

端効果を考慮した円筒状リニア誘導モータの推力解析

Thrust Analysis of a Cylindrical Linear Induction Motor Taking Account of the End-Effect

山田洋史・水野 勉・二瓶秀樹*・山田 一

信州大学工学部電気電子工学科, 長野市若里 500 (☎380-8553)

*(株)日立製作所, ひたちなか市市毛 1070 (☎312-8506)

H. Yamada, T. Mizuno, H. Nihei,* and H. Yamada

Faculty of Engineering, Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380-8553

*Hitachi, Ltd., 1070 Ichige, Hitachinaka-shi 312-8506

This paper describes the calculated characteristics of a cylindrical linear induction motor (CLIM) for linear elevators. The magnetic flux density and starting thrust are analyzed by space harmonic analysis. The conclusions are as follows: (1) the equivalent pole pitch that influenced the characteristics of the CLIM is 73 mm; (2) the calculated value of the magnetic flux density obtained by space harmonic analysis agreed approximately with the measured value; (3) the characteristics of the starting thrust, calculated by space harmonic analysis, agreed with the measured characteristics with an error of less than 10 percent.

Key words: cylindrical linear induction motor (CLIM), end effect, space harmonic analysis

1. ま え が き

本論文ではエレベータに用いられている円筒状リニア誘導モータ (以下, CLIM と略記) について述べる¹⁾. CLIM の端効果は, 磁束密度分布に不平衡を生じさせて, 速度の上昇に伴う推力の減少および推力リップルなどの原因となる^{2)~4)}.

本論文では, 空間高調波解析を用いて CLIM の磁束密度分布および始動推力の解析を行った^{5), 6)}.

本論文では, 以下の項目について述べる.

- (1) CLIM の磁気回路を考慮したポールピッチの考察
- (2) 端効果を考慮した磁束密度分布の計算
- (3) 端効果を考慮した始動推力特性の計算

2. CLIM の構造

2.1 CLIM の構造と仕様

Fig. 1 は, 本 CLIM の構造図を示したものであり, 一次側は 6 個のコイルとヨークからなり, 二次側は円筒状鉄心の表面にアルミ導体を被せた. 本 CLIM は一次側を可動子として用いている. エアギャップは 1 mm で, 等価磁気ギャップは 4.86 mm である. Table 1 に CLIM の仕様を示した. 本 CLIM は, 三相二極構造である. コイルの巻数は毎極毎相 255 回である. 給電には, 電流制御形インバータを用いた.

2.2 CLIM の磁気回路の考察

各歯の磁束の位相差は端の歯とその次の歯の磁束の位相差は 120° になるのに対して, 端以外の歯と歯の磁束の位相差は 60° になる¹⁾. これは, 端以外の歯が二つのコイルが生じる磁束の合成の磁束で得られるのに対して, 端の歯は一つのコイルの磁束により得られるためである. ポールピッチを磁束の位相差が 180° 変わる長さと考えると, この磁束の位相差の不均一性は, CLIM のポールピッチの不均一性となり, 従来のようにモータ長を極数で割るポールピッチの定義法では, 推力特性を算定する際に大きな誤差の原因になると考えられる.

3. 一次表面電流の分布

3.1 解析モデルの近似

Fig. 2 に空間高調波解析に用いる CLIM の解析モデルを示した. CLIM と解析モデルの最も大きな違いはスロットの有無である. 空間高調波解析では, 以下に示すスロットの影響は考

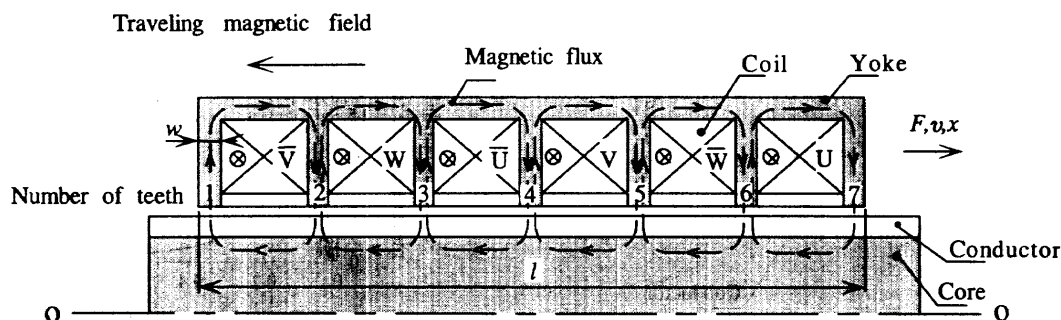


Fig. 1 Structure of a cylindrical linear induction motor (CLIM) with two poles (l , length of motor; w , width of teeth).

Table 1 Specifications of the cylindrical linear induction motor (CLIM)

(a) Primary core		
Item	Symbol	Value and Unit
Length of motor	l	185 [mm]
Width of motor	h	314 [mm]
Thickness of core	d_a	24 [mm]
Slot pitch	t_s	30 [mm]
Width of slot	w_s	25 [mm]
Width of teeth	w	5 [mm]
Depth of slot	d_s	20.5 [mm]
Material of core		S45C
(b) Coil		
Item	Symbol	Value and Unit
Number of phases	m	3
Number of poles	p	2
Pole pitch	τ	92.5 [mm]
Turns per phase and per poles	N	255
Resistance per phase and per pole	R_1	2.2 [Ω]
(c) gap		
Item	Symbol	Value and Unit
Air gap	g	1 [mm]
Equivalent air gap	g_e	1.86 [mm]
Equivalent magnetical gap	g_m	4.86 [mm]
Carter's coefficient	k_c	1.86
(d) Secondary member		
Item	Symbol	Value and Unit
Width of conductor	h_2	308 [mm]
Thickness of conductor	d_2	3 [mm]
Material of conductor		Aluminum alloy
Permeability of conductor	μ_2	μ_0 [H/m]
Conductivity of conductor	σ_2	3.4×10^7 [S/m]
Width of core	h_1	289 [mm]
Thickness of core	d_1	46 [mm]
Material of core		SS400
Permeability of core	μ_1	$250 \mu_0$ [H/m]
Conductivity of core	σ_1	6.7×10^6 [S/m]

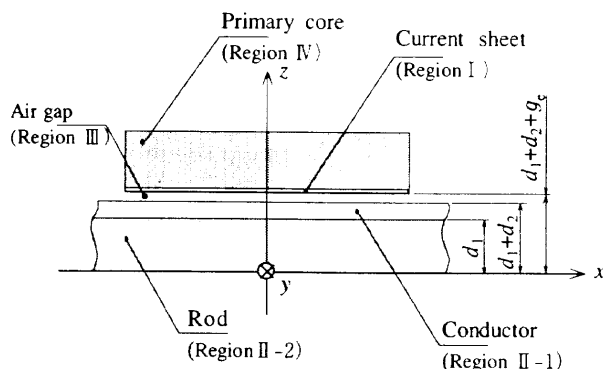


Fig. 2 Analytical model of a cylindrical linear induction motor.

慮できない。

1) 解析モデルでは、Fig. 1 に示した磁路を考慮できない。

2) 実際の CLIM の一次側は、スロットをもつものに対して、解析モデルは、平滑鉄心としている。そのため、スロットの溝と歯の部分の透磁率の違いを考慮できない。

以上の影響は、空間高調波により考慮できないので、以下の近似を行った。

1) スロットの溝と歯の部分の透磁率の違いについては考慮せず、一次表面電流の空間分布が正弦波に近くなるように歯と歯を結ぶ折れ線近似とした。

2) 磁束の磁路の考慮は、重ね合せの原理より、各歯の起磁力分布 $f(x, t)$ を考慮する。Fig. 3 に起磁力分布を示した。Fig. 3 の起磁力分布を周期 $2L$ で配置し、この分布をフーリエ級数展開を用いて式 (1) で示される⁵⁾。

$$f(x, t) = \frac{2}{\pi} NI_1 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ F_{nf} \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nf} \right) + F_{nb} \exp j \left(\omega t + \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nb} \right) \right\} \quad [\text{A}] \quad (1)$$

ここに、 F_{np} : CLIM の形状による第 n 次高調波の係数

φ_{np} : 各高調波の位相差 [rad],

($p=f, b, f$: 前進波成分, b : 後退波成分)

$2L$: 基本周期 = 12 [m],

$\tau_n = \frac{L}{n}$: 等価ポールピッチ [m]
($n: 1 \sim \infty$)

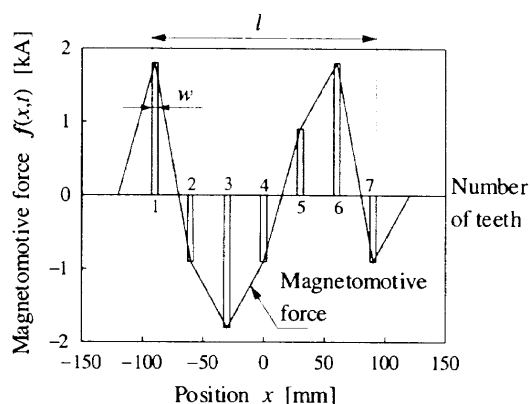


Fig. 3 Approximately distribution of the magnetomotive force ($I=5\text{A}$; $t=0\text{ s}$).

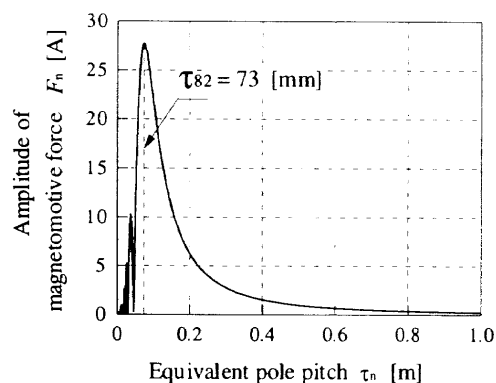


Fig. 4 Spectrum of the magnetomotive force distribution ($I=5\text{A}$).

右辺の第一項は前進波成分を表し、第二項は後退波成分を表している。式(1)は周期関数であるフーリエ級数展開により得られるため、前後に解析対象と同じCLIMができ、それらの影響がないように基本周期 $2L$ をモータ長の約60倍の12 mと大きくした⁵⁾。

3.2 起磁力分布において推力特性を左右するポールピッチ

Fig. 4は、横軸に等価ポールピッチを、縦軸に式(1)の右辺における F_{nf} と F_{nb} を $F_n = \sqrt{F_{nf}^2 + F_{nb}^2}$ で表した結果である。この分布の中で最も高調波の振幅の大きい等価ポールピッチ73 mmが本CLIMの特性を最も左右するポールピッチである。従来のポールピッチ τ の定義法であるモータ長を極数で割ったポールピッチ($\tau = l/p$)は92.5 mmとなるので、特性を左右するポールピッチ $\tau_{82} = 73$ mmとは大きな差であることがわかる。今回算出したポールピッチは簡易設計を行う際用いればより精度が得られると考えられる。

3.3 一次表面電流の分布

一次表面電流と起磁力の関係は式(2)で示される。

$$\begin{aligned} j_1 &= -\frac{\partial f(x, t)}{\partial x} \\ &= \sqrt{2} NI_1 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\pi}{\tau_n} \right) F_{nf} \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nf} \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\pi}{\tau_n} \right) F_{nb} \exp j \left(\omega t + \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nb} \right) \right\} \quad [\text{A/m}] \quad (2) \end{aligned}$$

解析では、スロットの歯と溝の考慮をしていないため、式(2)から得られる磁束密度分布はヨークがある分布とは全く異なる。本論文では、本CLIMの特性を最も左右するポールピッチのみを考慮して、式(3)のように一次表面電流を示した。

$$\begin{aligned} j_1 &= \sqrt{2} NI_1 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\pi}{\tau_{82}} \right) F_{nf} \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nf} \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\pi}{\tau_{82}} \right) F_{nb} \exp j \left(\omega t + \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_{nb} \right) \right\} \\ &= \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} J_{1n} \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x + \varphi_n \right) \quad [\text{A/m}] \quad (3) \end{aligned}$$

ここに、

$$J_{1n} = \sqrt{2} NI_1 \sqrt{\left\{ \left(\frac{\pi}{\tau_1} \right) F_{nf} \right\}^2 + \left\{ \left(\frac{\pi}{\tau_1} \right) F_{nb} \right\}^2}$$

$\tau_{82} = 73$: CLIMの特性を最も左右するポールピッチ [mm]

基本周期 $2L$ を12 mとポールピッチ τ_{82} に対して十分大きくとった。ポールピッチ τ_{82} の次数 n の82の2倍の164までの高調波を加算した。

今回の解析において、考慮できるものは、以下の2点である。

- 1) 空間的な磁束密度の基本波による諸特性
- 2) 磁気回路の影響による端の歯から次の歯の位相差(120°)とその他の歯の間の位相差(60°)の違い

本解析では、スロットによるフリンジング磁束や速度変化に伴うスロット高調波の影響は考慮できない。

4. CLIMの空間高調波解析

4.1 CLIMの電磁界解析

CLIMは円筒座標系であるが、円筒座標系では、変形ベッセル関数を用いるため計算が複雑となるため、今回は直交座標系を用いて近似した。

Fig. 2に示した解析モデルの各領域で成り立つ電磁界方程式は式(4)のようになる⁵⁾。

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = \sigma \mu \left(\frac{\partial A_y}{\partial t} + v \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) \quad [\text{A/m}] \quad (4)$$

ここに、 v : 一次側の移動速度 [m/s]

A_y : ベクトルポテンシャルの y 成分 [A/m],

σ : 導電率 [S/m], μ : 透磁率 [H/m]

式(4)とTable 2に示した各領域間のベクトルポテンシャルと磁束密度の連続性の連立方程式から各領域のベクトルポテンシャルが導出される。式(5)にエアギャップ(領域III)のベクトルポテンシャルを示した⁵⁾。

$$\begin{aligned} A_y^{\text{III}} &= \mu_0 \left(\frac{\tau}{\pi} \right) \frac{\cosh \frac{\pi}{\tau} [\{ z - (d_1 + d_2) \} + d_2 \lambda_{2e}]}{\cosh \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_{2e})} \coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_{2e}) \\ &\quad \times J_{1n} \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x \right) \quad [\text{Wb/m}] \quad (5) \end{aligned}$$

ここに、

$$K_{\text{Hn}} = \coth \frac{\pi}{\tau_n} (g_e + d_2 \lambda_{2e})$$

$$\tanh \frac{\pi}{\tau_n} \lambda_{2e} = \lambda_2 \tanh \frac{\pi}{\tau_n} (d_1 \lambda_1' + d_2 \lambda_2)$$

$$\tanh \frac{\pi}{\tau_n} d_1 \lambda_1' = \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \tanh \frac{\pi}{\tau_n} d_1 \lambda_1$$

$$\lambda_1 = \sqrt{1 + j \frac{\sigma_1 \mu_1 S_n v_{sn} \tau_n}{\pi}}, \quad \lambda_2 = \sqrt{1 + j \frac{\sigma_2 \mu_2 S_n v_{sn} \tau_n}{\pi}}$$

$$S_n = \frac{v_{sn} - v}{v_{sn}}: \text{等価すべり},$$

$$v_{sn} = 2\tau_n f: \text{等価同期速度} \quad [\text{m/s}],$$

$$g_e = k_c g,$$

$$k_c: \text{カータ係数}^{7)},$$

$$v: \text{一次側の速度} \quad [\text{m/s}]$$

式(5)で表されるベクトルポテンシャルから磁束密度や二次導体板に生ずる渦電流などの特性を計算することができる。

Table 2 Boundary conditions on the vector potential

Boundary	Continuity of vector potential	Continuity of flux density
$z = d_1$	$A_y^{\text{II-1}} = A_y^{\text{II-2}}$	$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_y^{\text{II-1}}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_y^{\text{II-2}}}{\partial z}$
$z = d_1 + d_2$	$A_y^{\text{II-2}} = A_y^{\text{III}}$	$\frac{\partial A_y^{\text{II-2}}}{\partial z} = \frac{\partial A_y^{\text{III}}}{\partial z}$
$z = d_1 + d_2 + g$		$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_y^{\text{II-2}}}{\partial z} = j_1$

4.2 磁束密度分布の計算

空間高調波解析において、ギャップ中の磁束密度の z 成分と x 成分は次式で表される。

$$B_z^{\text{III}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_{yn}^{\text{III}}}{\partial x} \bigg|_{z=d_1+d_2-g} \quad (6)$$

$$= -j\mu_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{1n} K_{Hn} \exp j\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x\right) \quad [\text{T}]$$

$$B_x^{\text{III}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} -\frac{\partial A_{yn}^{\text{III}}}{\partial z} \bigg|_{z=d_1-d_2-g} \quad (7)$$

$$= -j\mu_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{1n} \exp j\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau_n} x\right) \quad [\text{T}]$$

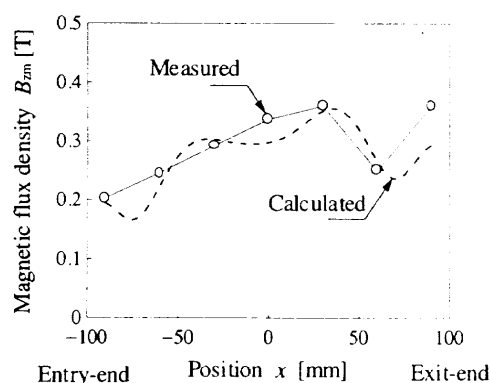


Fig. 5 Space distribution of the z -component of the magnetic flux density at the primary core surface ($I=5\text{A}$, $f=16\text{Hz}$, $s=1$).

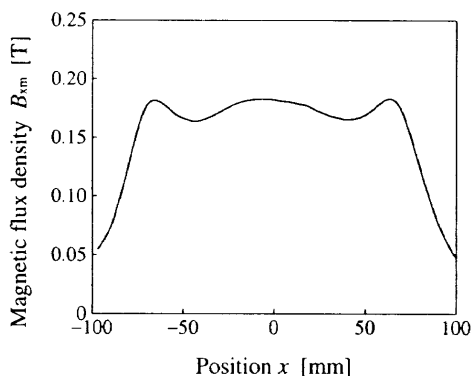


Fig. 6 Calculated space distribution of the x -component of the magnetic flux density at the primary core surface ($I=5\text{A}$, $f=16\text{Hz}$, $s=1$).

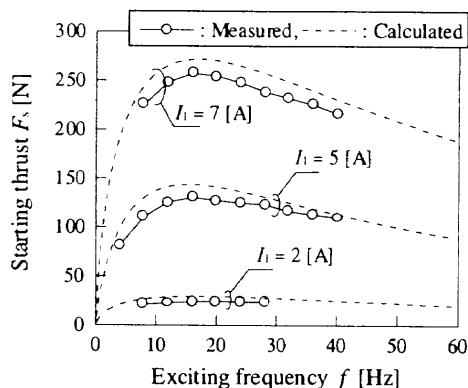


Fig. 7 Dependence of the starting thrust F_s on the exciting frequency f ($s=1$).

本計算では、一次鉄心を平滑鉄心と近似しているため、式(6)、(7)で計算される B_z^{III} , B_x^{III} は平均値であり、実測値では、一次鉄心にヨークをもつため磁束密度は最大値である。そのため、実測値と比較する計算値は式(6)、(7)にカータ係数を乗じたものとなる。

$$B_{zm}^{\text{III}} = k_c B_z^{\text{III}} \quad [\text{T}] \quad (8)$$

$$B_{xm}^{\text{III}} = k_c B_x^{\text{III}} \quad [\text{T}] \quad (9)$$

Fig. 5 に z 成分のさぐりコイルによる磁束密度の実測値と計算値の比較を示した。その結果、入口端では磁束密度が小さくなり、出口端では大きくなる端効果の傾向を示し、実測値の傾向とほぼ一致した。本手法により、本 CLIM 端効果の考慮ができるといえる。Fig. 6 に x 成分の磁束密度の計算値を示した。

4.3 始動推力の計算

式(1)に空間高調波解析における推力式を示した。

$$F_s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{1}{\mu_0} B_{xn}^{\text{III}} B_{zn}^{\text{III}} \right) h (2L) \quad (10)$$

$$= \frac{1}{2} \mu_0 (2L) h \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{1n}^2 \text{Re} (j K_{Hn}) \quad [\text{N}]$$

ここに、 $B_{xn}^{\text{III}} B_{zn}^{\text{III}}$ の共役複素数 $[\text{T}]$,

h : モータ幅 $[\text{m}]$

Fig. 7 に、始動推力の計算値と実測値の比較を示した。始動推力の計算値は Fig. 5 と Fig. 6 に示した磁束密度の計算を用いて算出した。その結果、実測値と計算値は誤差 10% 以内で一致した。

5. あとがき

本論文で明らかにしたことを以下に述べる。

- (1) CLIM の磁気回路の端を考慮し起磁力の分布を示し、その起磁力のスペクトラムから本 CLIM の特性を最も左右するポールピッチは 73 mm であることが明らかとなった。
- (2) CLIM の磁束密度を空間高調波解析による計算値とさぐりコイルによる実測値と比較した結果、入口端の磁束密度は小さくなり、出口端では大きくなる端効果の傾向は一致した。
- (3) 最大始動推力 $F_s=250\text{N}$ の CLIM において空間高調波解析により CLIM の始動推力の計算値は、誤差 10% 以内で実測値に近似した。

文 献

- 1) 山田洋史, 水野 勉, 二瓶秀樹, 山田 一: 日本応用磁気学会誌, **21**, 849 (1997).
- 2) S. Yamamura: Theory of Linear Induction Motors, pp. 17-37 (University of Tokyo Press, Tokyo, 1972).
- 3) 内海達見: リニア誘導モータの解析例, 平成 8 年電気学会産業応用部門全国大会講演論文集, S. 21 (1996).
- 4) H. Yamada, Y. Nakamura, T. Nakada, T. Meguro, T. Shinya, and J. F. Gieras: Vertical Motion Analysis of a Linear Induction Motor Elevator, Linear Drives for Industry Applications, TR-15, pp. 77-80 (1995).
- 5) 野中作太郎, 吉田欣二郎: 電気学会論文誌, **93-B**(3), 89 (1973).
- 6) S. Nonaka, T. Furukawa, and K. Ogawa: Mem. Fac. Eng., Kyushu Univ., **44**, 55 (1984).
- 7) 広瀬敬一: 電気機器設計, pp. 186-187 (オーム社, 東京, 1973).

1997 年 10 月 27 日受理, 1998 年 2 月 2 日採録