0 & r_w & jX_{gl1} & jX_{g0} + jX_{c0} \\ 0 & r_w & jX_{gl1} & jX_{g0} \\ 0 & r_w & jX_{gl1} & jX_{g0} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & r_w & jX_{gl1} & jX_{g0} \\ 0 & r_w & jX_{gl1} & jX_{g0} \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \vdots & \vdots \\ -jX_{c0} & 0 & \vdots & \vdots \\ *jX_{g1} + Z_1 & -Z_1 & \dots & -Z_{n-2} \\ jX_{g1} & jX_{g2} + Z_2 & \dots & jX_{g(n-1)} + Z_{n-1} \\ \vdots & \vdots & \dots & jX_{g(n-1)} \\ jX_{g1} & jX_{g2} & \dots & jX_{g(n-1)} \\ jX_{g1} & jX_{g2} & \dots & jX_{g(n-1)} \\ 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \\ *0 & 0 & 0 & \\ -Z_{n-1} & 0 & 0 & \\ jX_{gn} + Z_n & -Z_n & 0 & \\ jX_{gn} & jX_{n+1} & -Z_{n+1} & \\ jX_{gn} & jX_{g(n+1)} & jX_{l2} & \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$[\dot{I}] = \begin{bmatrix} I_f \\ I_m \\ I_{l1} \\ I_0 \\ I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{n+1} \\ I_{l2} \end{bmatrix} \quad (18) \quad [\dot{V}] = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_1 \\ V_1 \\ V_1 \\ V_1 \\ V_1 \\ \vdots \\ V_1 \\ V_1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

である。従って、電流 I は次式で与えられる。

$$[\dot{I}] = [\dot{Z}]^{-1}[\dot{E}] \quad (20)$$

上式を解き、回路電流を求めることにより、磁束密度、位相差および誘導電流などを導く。実際には、ギャップ部分においてのみ推力が発生することと、式の表現を簡単にするために、以後はこのギャップ部分 ($i=0, 1, 2, \dots, n+1$) についてのみ説明する。なお、誘導電流は他の領域を含めることが当然可能であり、実際の計算においては全領域について行う。

(20)式から得た電流のうち、ギャップ部分に相当する $\dot{I}_0, \dot{I}_1, \dots, \dot{I}_{n+1}$ から図8(a)の各インダクタンス $L_{g0}, L_{g1}, \dots, L_{g(n+1)}$ にかかる電圧 $\dot{E}_0, \dot{E}_1, \dots, \dot{E}_{n+1}$ を次式で与えることができる。

$$\dot{E}_i = j\omega L_{gi} \dot{I}_i = jX_i \dot{I}_i \quad (i=0, 1, 2, \dots, n+1) \quad (21)$$

〈5・2〉 磁束密度 図8(a)の各部の電圧と磁束の間には $p=d/dt$ とすれば、 $\Phi_i = e_i/pN$ の関係があるから、各部の磁束は次のように与えられる。

$$\Phi_i = \frac{\dot{E}_i}{j\omega N} = \frac{L_{gi}}{N} \dot{I}_i \quad (i=0, 1, 2, \dots, n+1) \quad (22)$$

従って、磁束の通過する部分の面積を S_i とすれば、 $L_{gi} = N^2/R_{gi}$, $R_{gi} = l_g/\mu_0 S_i$ となるから、各磁路の磁束密度は次式で与えられる。

$$\dot{B}_i = \frac{L_{gi} \dot{I}_i}{NS_i} = \frac{\mu_0 N}{l_g} \dot{I}_i \quad (i=0, 1, 2, \dots, n+1) \quad (23)$$

前章で任意の位置の磁束密度を求めたが、これを利用して磁束の位相差を決定する。ただし、ここではギャップの励磁巻線側の端部 ($H=0$) における磁束密度 $\dot{B}_0 (= \dot{\Phi}_0/S_0)$ を基準として各部の位相差を決める。

(23)式から磁束密度の位相は電流の位相に等しいことがわかる。(23)式は(24)式のように示すことができるから、 B_0 との位相差は(25)式によって与えられる。

$$\dot{B}_i = \frac{\mu_0 N}{l_g} |\dot{I}_i| e^{j\theta_i} \quad (i=0, 1, 2, \dots, n+1) \quad (24)$$

$$\frac{\dot{B}_i}{\dot{B}_0} = \frac{|\dot{I}_i| e^{j\theta_i}}{|\dot{I}_0| e^{j\theta_0}} = \frac{|\dot{I}_i|}{|\dot{I}_0|} e^{j(\theta_i - \theta_0)} = \frac{|\dot{I}_i|}{|\dot{I}_0|} e^{j\alpha_i} \quad (i=1, 2, \dots, n+1) \dots (25)$$

すなわち、 α_i が多重くま取り効果によって生ずる任意の位置 χ_i の部分の磁束密度 B_i と B_0 の位相差である。

〈5・3〉 誘導電流 図8(a)から、電気等価回路に変換した微小リングのインピーダンスに流れる誘導電流 $\dot{I}_{ri}$ は次式で与えられる。

$$\dot{I}_{ri} = \dot{I}_i - \dot{I}_{i+1} \quad (i=1, 2, \dots, n) \dots (26)$$

しかし、この値は N ターンの巻線に換算した値であり、更に実際にリングコイルを表す抵抗に流れる電流の大きさは次式となる。

$$I_{si} = \frac{NI_{ri} X_{ci}}{\sqrt{r_{si}^2 + X_{ci}^2}} \quad (i=1, 2, \dots, n) \dots (27)$$

なお、電流の位相差は(23)式で示すように、電流と磁束密度は同相であるので磁束密度の位相差と同じ値である。

〈4・2〉 推力 (24)式から任意の位置 χ_i における磁束密度 $B_i(\chi_i)$ 、(27)式から χ_i におけるリングの誘導電流 $I_{si}(\chi_i)$ が与えられた。これらはリングを n 分割したときの任意の位置に存在するリングに関するものである。従って、全推力は次式で与えられた。

$$\begin{aligned} F &= \sum_{i=1}^n 2\pi r B_i(\chi_i) I_{si}(\chi_i) \cos \theta_i(\chi_i) \\ &= \sum_{i=1}^n 2\pi r \frac{\mu_0 N}{2l_g} \frac{NX_{ci}}{\sqrt{r_{si}^2 + X_{ci}^2}} \\ &\quad \times I_{si}(\chi_i) \cos \theta_i(\chi_i) \quad (i=1, 2, \dots, n) \end{aligned} \quad (28)$$

〈5・5〉 速度 (28)式で与えられる推力は定常状態、すなわちリングを拘束した場合のもので、励磁電圧を加えてからしばらく時間が経過したときの値である。実際には、電圧が加わると同時にリングは移動を始め、定常電流に達する前にギャップの外へ飛び出す。従って速度を求めるには、過渡状態における誘導電流および磁束を求める必要がある。過渡状態では時間と共にリングの位置が変化するため、〈4・1〉節で述べたように、図8の等価回路の回路定数の一部がリングの位置の関数となって変化する。過渡状態における回路方程式は以下に示す連立微分方程式で表される。ただし、 $V_1 = V_m \sin \omega t$, $\omega = 2\pi f$ とする。また、リングの移動による速度起電力は鎖交磁束による変圧器起電力に比べて極めて小さいものとして無視する (付録1参照)。

$$\begin{aligned} r_f I_f' &= V_m \sin \omega t \\ r_w I_m' + L_m \frac{dI_m'}{dt} &= V_m \sin \omega t \\ r_w I_{11}' + (L_{g11} + L_{c11}) \frac{dI_{11}'}{dt} &= V_m \sin \omega t \\ r_w I_{r0} + (L_{g11} + L_{g00} + L_{c0}) \frac{dI_{r0}}{dt} &= V_m \sin \omega t \\ (r_w + R_1) I_{r1} + (L_{g11} + L_{g00} + L_{g01} + L_{c1}) \frac{dI_{r1}}{dt} &= V_m \sin \omega t \\ (r_w + R_n) I_{rn} + (L_{g11} + L_{g00} + L_{g01} + \dots) \frac{dI_{rn}}{dt} &= V_m \sin \omega t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + L_n) \frac{dI_{rn}}{dt} \\
& = V_m \sin \omega t \\
& r_w I_{r(n+1)} + (L_{q11} + L_{q0} + L_{q1} + \dots \\
& + L_{n-1}) \frac{dI_{r(n+1)}}{dt} \\
& = V_m \sin \omega t \\
& r_w I_{l2} + (L_{q11} + L_{q0} + L_{q1} + \dots \\
& + L_{q(n+1)} + L_{l2}) \frac{dI_{l2}}{dt} \\
& = V_m \sin \omega t \\
& \dots\dots\dots (29)
\end{aligned}$$

上式を時刻 $t=t_0$ を初期値として解き、微小時間 Δt 後の電流 I_i を求める。 I_i の値から定常状態の場合と同じ方法で誘導電流 I_{si} を求め、更に磁束密度 B_i を求めると Δt 後の推力 F が次式で与えられる。

$$F(t_0 + \Delta t) = B_i(t_0 + \Delta t) I_{si}(t_0 + \Delta t) \dots (30)$$

また、このときリングに作用する加速度 α は、リングの質量を m とすれば次式で表される。

$$\alpha(t_0 + \Delta t) = F(t_0 + \Delta t) / m \dots\dots\dots (31)$$

加速度を求めることにより、時刻 $t_0 + \Delta t$ におけるリングの移動速度 $V(t_0 + \Delta t)$ 、時間 Δt におけるリングの移動距離 $\Delta \chi$ および位置 $\chi(t_0 + \Delta t)$ はそれぞれ以下に示す式で与えられる。

$$V(t_0 + \Delta t) = V(t_0) + \alpha(t_0 + \Delta t) \Delta t \dots\dots (32)$$

$$\Delta \chi = V(t_0) \Delta t + \alpha(t_0 + \Delta t) \Delta t^2 / 2 \dots\dots (33)$$

$$\chi(t_0 + \Delta t) = \chi(t_0) + \Delta \chi \dots\dots\dots (34)$$

リングの位置、磁束密度が求められると、第5章で示した等価回路の回路定数を修正して、時刻 $t_0 + \Delta t$ における新しい定数値を決定する。更に、この値を使用してこれまでの手順を繰返すことにより、リングがギャップから飛び出すまでの時間、更にそのときの速度を計算できる。

6. 理論値と実測値の比較

〈6・1〉 磁束密度分布 リングの存在しない場合に、励磁電圧を変化させたときの磁束密度分布を測定した。更に、リングを挿入してその長さや位置を変えた場合の分布を測定した。ただし、このときの測定では SSR を使用しない。磁束密度は、ガウスメータのホール素子を直接ギャップに挿入し、円周方向に4点の測定を行い、その平均値を測定値とした。実測した値と理論から求めた値を比較対照して、図9および図10に示す。なお、以後の結果を示す図においては、すべてギャップ後端を $X=0$ として表示している。

図9に示すように、リングが存在しない場合の実測値と理論値は極めて一致している。なお、鉄心の磁気抵抗を考慮しない場合はギャップ中の磁束密度は一定値となり、実測値との間に大きな誤差を生ずる。このことから、まず本解析法の精度を確認することができる。

図9 リングがない場合の磁束密度分布
Fig. 9. Flux density distribution in the absence of ring.

図10 磁束密度分布
Fig. 10. Flux density distribution.

また、リングが $X=0$ および 40mm 、すなわち $H=0$ および 40mm にある場合、磁束密度の低い範囲でやや誤差が見られるが、全体の傾向、特に推力を求めるのに必要とされるリングの存在範囲では良く一致している。いずれの場合も、理論値はギャップおよびリング部分を 5mm に分割して計算したものである。

〈6・2〉位相 定性的に述べた多重くま取り効果を実証するため、図3に示したようにリングの後端を基準として磁束の位相差を測定した。測定は探りコイルをギャップ内に等間隔に配置して行った。結果を図11に示すが、リング長さが $20, 40\text{mm}$ のいずれの場合も良く一致している。

〈6・3〉推力 励磁電圧を加え、推力の作用したリングの後端が決められた位置となるように、先端をばね式テンションゲージで押えて測定した。この方法は拘束状態における推力を測定することになる。この場合にも SSR は使用しない。結果を図12に示す。

ギャップおよびリングを 5mm 幅に分割して計算した場合、リング長さ 20mm 以上では実測値と理論値は非常に良く一致した。ただし、リング長さが 10mm の場合は誤差がやや大きくなるため、分割幅を 2.5mm として計算した。なお、リング長さが更に短くな

ると、分割幅について考慮する必要がある(付録2参照)。

〈6・4〉速度 図2に示した駆動回路を使用し、 $t=0$ で励磁電圧を加えるとリングがギャップ中を移動するが、出口端における速度をセンサにより測定する。

LED とホトトランジスタを組合せたセンサを微小間隔をおいて二組設置し、リングがこの間隔を通過する時間をカウンタで読取ることにより、速度を計算できる。

計算および測定結果の一例を図13に示す。理論値は分割幅を 5mm として(29)式をルンゲ・クッタ・ギル法により求めたものである。励磁電圧を 60V まで変化させたが、実測値と理論値は良く一致している。しかし、電圧を 60V より高くすると理論値と実測値との誤差が大きくなる。これは本装置では 60V 以上で鉄心の磁気飽和が生じ、鉄心透磁率の大きさが変化するためである。この磁気飽和の影響を考慮した場合には現在検討中であり、次回に報告する予定である。

8. あとがき

構造の極めて簡単な交流単相励磁方式のリニアアクチュエータを試作し、推力の発生原理を説明すると共に、その特性の理論解析について述べた。相対変換により導いた等価回路を適用したが、理論値と実測値が良く一致し、理論の妥当性が立証された。このことから、本装置のような構造の簡単な装置においては、解析方法として等価回路を利用する方法は簡便で、しかも極めて精度が良い一つの方法である。

今回は理論の妥当性を証明すると共に、装置の基本特性のみについて報告した。励磁電圧が高くなり、磁気飽和の影響があるときの過渡状態の特性について、現在考察を進めている。更に、効率の良い

図 11 位 相 差
Fig. 11. Phase difference.

図 12 拘束状態における推力
Fig. 12. Thrust in locked state.

図 13 速 度
Fig. 13. Ring velocity.

装置とするための改良も検討を進めなければならないと考えている。

この装置は構造が簡単なことから、容易に直線推力を得るものとして、書類あるいは工作物の搬送などの OA 用、工業用として実用が可能なものであると考える。

(昭和 62 年 8 月 21 日受付, 同 63 年 1 月 13 日再受付)

文 献

- (1) 山田: リニアモータ応用ハンドブック, (昭 61) 工業調査会
- (2) 山田, 他: 「磁気力による強磁性体の連続発射についての考察」, 電気学会マグネティクス研究, MAG-86-129 (昭 61)
- (3) 藤田・増川・作井・高安: 「交流磁気浮揚システムの浮揚力算定法」, 電学論 B, 102, 65 (昭 57-2)
- (4) 藤田・増川・作井・高安: 「交流磁気浮揚システムの浮揚力算定法」, 同上 B, 102, 620 (昭 57-9)
- (5) 宮入: エネルギー変換工学入門(上), p. 36 (昭 38) 丸善
- (6) 石黒・坪島・宮川: 交直マグネットの設計と応用, p. 102 (昭 44) オーム社

付 録

1. 速度起電力

リングが移動することによって速度起電力 V_v がリングに生ずるが, その大きさを磁束の鎖交による変圧器起電力 V_t と比較してみる。付図 1 はリング長さが 30 mm の場合のそれぞれの起電力の大きさを示したものである。この場合には V_v が V_t の約 10% 程度となる。リングあるいは速度の大きさによりこの割合はやや変化するが, 推力は電圧の 2 乗に比例することから, 推力に及ぼす V_v の影響は約 1% 程度となる。また, 初期の加速領域において V_v は極めて小さいことなどから, (29)式において V_v

を無視した。

2. リングの分割幅

リングの分割幅について検討するため, 分割数と理論値の関係の一例を付図 2 に示す。これはリング長さが 5 mm のときであり, 実測値と比較して最も誤差が大きい場合である。分割数が 1 のときは分割幅が 5 mm となり, リングを分割せずに 1 個のまま扱うことになるが, 同図からわかるように, 少なくともリングを複数個に分割することが必要である。複数個に分割することにより, 等価回路で扱う並列回路の微小リングの電流の数が複数となる。従って, これらの電流により漏れ磁束の相互の影響を考慮することができるので, より実際に近い状態が近似され则认为。このことは定性的に説明したことからも推察できる。

しかし, あまり分割数を多くするとリングの分割幅が小さくなることによるリング抵抗値の誤差, 繰返し計算による計算機の誤差などの影響が生ずる。以上のことから, 理論値と実測値を比較した結果で述べたように, リング長さが 5~10 mm では分割幅を 2.5 mm, 20~40 mm では 5 mm とした。

付図 1 誘導起電力
app. Fig. 1. Induced electro-motive force.

付図 2 分割数と推力の関係
app. Fig. 2. Relation between thrust and division number.