角筒型リニア誘導機における推力特性向上 を図った一次電流分布の検討

正員 小 貫 天 (早稲田大)

正員 若 尾 真 治 (早稲田大)

正員 笠 原 洋 一 (早稲田大)

Investigation of Supplied Currents in Tubular Linear Induction Motor

Takashi Onuki, Member, Shinji Wakao, Member, Youichi Kasahara, Member (Waseda University)

The linear induction motor (LIM) is structurally divided into the flat and the tubular-type. In this paper, we study one kind of tubular linear induction motor which has the primary configuration composed of four pieces of flat-type core. We call this type of motor "the square tubular LIM". The tubular LIM has such a feature that its primary winding is a kind of ring winding, so we can independently supply the primary currents in each slot and hence easily obtain the various winding schemes. Though the square tubular LIM has various merits as stated above, the number of slots is usually limited in conventional applications.

In this paper, therefore, we investigate the exciting current scheme with a view to improving primary magneto-motive forces. Firstly we determine the exciting current scheme in unloaded system by using polyphase alternating currents. Secondly we determine another exciting current scheme in loaded system by the hybrid finite element and boundary element method, and the augmented Lagrange multiplier method.

Finally we confirm the proposed method by experiment.

キーワード：角筒型リニア誘導機，推力特性，有限要素・境界要素併用法，非線形計画法

1. ま え が き

角筒型リニア誘導モータは，平板型リニア誘導モータの一次鉄心を4個組合せた角筒状一次鉄心を有し，円筒型モータが有する種々の長所と平板型モータの構造的な簡潔さを併せもっている⁽¹⁾。特に平板型モータにない特長として，二次導体に起因する縁効果が生じないこと，二次導体に働く吸引力が相殺されることなどが挙げられる⁽²⁾。これらの特長に加え，著者らは筒型モータの大きな長所として一次励磁コイルの独立性を挙げてきた⁽³⁾⁽⁴⁾。つまり角筒型リニア誘導機の一次巻線は環状巻であり，各スロットのコイル電流を独立して給電できるため，鼓状巻と比較して自由度が大き

い。例えば機器完成後でも，鼓状巻におけるコイルピッチおよび励磁電流の相数などを容易に変更できる。本論文は，これらの特長を生かした角筒型リニア誘導機の効果的な励磁方法を検討，提案する。

通常の誘導電動機が有限の空間内で連続した回転運動を行うのに対して，リニア誘導機はその構造が大きくなり，費用が膨大になる傾向がある。従って，リニア誘導機を実際に応用するにあたり，コストの制約からまず小型なものの適用が考えられるが，小型にすると構造上の制約から一次鉄心はあまり長くとれず，スロット数も多くできない。その結果，理想的な分布巻を行うには限度がある。このため，二相交流を用いた励磁では起磁力分布波形の高調波成分が多くなり，三

相以上の多相交流による励磁では、リニア誘導機特有の現象として、一次鉄心両端における磁束の立上り部分の占める割合が多くなってしまふ。これらは、小型リニアモータにおける特性向上の点で検討の余地がある。本論文では機器構造の大きさに関する制約を考慮したうえで、筒型モータの長所として上述した一次励磁コイルの独立性を利用して、角筒型リニア誘導モータの有効な励磁方法を考察する。

まず初めに、基礎的な現象を把握するため、起磁力分布を無負荷状態（二次導体がない場合）で考察する。ここではスロット電流の平行移動による磁束密度分布の等価性を示し、これに基づいた多相交流による新たな励磁方法を提案する。

上記の場合と異なり、実際にリニア試導機を駆動する場合は二次導体が存在する。従って次の段階として実際の動作時を想定し、負荷状態（二次導体が存在する場合）について考察する。まず一次電流と二次導体に生ずる始動推力との関係を、有限要素・境界要素併用法による磁界解析を基に導出する。更に一次電流の振幅は一定とし、各スロット内の電流の位相に対して制約条件付き非線形計画法の有力手法である拡張ラグランジュ乗数法を適用することで、二次導体の始動推力に関する最適励磁方法を算出、提案する。

最後に、本論文で提案した二つの方法を用いて励磁した場合の特性を調べ、通常平板型に用いられる励磁方法や実験値による結果との比較、検討を行い、その妥当性と有効性を確認する。

2. 本論文の角筒型リニア誘導機の構成

図1に角筒型リニア誘導モータの構造図を、また図2に実験装置の全体図を示す。一次鉄心は、4個の平板型リニア誘導モータの一次鉄心を組合せた角筒状で、各々の鉄心は積層されている。励磁コイルは組合された一次鉄心のスロットを通り、二次導体の周りを一周する環状巻の形態をとっている。二次導体はアルミニウム製の角筒からなり、上下左右8個のベアリングにより支持され可動となっている。また二次鉄心には積層されていないソリッド鉄心を用いており、二次導体と接触しない位置で固定されている。諸元を表1に示す。

3. 通常の励磁方法とその問題点

リニア誘導モータは、回転機の一部を半径方向に切断しそれを展開したものといわれ、進行方向に端をもつ。従って、リニア誘導モータに施される全節巻の二相巻線や三相巻線は図3に示されるようになる。図3

図1 角筒型リニア誘導モータ構造図
Fig.1. Structure of square tubular LIM.

図2 実験装置の全体図
Fig.2. Experimental system.

表1 角筒型リニア誘導モータの諸元
Table 1. Specification of experimental model.

項目	数量	
一次鉄心長	170	mm
一次鉄心幅	15	mm
二次導体長	1000	mm
二次導体幅	15	mm
二次導体厚	1.5	mm
二次導体重量	0.215	kg f
二次鉄心長	3000	mm
二次鉄心幅	10	mm
ギャップ長	4.5	mm
巻数(スロット)	55	Turn
歯幅	5.5	mm
スロット数	14	
スロット幅	5	mm
スロット深さ	14	mm

の方法で励磁した場合の始動推力特性を図4に示す。

図4において、二相励磁は三相励磁に比べて始動推力特性が劣っている。これは二相励磁での起磁力分布波形が第三高調波を含んでいるためと考えられる。通常これらの高調波を軽減する目的で分布巻・短節巻などを行うが、小型リニア誘導モータでは一次鉄心長の制限から一相一極当たりのスロット数を大きくとることができず、分布巻・短節巻などの採用は制約を受けてしまう。三相励磁においては第三高調波は相殺されるが、一次鉄心両端で励磁電流が一層分となる範囲が長くなるため、起磁力の立上り部分が大きくなり鉄心端部で磁束密度の減少が生じる。

本論文では小型リニア誘導モータにおける以上の難点を改善するため、起磁力分布波形における高調波成

図 3 従来のリニア誘導モータの一次巻線
Fig. 3. Conventional primary winding scheme.

図 4 始動推力特性
Fig. 4. Characteristics of starting-thrust.

分を軽減し、なおかつ磁束の立上り部分を減少させ、鉄心長の有効利用を可能とする新たな励磁方法を提案する。

4. 多相交流による励磁方法(無負荷状態)

まず起磁力分布の高調波成分を軽減するために、三相以上の多相交流を励磁電流として採用することを考える。この場合、一次鉄心両端部における起磁力の立上り部分に必要なスロット数が多くなるため、以下でこれを減少させる励磁方法について検討する。

〈4・1〉 励磁電流と磁束密度分布に関する基本法則

図 5 のような、平板型リニア誘導モータにおける一次鉄心の簡化した磁気回路を考える。このときエアギャップ両側の鉄心の透磁率を無限大とし、スロット漏れ磁束が無視できると仮定すれば、スロット電流の作る起磁力はすべてエアギャップにかかる起磁力 (y 成分起磁力) となる。この場合、エアギャップ中の磁束密度 B の大きさは鉄心 L と極長 τ の比で決定され、以下の式で表される(図 6)。

$$B_{IN} = \frac{\mu_0 N_i}{g} \frac{L - \tau}{L} \dots\dots\dots (1)$$

図 5 簡化した磁気回路
Fig. 5. Simplified magnetic circuit.

図 6 磁束密度分布(単極)
Fig. 6. Distribution of magnetic flux density (single pole).

図 7 磁束密度分布(二極)
Fig. 7. Distribution of magnetic flux density (two poles).

$$B_{OUT} = \frac{\mu_0 N_i}{g} \frac{\tau}{L} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 N_i : 一つのコイルの起磁力、 g : ギャップの長さ

一般に、奇数極では図 6 のように磁束密度に直流分が発生するため、図 7 で示されるように偶数極を設けるか、または多相交流で励磁することにより全体として直流分を相殺する。

極数が偶数個ある場合、図 8 に示すように一対の極の長さが同じであれば、磁束密度の大きさはコイルの相対位置に無関係である。以上の議論は、平板型リニア誘導モータの一次鉄心を 4 個組合せた角筒型リニア誘導モータに関しても、そのまま適用できる。更に筒型リニア誘導モータでは、各スロットの励磁コイルがそれぞれ独立しているため、ある相の電流を他相の電流の和で与えるということがスロットごとに独立して

図 8 磁極の移動
Fig. 8. Movement of magnetic pole.

(a)

2 4 6 8 10 12 14 16 18
1 3 5 7 9 11 13 15 17

(b)

(c)

図 9 六相交流による励磁方法
Fig. 9. Excitation by six-phase alternating currents.

行える。以上の内容を基に、多相交流による新たな励磁方法を求める。

〈4・2〉 六相交流による新励磁方式の提案 ここでは多相交流として六相交流を例に取上げ、その改善した励磁方法を提案する。基本的な六相交流による励磁方法として、六相二極全節巻を図9(a)に示す。ここで、A~Eはそれぞれ30°ずつの時間位相差を有する電流で、小文字a~eは大文字に対応した負の電流である。以後、電流A, aをまとめて $\hat{A}$ 相と称する。

(a)図の第3および第15スロットに対して、(b)図のように $\hat{A}$, $\hat{C}$, $\hat{E}$ 相の電流a, C, eを加えても、電流a, C, eの合成が0であることからスロット内の全電流は不変である。また、第4および第16スロットに $\hat{B}$, $\hat{D}$, $\hat{F}$ 相の電流b, D, fを加えても同じことがいえる。

次に第1, 第3スロットの電流A, aをそれぞれ第13, 第15スロットへ、第2, 第4スロットの電流B, bをそれぞれ第14, 第16スロットへ、第15, 第17スロットの電流e, Eをそれぞれ第3, 第5スロットへ、第16, 第18スロットの電流f, Fをそれぞれ第4, 第6スロットへ移動させる。更に、例えば、第3スロットの電流C, eの和は電流Aと等価であるから、同様な変換を第4, 15, 16スロットに施して最終的に(c)図が得られる。

図 10 起磁力分布
Fig. 10. Magnetomotive force distribution.

図 11 三相交流による励磁方法
Fig. 11. Excitation by three-phase alternating currents.

このように、(a)図に示した励磁方法は〈4・1〉節で述べた基本法則に基づいて(c)図のように変形することができる。この方法で励磁した場合の起磁力分布波形は図10のようになり、図9(a)の場合と起磁力は等しく、かつ磁束の立上りに必要な部分が減少し、しかも第5項までの高調波を含まない巻線方式を実現したことになる。

同様の方法により、18スロットの三相二極全節分布巻を変形し導出した励磁方法を図11に示す。

5. スロットごとの独立励磁方法(負荷状態)

前章では二次導体が存在しない基本的な場合について考察したが、本章では二次導体が存在する場合について検討する。ここではスロットごとに任意位相の独立した一次電流を用い、端効果にも対策を講じた励磁方法を提案する。具体的には、二次導体の始動推力が最大となるように各スロットの一次励磁電流を最適化することを試みる。ただし、一次電流の最大値は機器の温度上昇に関与するため、ここでは電流の振幅を一定とし各スロット内の電流の位相に関して最適化を行う。一次電流の位相の最適化を行うためには、まず始動推力と各スロット電流との間に成立する関係式を求める必要がある。実際の機器において、この関係式を理論解析により求めることは不可能である。そこで本論文では、有限要素・境界要素併用法を用いて境界の数値解析を行い、二次導体周辺の磁束密度 B からマクスウェルの応力を計算することにより、推力と一次励磁電流との関係式を導出する。更に得られた関係式において始動推力を目的関数とし、これに制約条件付き非線形計画法の有力手法である拡張ラグランジュ乗数法を適用することにより、パラメータである各スロット内の一次励磁電流の位相を最適化する。

〈5・1〉 有限要素・境界要素併用法による推力計算

図12に解析モデルを示す。今回の計算では、全物理量が二次導体進行垂直方向（ z 方向）に関して不変であると仮定し、二次元解析を行った。図12に示されるように解析領域は4領域に分かれる。渦電流は二次導体領域および二次鉄心領域中に発生し、各領域における導電率 σ はそれぞれ 3.77×10^7 , 1.02×10^7 S/mである。本解析では、一次鉄心は積層されていることから、渦電流は流れないものとしている。また一次鉄心、二次鉄心の比透磁率を共に750で一定とし、二次導体の比透磁率は1とした。更に空気領域中の一次電流 J は、各スロット内でそれぞれ z 方向に一様に流れているものとし、その時間変化は角周波数 ω の正弦波状であるとする。

以上のような条件のもと、考察物理量として磁気ベクトルポテンシャル A を採用すると、各領域における支配方程式は以下ようになる。

(i) 空気領域

$$\nabla^2 A_z = -\mu_0 J_z \quad \dots\dots\dots (3)$$

(ii) 一次鉄心領域

$$\nabla^2 A_z = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(iii) 二次鉄心領域

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 A_z - \sigma j\omega A_z = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

(iv) 二次導体領域

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 A_z - \sigma \left(j\omega A_z + v_x \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで(6)式の v_x は二次導体が x 方向に移動する速度であるが、今回の解析では始動推力の算出を目的としているため $v_x=0$ とした。

本論文では、空気領域および一次鉄心領域に境界要素法を、二次導体領域および二次鉄心領域に有限要素法を適用し複素数解析を行う⁽⁵⁾⁽⁶⁾。例えば、上記の支配方程式に関して、(3)式に対する境界積分方程式および(5)式にガラーキン法を適用して得られる残差方

程式はよく知られているように次のようになる。

$$\frac{C_P}{2\pi} A_{zP} = \int_r u^* \frac{\partial A_z}{\partial n} d\Gamma - \int_r \frac{\partial u^*}{\partial n} A_z d\Gamma + \int_a \mu_0 J_z u^* d\Omega \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\int_a \frac{1}{\mu} \nabla N \cdot \nabla A_z d\Omega + j\omega \int_a \sigma N A_z d\Omega - \int_r \frac{1}{\mu} N \frac{\partial A_z}{\partial n} d\Gamma = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 C_P ：考察点から解析領域を見込む角度、 u^* ：二次元ラプラス方程式の基本解 $[=(1/2\pi)\ln(1/r)]$ 、 n ：領域境界上の外向き単位法線ベクトル、 N ：節点要素（有限要素）で表現されるスカラー補間関数

上述の解析で、(7)、(8)式などの係数を計算・連立させて得られる係数マトリックス $[K]$ を用い、最終的な全体マトリックスは以下のように表現される。

$$[K] \begin{Bmatrix} A_z \\ \partial A_z / \partial n \end{Bmatrix} = [S_i] \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、(9)式の右辺 $[S_i]$ は空気領域中の一次電流による外力項（列ベクトル）であり、 $[S_i]$ の成分は各スロット電流に関して(7)式右辺第3項の積分を計算し加え合わせることで求めることができる。従って、各スロットの電流値（複素量）を成分にもつ列ベクトル $[I]$ を用いて、 $[S_i]$ をスロット電流の一次結合の形 $[S_i] = [S][I]$ で表現することができ、(9)式から(10)式が得られる。

$$\begin{Bmatrix} A_z \\ \partial A_z / \partial n \end{Bmatrix} = [K]^{-1} [S][I] \quad \dots\dots\dots (10)$$

更に、空気領域中の任意の考察点における磁束密度 B は(7)式の回転を計算することで求められ、(10)式を用いると B の x, y 成分は次のように表される。

$$B_x = [M_x] \cdot [K]^{-1} [S][I] + [S_x][I] = [K_{Bx}][I] \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$B_y = [M_y] \cdot [K]^{-1} [S][I] + [S_y][I] = [K_{By}][I] \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 $[M_x], [M_y]$ は(7)式右辺第1, 2項の回転を計算して得られる係数であり、 $[S_x], [S_y]$ は(7)式右辺第3項の回転を計算して得られる係数である。

最後に、(11)、(12)式より求めた二次導体周辺の磁束密度 B を基にマクスウェルの応力を計算し、二次導体に働く推力を算出する。まず、 z 軸方向（奥行き方向）の単位長あたりに働く推力を算出し、これと二次導体の幅との積をとり、導体全体にかかる x 軸方向の推力 F_x を求める。二次導体が閉曲線 S （三次元解析の場合は閉曲面）によって囲まれ、囲まれた領

図12 解析モデル
Fig. 12. Analysis model.

域を V とすれば、よく知られているように以下の関係が得られる⁽⁷⁾。

$$\begin{aligned} F_x &= \int_V f_x dV = \int_V \nabla \cdot \mathbf{T}_x dV \\ &= \int_S \mathbf{T}_x \cdot d\mathbf{S} = \sum (T_{xx} \delta x + T_{xy} \delta y) \\ &= \sum \left\{ \frac{\delta x}{2\mu_0} (B_x B_x^* - B_y B_y^*) + \frac{\delta y}{\mu_0} B_x B_y^* \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\mathbf{T}$ ：マクスウェルの応力テンソル、 $\delta x, \delta y$ ：微小線分 $d\mathbf{S}$ の成分、 $*$ ：複素共役次に、(13)式の時間 1 周期の平均を求め、(11)、(12)式を代入すると

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_x d\theta \\ &= \sum \frac{1}{4\mu_0} \left\{ \delta x (B_x B_x^* - B_y B_y^*) \right. \\ &\quad \left. + 2\delta y \Re(B_x B_y^*) \right\} \\ &= \sum \frac{1}{4\mu_0} \left\{ \delta x \left([\mathbf{K}_{BX}][\mathbf{I}] \cdot [\mathbf{K}_{BX}]^* [\mathbf{I}]^* \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - [\mathbf{K}_{BY}][\mathbf{I}] \cdot [\mathbf{K}_{BY}]^* [\mathbf{I}]^* \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\delta y \Re([\mathbf{K}_{BX}][\mathbf{I}] \cdot [\mathbf{K}_{BY}]^* [\mathbf{I}]^*) \right\} \\ &= \frac{1}{4\mu_0} \sum_{m,n=1}^{\text{slot num.}} \left\{ \delta x (K_{Bxm} \cdot K_{Bxn}^* \right. \\ &\quad \left. - K_{Bym} \cdot K_{Byn}^*) I_m \cdot I_n^* \right. \\ &\quad \left. + 2\delta y \Re(K_{Bxm} \cdot K_{Byn}^* \cdot I_m \cdot I_n^*) \right\} \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここで、 $\Re(\quad)$ 、 $\Im(\quad)$ は、それぞれ括弧内の複素数の実部および虚部を意味し、添字 m, n は一次電流の流れるスロット番号（本論文の試験機では 1～14）に対応している。

この(14)式を簡略化して表記すれば

$$F_x = \sum_{m,n=1}^{\text{slot num.}} \Re(C_{mn} \cdot I_m \cdot I_n^*) \quad \dots\dots\dots (15)$$

という形になる。各スロット電流値に対してフェーザ表示を用いれば、最終的に二次導体に働く推力 F_x は以下のように得られる。

$$\begin{aligned} F_x &= \sum_{m=1}^{\text{slot num.}} \Re(C_{mm}) + \sum_{\substack{m,n=1 \\ (m \neq n)}}^{\text{slot num.}} \left\{ \Re(C_{mn} + C_{nm}) \right. \\ &\quad \times \cos(\theta_m - \theta_n) \\ &\quad \left. - \Im(C_{mn} - C_{nm}) \sin(\theta_m - \theta_n) \right\} |I_m| |I_n| \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 θ ：各スロット電流の位相

この(16)式が本最適化における目的関数（始動推力）とパラメータ（各スロット電流の位相）との関係式である。

〈5・2〉 非線形計画法を利用した最適励磁電流の導出 本論文では、前節で導いた関係において推力が最大となる励磁パターンを得るため、制約条件付き非線形最適化問題における有力手法である拡張ラグランジュ乗数法を使用する⁽⁸⁾。拡張ラグランジュ乗数法は制約条件付き最適化問題の解の一次の必要条件である Kuhn-Tucker (K-T) 条件を利用して、ペナルティパラメータがそれほど大きくならないうちに、少ない繰返しで最適解に収束するという特長を有する⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

目的関数である始動推力に対しパラメータに各スロット電流の位相 θ を用いているため、制約条件は $-\pi \leq \theta \leq \pi$ とする。また、一次励磁電流による起磁力分布に直流分がでた場合、推力を妨げる方向に影響を及ぼす。そこで直流分の大きさがある一定の値を超えないよう更に制約条件に組入れた。

初めに、励磁電流の周波数を 50 Hz として最適化を行った。その結果得られた励磁方法を表 2 (50 Hz)

表 2 最適化した一次電流分布
Table 2. Distribution of optimized primary currents.

スロット 電流	50[Hz] 位相 (rad)	20[Hz] 位相 (rad)
I_1	0.000	0.000
I_2	-0.954	-0.764
I_3	-1.932	-1.497
I_4	-2.651	-2.215
I_5	3.027	3.141
I_6	2.510	2.804
I_7	2.057	2.344
I_8	1.621	1.948
I_9	1.179	1.587
I_{10}	0.724	1.261
I_{11}	0.243	0.933
I_{12}	-0.266	0.526
I_{13}	-0.911	-0.067
I_{14}	-1.873	-0.899

図 13 始動推力-周波数特性（計算値）
Fig. 13. Starting-thrust versus frequency.

に示し、始動推力-周波数特性の計算値を図13に示す。図13より、周波数が20 Hzのとき最良の推力特性が得られることがわかる。従って、励磁電流の周波数を20 Hzに変更し、同様の手順で表2 (20 Hz)の励磁方法を得た。

6. 実験・解析結果の比較検討

第4章の図9(c) (改良六相励磁)、図11(改良三相励磁)に示した多相交流による励磁方法、および第5章で導出した最適化励磁方法を用いて、角筒型リニア誘導モータを駆動した場合の始動推力-周波数特性(計算値・実験値)を図14に示す。更に改良六相励磁、最適化励磁方法による空隙磁束密度分布を図15に示す。今回の実験ではリニアモータを駆動する際、平衡三相電流では直接実行できない励磁パターン(第5章の最適化励磁)を実現するため、新たにインバータを製作した。また始動推力-周波数特性を同一条件下で比較する目的で、最適励磁、改良六相励磁、改良三相励磁および三相二極励磁のすべての励磁をこのインバータを用いて行っている。

まず図14の始動推力-周波数特性であるが、各励磁方法とも通常の三相二極全節巻による励磁の場合と比較して、優れた推力特性を示している。また、各方式とも計算値と実験値は比較的良好に一致しており、本論文で提案した手法の妥当性を確認することができる。特に、最適化励磁方法のときに最良の結果が得られているが、改良六相励磁を用いた場合もこれに匹敵する良好な推力特性を得ることができた。各スロットに任意の位相で一次電流を供給しなければならない最適化励磁法に対して、励磁電流供給の簡便さを考慮すれば、提案した改良六相励磁方法はかなり有効なものであると考えられる。

次に、図15の改良六相励磁および最適化励磁による空隙磁束密度分布を見ると、磁束密度が鉄心下全体にわたって一様に分布しており、特に最適化励磁の場合は端効果の影響が大きい鉄心入口端における改善が認められる。一次鉄心端部での磁束の立上り部分を小さくし、鉄心長を有効に利用するという当初の目標はほぼ満足され、図14と共に良好な結果を得た。

なお、リニア誘導機に環状一次巻線を採用した場合、各コイルの有効電力に不平衡が生じるが、本論文ではこの不平衡を前提として出発し、そのうえで有効な励磁方法について考察してきた。この有効電力不平衡現象に関しては文献(11)で検討がなされている。また一次励磁コイルの独立性を応用した一例として、本論文とは異なる解析手法に基づいた磁束合成形リニア

(a) 計算値

(b) 実験値

図14 始動推力-周波数特性
Fig.14. Comparison between calculated and experimental starting-thrust.

(a) 改良六相励磁

(b) 最適化励磁

図15 空隙磁束密度分布
Fig.15. Flux density distribution in air gap.

誘導モータという概念が発表されている⁽¹²⁾。

7. むすび

本論文では、機器の大きさに制約のある角筒型リニア誘導モータに対し、起磁力分布波形における高調波

成分を軽減し、なおかつ磁束の立上り部分を減少させ、鉄心長の有効利用を可能とする効果的な二種類の励磁方法を提案した。一つは、スロット電流の平行移動による磁束密度分布の等価性に基づいて導出した多相交流による励磁方法であり、もう一つは数値解析により最適化することで求めたスロットごとに任意位相の独立な一次電流を用いる励磁方法である。更に、提案した励磁方法を用いて角筒型リニア誘導モータを駆動した場合の推力特性を調べ、通常の励磁方法（三相二極全節巻）の場合と比較、検討を行った。

得られた結果をまとめると以下になる。

(1) 提案した各励磁方法は、通常の三相二極全節巻による励磁の場合と比較して、いずれも優れた推力特性を示した。また、それぞれの空隙磁束密度分布を調べたところ、磁束密度が鉄心下全体にわたって一様に分布しており、一次鉄心端部での磁束の立上り部分を小さくし、鉄心長を有効に利用するという当初の目標を満足する結果が得られた。

(2) 最適化したスロットごとに独立な一次電流を用いる励磁方法が、最も優れた推力特性を示した。特にこの最適化励磁の場合は、空隙磁束密度分布に関して、端効果の影響が大きい鉄心入口端における改善が認められた。

(3) 多相交流による励磁方法（特に、改良六相励磁）は推力特性も良好で、その励磁電流供給の簡便さを考え併せれば、大変有効な励磁方法と考えられる。

最後に、今回の最適化作業に対して御協力いただいた本学大学院生 清水一樹君に感謝いたします。

(平成4年5月25日受付、同4年9月7日再受付)

文 献

- (1) T. Onuki, T. Yamamura & H. Sekine: "Tubular linear induction motor with square section", I.C.E.M. Proc. International Conf. on Electrical Machines, Vol. I, p. 293 (1986)
- (2) 小貫・沼田・山村: 「角筒状リニア誘導モータの繰効果とスロットごと給電方式の検討」, 電学論 D, 110, 807 (平成2-7)
- (3) T. Yamamura, T. Onuki, K. Kakita & M. Hashimoto: "Characteristics of the tubular linear induction motor with square cross section energized by optimized primary current", Proc. Electric Energy Conf. p. 193 (1987)
- (4) T. Yamamura, T. Onuki, K. Kakita & H. Numata: "Performance characteristics of the tubular linear induction motor driven by each slot current source", I.C.E.M. Proc. International Conf. on Electrical Machines, Vol. II, p. 153 (1988)

- (5) 小貫・石川・小川: 「境界要素法における0-1次混合離散化法について」, 電学論 A, 102, 541 (昭57-10)
- (6) 小貫・石山・安部: 「ベクトル・スカラー両ポテンシャルを併用した有限-境界要素法による開領域磁界解析」, 同上 A, 103, 469 (昭58-9)
- (7) 例えば、竹山説三: 電磁気学現象理論, p. 362 (昭57) 丸善
- (8) M. R. Hestenes: "Survey Paper: Multiplier and gradient methods", Journal of Optimization Theory and Applications, Vol. IV, p. 303 (1969)
- (9) 今野浩・山下浩: 「非線形計画法」, OR ライブラリー6 (昭53) 日科技連
- (10) 非線形最適化問題のためのアプリケーションシステム ASNOP 利用の手引 (昭63) 東京大学大型計算機センター
- (11) 川村・増田・加藤: 「リニアモータの有効電力不平衡現象」, 電気学会研究, MAG-88-192; LD-88-45 (昭63)
- (12) 古関・森實, 正田: 「円筒形試験機を用いた磁束合成形リニア誘導モータの検討」, 電気学会研究, LD-92-1 (平4)

小 貫 天 (正員)

昭和4年7月31日生。26年3月早稲田大学第一理工学部電気工学科卒業。同年4月通産省工業技術院電気試験所入所。29年4月早稲田大学理工学部に奉職。43年4月同大学教授。現在、同大学理工学研究所所長。工学博士。39, 40年度電気学会本部・東京支部評議員。62年電気学会論文賞受賞。IEEE 会員。

若 尾 真 治 (正員)

昭和40年7月7日生。平成3年4月早稲田大学大学院理工学研究科博士後期課程入学。現在に至る。主として、電気機器の電磁界数値解析に関する研究に従事。IEEE, 日本シミュレーション学会会員。

笠 原 洋 一 (正員)

昭和42年12月27日生。平成4年3月早稲田大学大学院理工学研究科修士課程修了。同年4月日本電気(株)入社。現在に至る。在学中は、主に角筒型リニア誘導機に関する研究に従事。