

一次巻線起磁力分布を考慮したフーリエ変換法による リニアインダクションモータの特性解析式

古川 達也*・野中 作太郎**

Performance Equations of Linear Induction Motors by Use of Fourier Transform Technique Taking into Account of Primary MMF Distributions

by

Tatsuya FURUKAWA* and Sakutaro NONAKA**

Applying the Poynting's theorem and the Parseval's theorem to the calculation of the complex power flow from the primary to the secondary, the expression of the equivalent secondary impedance, which has not been believed to be obtained in the conventional analyses based on the spatial Fourier transform, for the single-layered and the double-layered LIMs is readily obtained by the residue calculation in the complex wave number space.

In the paper, the theoretical comparison between the performance characteristics under constant voltage operation using the above Fourier transform method and the Fourier series method is conducted.

1. まえがき

筆者らが提案してきたリニアインダクションモータ (LIM) の空間高調波解析法^{1), 2)}は、実際の有限長短一次形一次巻線の起磁力分布に基づき、これをフーリエ級数に展開することによって解析を行うもので、種々の設計定数に即して、端効果現象³⁾⁻⁵⁾や特性^{2), 6)}を算定できるため、電算機を援用した設計⁷⁾および特性シミュレーションに適している。

一方、山村氏ら⁸⁾⁻¹²⁾によって提案されてきたフーリエ変換法に基づく解析は、端効果の定性的な説明には有効で、最近よく引用参照されているが、逆変換を厳密に行うことが困難であり、その際にとられる近似法⁸⁾が解析自体の適用範囲を限られたものになっている。

すなわち、逆変換を複素関数論の留数の原理に従って行う際、留数計算に伴う極の探索を容易にするため、

狭いメカニカルクリアランスおよび表皮効果が起こらない程度に十分薄い二次導体板を仮定して、極の満たす超越多項式を二次式⁹⁾で近似している。

しかし、高速 LIM は、一般的に、メカニカルクリアランスが大きく、また、複合二次導体を有する両側式 LIM (DLIM)、あるいは、非磁性導体にソリッド鉄心を裏張りした二次導体を有する片側式 LIM (SLIM) などでは、エアギャップ内の磁束のへんいや表皮効果も無視できなくなるので、上述の仮定はそれほど一般性を有するものではない。

本論文では、一次巻線の起磁力分布を考慮し、極を有する超越方程式の二次方程式近似を仮定したフーリエ変換法¹³⁾によって、LIM の特性算定式を導き、その計算結果と筆者らの一人 (野中) が提案してきた空間高調波解析法 (以下、フーリエ級数法と略称) による

昭和60年9月30日受理

* 電気工学科 (Department of Electrical Engineering)

** 九州大学工学部, 福岡市東区箱崎 (Department of Electrical Engineering, Kyushu University, Fukuoka)

結果との比較を行い、二次方程式近似に基づくフーリエ変換法の解析上の問題点を検討する。

なお、本フーリエ変換法による特性算定式は、従来方式のフーリエ変換法では、導出が困難と考えられていた定電圧駆動時の特性を考慮できる。

また、特性計算を単層巻線および二層巻線を施した各高速 LIM について行い、二次方程式近似に基づくフーリエ変換法による結果では、 $s = 0.25$ 以下のすべりで端効果による制動力ならびに特性劣化が過大に評価されるため、例えば、フーリエ級数法の結果に比べて、単層巻線 LIM の推力は10%、力率は12%程度低めに計算され、また、二次銅損は全すべりで22~24%低い値を示すことを明らかにする。

2. 解 析

本章では、先に報告した一次巻線起磁力分布のフーリエ積分表示に基づく解析法¹³⁾を適用して、推力および等価二次インピーダンスの算定式を導く。

〈2・1〉 推力の算定式 両側式 LIM に作用する電磁力は、Maxwell の磁気応力テンソルの考えを用いれば、一次鉄心表面での面積分から計算される。

解析の都合上、一次鉄心の透磁率は無限大と仮定されるため¹³⁾、一次鉄心表面での x 方向磁束密度 B_{z1}^{*} と一次巻線の電流分布に等価な表面電流密度 j_1 との間に $B_{z1}^{*} = -\mu_0 j_1$ なる関係が成立する。

従って、 B_{z1}^{*} は、巻線長の範囲に限定されるので、その x 座標に関する積分範囲を正負の無限遠まで延長しても、実質的に計算される総推力に何ら影響を及ぼさない。

両側の鉄心表面に作用する推力の時間平均値 F_x は、上述のことを考慮すれば、次式で表される。

$$F_x = 2h \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}[B_{z1}^{*} B_{z1}^{*}] dx \quad (1)$$

但し、 h は一次鉄心の積み厚、 B_{z1}^{*} 、 B_{z1}^{*} はそれぞれ、一次鉄心表面での x および z 方向磁束密度であり、記号 Re は実部、* は複素共役を表す。

(1) 式は、Parseval の定理を用いると、フーリエ変換の像空間上での積分に帰着される。

すなわち、

$$F_x = \frac{h}{2\mu_0 L} \cdot \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_{z1}^{*}(\zeta, d+g) \bar{B}_{z1}^{*}(\zeta, d+g) d\zeta \right] \quad (2)$$

となる。但し、ここで、フーリエ変換を施された物理量には、上にバーを付け、 L はモータ長、 d は二次導体板厚の1/2、 g はメカニカルクリアランスを表す。

(2) 式は、前報告から得られた結果¹³⁾を用いれば、次

式のように表現される。

$$F_x = -\frac{\pi^3 h \mu_0}{2L^2} \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} j\zeta^3 |\bar{f}(\zeta)|^2 \frac{G(\zeta, d+g)}{H(\zeta)} d\zeta \right] \quad (3)$$

なお、 j は虚数単位、 $\bar{f}(\zeta)$ は起磁力分布のフーリエ変換、 $H(\zeta)$ および $G(\zeta, d+g)$ は、次式で与えられる超越多項式である。

$$H(\zeta) = \frac{\pi\zeta}{L} \cos h[\lambda(\zeta)d] \sin h\left(\frac{\pi\zeta}{L}g\right) + \frac{\mu_0}{\mu} \lambda(\zeta) \sin h[\lambda(\zeta)d] \cos h\left(\frac{\pi\zeta}{L}g\right) \quad (4)$$

$$G(\zeta, d+g) = \cos h[\lambda(\zeta)d] \cos h\left(\frac{\pi\zeta}{L}g\right) + \frac{\mu_0}{\mu} \lambda(\zeta) \frac{L}{\pi\zeta} \sin h[\lambda(\zeta)d] \sin h\left(\frac{\pi\zeta}{L}g\right) \quad (5)$$

また、電源角周波数を ω_1 、二次導体板の導電率および透磁率をそれぞれ、 σ および μ とし、その移動速度を v_2 とすると、 $\lambda(\zeta)$ は次式で与えられる。

$$\lambda(\zeta) = \sqrt{\left(\frac{\pi\zeta}{L}\right)^2 + j\mu\sigma\left(v_2 \frac{\pi\zeta}{L} - \omega_1\right)} \quad (6)$$

(3)式を用いれば、単層巻線および二層巻線の名 LIM の推力を算定することができる。この計算には、具体的には数値積分あるいは複素関数論の留数の原理が適用されるが、本論文では、留数計算（以下、留数法と略称）を行った。

〈2・1・1〉 単層巻線 LIM の推力算定式

単層巻線 LIM の起磁力分布のフーリエ変換は、次式で与えられる。

$$\bar{f}_s(\zeta) = \frac{qN\sqrt{2}I_1L}{j\pi\zeta} K(-\zeta) \frac{(1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}pr})}{(1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}(s-1)})} \varepsilon^{-j\omega_1 t} \quad (7)$$

但し、

$$K(-\zeta) = \frac{1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}qs}}{q(1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}ts})} \quad (8)$$

p : 極数、 q : 毎極毎相のスロット数、 m : 相数、 N : 1 コイルの巻数、 τ : ポールピッチ、 t_s : スロットピッチ、 I_1 : 一次巻線電流の実効値とする。

(7)式を(3)式に代入して、整理すると次式を得る。

$$F_x = \frac{\mu_0 \pi h q^2 N^2 I_1^2}{2L^2} \text{Re} \left[j \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|K(-\zeta)|^2 \zeta^2 (1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}pr}) G(\zeta, d+g)}{\{1-\cos\pi(\tau\zeta/L-1)/m\} H(\zeta)} d\zeta + j \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|K(-\zeta)|^2 \zeta^2 (1-\varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L}pr}) G(\zeta, d+g)}{\{1-\cos\pi(\tau\zeta/L-1)/m\} H(\zeta)} d\zeta \right] \quad (9)$$

ここで、次式の関係を用いた。

$$(1-\varepsilon^{-j\pi s p \tau / L})(1-\varepsilon^{j\pi s p \tau / L}) = (1-\varepsilon^{-j\pi s p \tau / L}) + (1-\varepsilon^{j\pi s p \tau / L}) \quad (10)$$

(9)式に留数法を適用して、計算を行う。

(9)式中の括弧内の第1項および第2項をそれぞれ

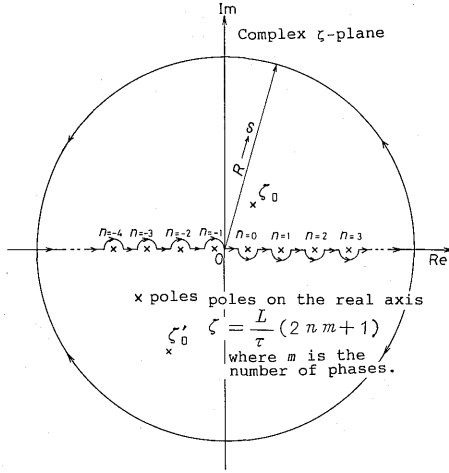
Fig. 1 Complex ζ -plane for inverse integration.

Fig. 1 に示す複素平面上の下半面および上半面をおおう半円径路に沿って積分する。

ここで、 $\{1 - \cos(\tau\zeta/L - 1)\pi/m\}$ は、 n を零を含む正負の整数とすると、次式のように展開される。

$$1 - \cos \frac{\pi}{m} \left(\frac{\tau\zeta}{L} - 1 \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{m} \right)^2 \left(\frac{\tau\zeta}{L} - 2nm - 1 \right)^2 \times \left\{ 1 - \frac{1}{12} \left(\frac{\pi}{m} \right)^2 \left(\frac{\tau\zeta}{L} - 2nm - 1 \right)^2 + \dots \right\} \quad (11)$$

すなわち、 $\zeta = L(2nm+1)/\tau$ は、二位の極である。このことに着目し、更に、 $H(\zeta)$ を先の報告¹³⁾に従って、二次式で近似し、その2根をそれぞれ、 ζ_0 、 ζ'_0 とすると、次式を得る。

$$F_x = - \frac{2\mu_0 \pi b q^2 m^2 N^2 h I_1^2}{\tau^2} \times \text{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} j \frac{l \left| K(-l\frac{L}{\tau}) \right|^2 G(l\frac{L}{\tau}, d+g)}{H(l\frac{L}{\tau})} \right] + \frac{\mu_0 \pi^2 q^2 N^2 h I_1^2}{L^2} \times \text{Re} \left[\frac{|K(-\zeta_0)|^2 \zeta_0 (1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta_0}{L} p \tau}) G(\zeta_0, d+g)}{\{1 - \cos \pi(\tau\zeta_0/L - 1)/m\} H'(\zeta_0)} - \frac{|K(-\zeta'_0)|^2 \zeta'_0 (1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta'_0}{L} p \tau}) G(\zeta'_0, d+g)}{\{1 - \cos \pi(\tau\zeta'_0/L - 1)/m\} H'(\zeta'_0)} \right] \quad (12)$$

ここで、 $H'(\zeta)$ は $H(\zeta)$ の一次導関数であり、 $l = 2nm+1$ とする。

<2・1・2> 二層巻線 LIM の推力算定式

二層巻線の超磁力分布のフーリエ変換は、次式で与えられる。

$$\tilde{f}_d(\zeta) = (1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L} p \tau}) \frac{qN\sqrt{2}lL}{j\pi\zeta} K(-\zeta) \times \frac{(1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta}{L} p \tau})}{\{1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi}{m}(\frac{\tau\zeta}{L} - 1)}\}} \varepsilon^{-j\omega_1 t} \quad (13)$$

但し、 β は二層巻線の短節率である。

(13)式を(3)に代入、整理して、単層巻線 LIM の場合と同様の計算を実行すれば、次式を得る。

$$F_x = - \frac{4\mu_0 \pi b q^2 m^2 N^2 h I_1^2}{\tau^2} \times \text{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} j \frac{l \left| K(-l\frac{L}{\tau}) \right|^2 (1 - \cos l\frac{\pi}{\tau} \beta \tau) G(l\frac{L}{\tau}, d+g)}{H(l\frac{L}{\tau})} \right] + \frac{2\mu_0 \pi^2 q^2 N^2 h I_1^2}{L^2} \times \text{Re} \left[\frac{|K(-\zeta_0)|^2 \zeta_0 (1 - \cos \frac{\pi\zeta_0}{L} \beta \tau) (1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta_0}{L} p \tau}) G(\zeta_0, d+g)}{\{1 - \cos \pi(\tau\zeta_0/L - 1)/m\} H'(\zeta_0)} - \frac{|K(-\zeta'_0)|^2 \zeta'_0 (1 - \cos \frac{\pi\zeta'_0}{L} \beta \tau) (1 - \varepsilon^{-j\frac{\pi\zeta'_0}{L} p \tau}) G(\zeta'_0, d+g)}{\{1 - \cos \pi(\tau\zeta'_0/L - 1)/m\} H'(\zeta'_0)} \right] \quad (14)$$

(12)、(14)式の中で級数の形で表現されている項が定常進行波による推力であり、 ζ_0 を含む項は入口端端効果波、 ζ'_0 を含む項は出口端端効果による推力を表す。

<2・2> 等価二次インピーダンスの算定式

ここでは、Poynting の定理と Parseval の定理を用いて、一次鉄心表面からエアギャップを介して、二次側へ伝達される複素電力 \dot{P}_2 を計算し、等価二次インピーダンスの表式を導く。

片側の一次鉄心表面からエアギャップを介して、二次導体板へ流出する複素電力 $\dot{P}_2/2$ は、Poynting の定理から次式で与えられる。

$$\frac{\dot{P}_2}{2} = \frac{1}{2} \oint \mathbf{E}^{\text{III}} \times \mathbf{H}^{\text{III}*} \cdot d\mathbf{S} = \frac{h}{2} \int_0^L E_y^{\text{III}} H_x^{\text{III}*} dx \quad (15)$$

ここで、 \mathbf{E}^{III} は一次鉄心表面での電界強度、 \mathbf{H}^{III} は磁界強度である。

\dot{Z}_{2e} を電力の流れ \dot{P}_2 に対応する両側式 LIM の1相当りの等価二次インピーダンスとし、前述した透磁率無限大の一次鉄心の仮定を用いると、積分範囲を正負の無限大に延長して、(15)式を次式で書改めることができる。

$$\dot{Z}_{2e} I_1^2 = \frac{2h}{m2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{\text{III}} H_x^{\text{III}*} dx \quad (16)$$

(16)式に Parseval の定理を適用すれば、次式を得る。

$$\dot{Z}_{2e} I_1^2 = \frac{h}{2Lm} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}_y^{\text{III}}(\zeta, d+g) \bar{H}_x^{\text{III}*}(\zeta, d+g) d\zeta \quad (17)$$

関係式 $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$ と時間因子 $\exp(-j\omega_1 t)$ の仮定¹³⁾から、

$$\bar{E}_y^{\text{III}}(\zeta, d+g) = j\omega_1 \bar{A}_y^{\text{III}}(\zeta, d+g) \quad (18)$$

従って、 \dot{Z}_{2e} は、最終的に次式で与えられる。

$$\dot{Z}_{2e} = -j \frac{\mu_0 \pi^3 h f_1}{mL^3}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 |\tilde{f}'(\xi)|^2 \frac{G(\xi, d+g)}{H(\xi)} d\xi \quad (19)$$

但し、 $\tilde{f}'(\xi) = \tilde{f}(\xi)/I_1$ であり、 f_1 を電源周波数とする。

従って、等価二次抵抗 r_{2e} および二次リアクタンス x_{2e} は、次式で与えられる。

$$r_{2e} = \text{Re}[\dot{Z}_{2e}] \quad (20)$$

$$x_{2e} = -\text{Im}[\dot{Z}_{2e}] \quad (21)$$

なお、(21)式中の負符号は、時間因子を $\exp(-j\omega_1 t)$ と仮定したためである。

〈2・2・1〉 単層巻線 LIM の等価二次インピーダンスの算定式

(7)式を(19)式に代入、整理すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{2e} = & -j \frac{\mu_0 \pi q^2 N^2 h f_1}{mL} \\ & \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|K(-\xi)|^2 (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi}{L}\rho\tau}) G(\xi, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi/L - 1)/m\} H(\xi)} d\xi \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|K(-\xi)|^2 (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi}{L}\rho\tau}) G(\xi, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi/L - 1)/m\} H(\xi)} d\xi \right] \quad (22) \end{aligned}$$

ここで、(10)式の関係式を用いた。

前節の推力の算定式の場合と同様にして、(22)式の括弧内第1項は Fig. 1 の下半面、第2項は上半面をおおおう半円径路に沿って積分する。

(11)式で示したように、(22)式中の $\{1 - \cos\pi(\tau\xi/L - 1)/m\}$ は二位の極を有することを考慮し、また、 $H(\xi)$ を二次式で近似すれば、次式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{2e} = & -j \frac{4\mu_0 \pi m p q^2 N^2 h f_1}{\tau} \\ & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|K(-l\frac{L}{\tau})|^2 G(l\frac{L}{\tau}, d+g)}{H(l\frac{L}{\tau})} \\ & + \frac{2\mu_0 \pi^2 q^2 N^2 h f_1}{L} \\ & \left[\frac{|K(-\xi_0)|^2 (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi_0}{L}\rho\tau}) G(\xi_0, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi_0/L - 1)/m\} H'(\xi_0)} \right. \\ & \left. - \frac{|K(-\xi'_0)|^2 (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi'_0}{L}\rho\tau}) G(\xi'_0, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi'_0/L - 1)/m\} H'(\xi'_0)} \right] \quad (23) \end{aligned}$$

ここで、 $l = 2nm + 1$ 、 n は零を含む正負の整数である。

〈2・2・2〉 二層巻線 LIM の等価二次インピーダンスの算定式

(13)式を(19)式に代入、整理し、単層巻線 LIM の場合と同様にして積分を径路積分に帰着して、留数法適用し、次式を得る。

$$\dot{Z}_{2e} = -j \frac{8\mu_0 \pi m p q^2 N^2 h f_1}{\tau}$$

$$\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|K(-l\frac{L}{\tau})|^2 (1 - \cos l\frac{\pi}{\tau}\beta\tau) G(l\frac{L}{\tau}, d+g)}{H(l\frac{L}{\tau})}$$

$$+ \frac{4\mu_0 \pi^2 q^2 N^2 h f_1}{L}$$

$$\times \left[\frac{|K(-\xi_0)|^2 (1 - \cos\frac{\pi\xi_0}{L}\beta\tau) (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi_0}{L}\rho\tau}) G(\xi_0, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi_0/L - 1)/m\} H'(\xi_0)} \right. \\ \left. \frac{|K(-\xi'_0)|^2 (1 - \cos\frac{\pi\xi'_0}{L}\beta\tau) (1 - \epsilon^{-j\frac{\pi\xi'_0}{L}\rho\tau}) G(\xi'_0, d+g)}{\{1 - \cos\pi(\tau\xi'_0/L - 1)/m\} H'(\xi'_0)} \right] \quad (24)$$

3. 特性解析

本章では、単層巻線高速 LIM および二層巻線高速 LIM の特性を前章で示したフーリエ変換法および筆者らが従来提案してきたフーリエ級数法で求め、その結果を比較検討する。

計算に使用した両側式単層巻線高速 LIM の設計定数は、Table 1 に示される。

なお、二層巻線 LIM の設計定数は、短節率が 5/6 および 1 コイル当りの巻数が 3 ターンである以外は、単層巻線 LIM の設計定数と同一である。

なお、フーリエ変換法における結果において、(12)、(14)、(23)および(24)式中の定常進行波による特性への寄与は、基本波ポールピッチの半分の波長の空間高調波ま

Table 1 Design parameters of four-poles single-layered DLIM

Parameters	Symbols	Values
<i>Predicted rating</i>		
Primary voltage	$\sqrt{3} V_1$	440V
Frequency	f_1	220Hz
Synchronous speed	v_1	494.2km/h
<i>Primary design</i>		
Number of poles	p	4
Pole pitch	τ	312mm
Stack height	h	150mm
Number of phases	m	3
Slots/pole/phase	q	4
Slot pitch	t_s	26mm
Slot width	w_s	13mm
Turns per coil	N	6
Series turns/phase	N_{ph}	96
Mechanical clearance	g	5mm
<i>Secondary design</i>		
Resistivity (Aluminium)	ρ	$4.82 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$
Thickness	$2d$	16mm
Overhang	c	175mm

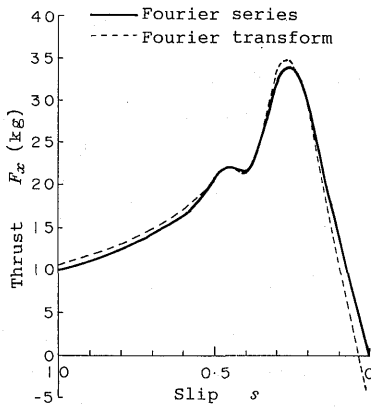


Fig. 2 Thrust versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

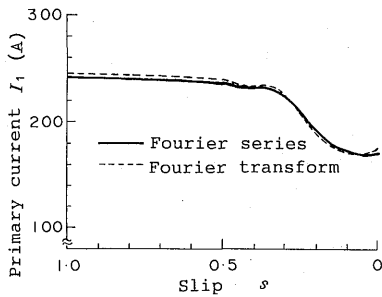


Fig. 3 Primary current versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

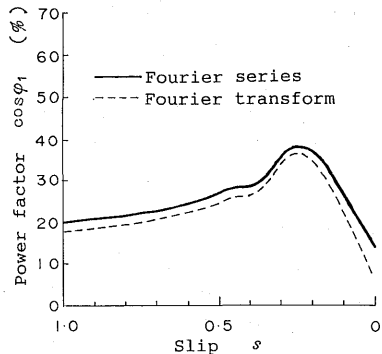


Fig. 4 Power factor versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

でを最大調波とするフーリエ級数法の結果と比較するために、 $n=0$ の基本波までとした。

なぜならば、それ以上の高次空間高調波は、フーリエ変換法では、ポールピッチ τ の基本波に対して、巻線の分布巻に起因するスロット高調波成分となっているからである。

〈3・1〉 単層巻線 LIM の特性解析

Fig. 2 以下に本フーリエ変換法とフーリエ級数法による単層巻線高速 LIM の定電圧駆動時の特性を示す。

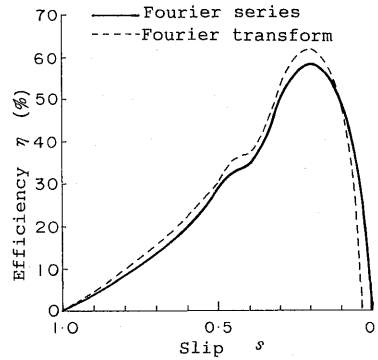


Fig. 5 Efficiency versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

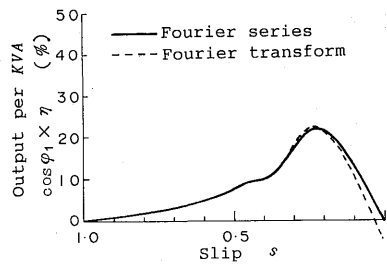


Fig. 6 Output per KVA versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

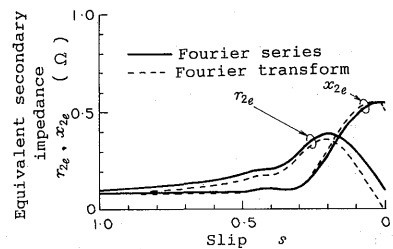


Fig. 7 Equivalent secondary impedance versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

Fig. 2 は速度に対する推力特性である。この場合、フーリエ変換法による結果は、フーリエ級数法の結果に比べて、すべり $s=1.0$ で 10.8%, $s=0.8$ で 4.3%, $s=0.6$ で 8.3% 大きい値をとっているが、これは、二次式近似による極の決定では、電磁界の交番成分と進行波成分との干渉に起因する制動力の発生の影響を厳密には考慮できないからである。

一方、 $s=0.2$ 以下の結果では、十分に薄い二次導体と十分狭いメカニカルクリアランスを仮定し、解析を容易にした二次式近似によって同一鉄心異極へ漏れる磁束が無視されるため、端効果による制動力が級数法におけるそれよりも過大に評価されるため、推力が急

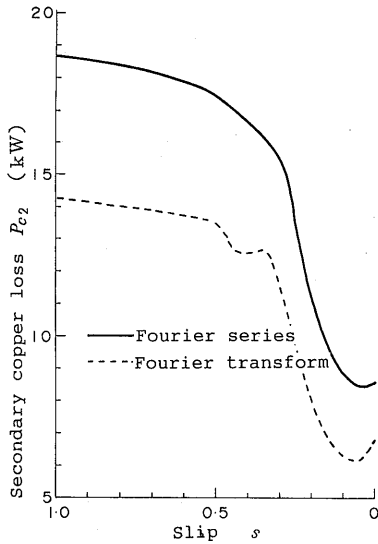


Fig. 8 Secondary copper loss versus slip for Single-Layered LIM under constant voltage operation.

速に低下する傾向を呈する。

Fig. 3 は速度に対する一次電流特性である。ここでは、Fig. 7 に示すフーリエ変換法による等価二次抵抗がフーリエ級数法による結果よりも全すべりで8~28.5%低い値を示すのに伴って、電流値は、級数法に比べて $s=1.0\sim 0.3$ 範囲で1%程度上がっている。

Fig. 4 は速度に対する力率特性である。フーリエ級数法による結果は、全すべりで変換法による結果よりも12%程度大きくなっている。

この場合、交番起磁力に起因する磁束の存在によって等価的に二次抵抗が増加する効果を級数法は、明らかに表現し得ているが、フーリエ変換法では、先の報告¹³⁾で明らかになったように出入口端でベクトルポテンシャルの不連続が生じ、その結果パルス状の磁束を誘導するため、単層巻線 LIM における交番磁束が相殺され、この影響が現れていない。

Fig. 5 の効率特性では、 $s=0.2$ までは、変換法の結果が級数法の場合より7~15%大きくなっているが、0.1以下のすべり、例えば、0.05では30%程度低い値を示している。

0.2までのすべりで級数法による結果が低い値をとるのは、この場合、交番磁束に起因して付加的な二次銅損が増大するからである。しかし、前述したように、フーリエ変換法では、この影響が考慮できないため、両者の結果に差異が生ずる。

なお、0.2以下のすべり域で効率特性がフーリエ変換法の場合で急激に低下するのは、二次式近似によって

端効果に起因する制動力が過大に評価されるからである。

Fig. 6 の単位容量当りの出力特性では、すべり1.0~0.2の範囲では、両解析法における特性の相違は、ほとんど認められないが、効率特性で述べた同様の理由で、それ以下のすべりでは、例えば、0.1でフーリエ変換法による結果は、級数法に比べて16%程度低い値を示す。

Fig. 7 は速度に対する等価二次インピーダンス特性である。この場合、全すべりにわたる等価二次リアクタンス特性では、両解析法による差異が見当たらないが、等価二次抵抗は、フーリエ級数法による結果が変換法による結果に比べて5~30%程度大きい値をとり、特に、すべり0.1では、その増加率は40%までになっている。

この等価二次抵抗特性の相違は、単層巻線 LIM における交番磁束によって誘導される付加的な二次側うず電流損に相当する抵抗分の増加の影響をフーリエ変換法では、考慮できないことに起因する。

また、これは、Fig. 8 に示す速度に対する二次銅損特性から確認できる。

フーリエ級数法による二次銅損特性は、変換法に比べて、すべり $s=1.0$ で32%、 $s=0.7$ で30%、 $s=0.5$ で29%、 $s=0.2$ で39%および同期速度で26%程度大きい値を示している。

以上の結果から、フーリエ変換法では、単層巻線 LIM における交番起磁力の影響が考慮されていないことが明らかになった。

〈3・2〉 二層巻線 LIM の特性解析

Fig. 9 以下に本フーリエ変換法とフーリエ級数法による二層巻線高速 LIM の定電圧駆動時の特性を示す。

Fig. 9 は速度に対する推力特性である。 $s=1.0\sim 0.4$ までは、フーリエ変換法による結果が級数法による結果に比べて、8~15%程度大きい値をとっているが、0.25以下のすべりでは、前述した二次式近似に起因する端効果の過大評価のため、例えば、 $s=0.15$ で級数法に比べて16%、 $s=0.1$ で32%減少する。

このように高すべり域でフーリエ変換法による結果が級数法に比べて、大きな値をとるのは、先の報告¹³⁾で明らかになった出入口端および単層部と二層部との境界に存在するパルス状の磁束によって二次側に誘導される二次うず電流と一次磁束との間に推力が発生することに起因するものと考えられる。

なお、これは、Fig. 14 に示す等価二次抵抗がこのすべり域でフーリエ変換法において増加する、つまり、二次導体板に余分なうず電流が誘導されることから確

認できる。

Fig. 10 の速度に対する一次電流特性には、両解析法に基づく特性の相違は、単層巻線 LIM の場合ほど現れていない。

Fig. 11 は速度に対する力率特性である。この場合、上述したようにフーリエ変換法による等価二次抵抗が $s=1.0\sim 0.4$ の範囲で級数法よりも10%以上増加する影響を反映して、見掛け上、力率が6%程度級数法に

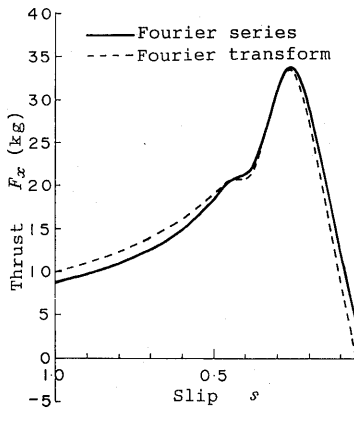


Fig. 9 Thrust versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

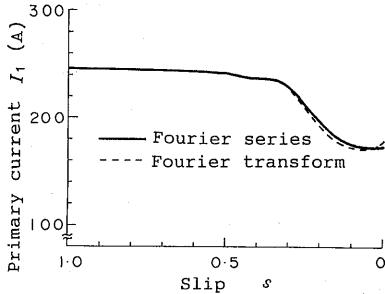


Fig. 10 Primary current versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

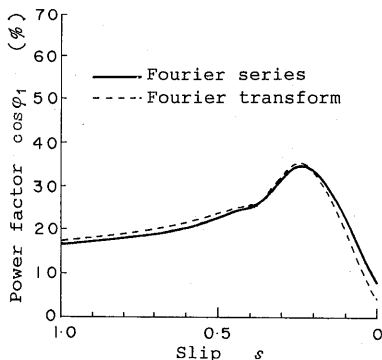


Fig. 11 Power factor versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

比べて大きくなっている。

しかし、やはり、0.2以下の低すべり域では、過大に評価された端効果のため、級数法に比べて、力率は、すべり0.1で16%、同期速度で46%減少する。

Fig. 12 の効率特性では、フーリエ変換法による推力特性が $s=1.0\sim 0.5$ の範囲でフーリエ級数法の場合よりも大きくなることから、若干大きな値をとっているが、0.2以下のすべりでは、過大に評価された端効果によって、級数法に比べて、効率は、0.1で16%、0.08で46%程度低い値を示す。

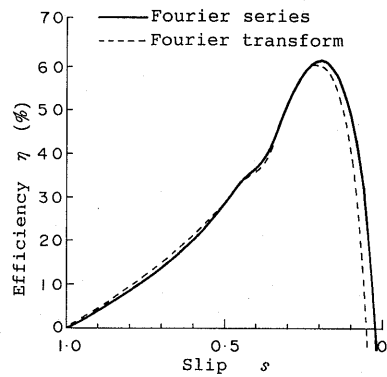


Fig. 12 Efficiency versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

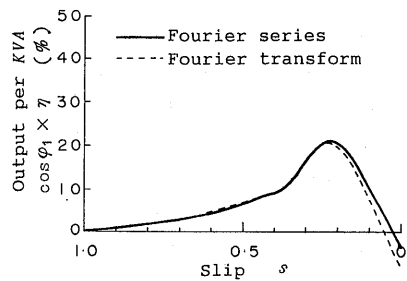


Fig. 13 Output per KVA versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

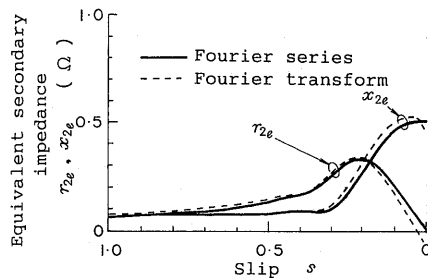


Fig. 14 Equivalent secondary impedance versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

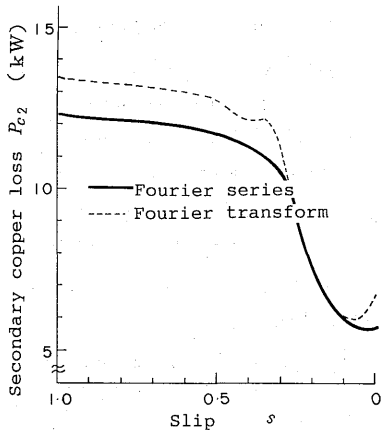


Fig. 15 Secondary copper loss versus slip for Double-Layered LIM under constant voltage operation.

Fig. 13 の単位容量当りの出力特性では、 $s=1.0\sim 0.2$ の範囲では、両解析法における特性の相違は、ほとんど認められないが、効率特性で述べたと同様の理由で、それ以下のすべりでは、例えば、0.2でフーリエ変換法による結果は、級数法に比べて5%、0.1で31.6%程度低い値となる。

Fig. 14 は速度に対する等価二次インピーダンス特性である。この場合、等価二次リアクタンス特性には、 $s=1.0\sim 0.35$ の範囲で両解析法による差異は見当たらないが、それ以下のすべりでは、例えば、フーリエ級数法に比べて、0.2で20%、0.1で11%、変換法による結果が大きな値をとっている。これは、過大に評価された端効果波に起因する二次磁束が一次側からの磁束を排除するため、仮定から、二次導体板に到達できずに一次側だけに鎖交する磁束が現れるからである。

等価二次抵抗は、単層巻線 LIM の場合と異なってフーリエ変換法による結果が級数法に比べて、 $s=1.0\sim 0.2$ の範囲で11~16%程度大きい値をとるが、0.2以下のすべりでは、例えば、0.1でその状況は反転して16%程度低い値を示す。

この等価二次抵抗特性の相違は、フーリエ変換法において、出入口端および単層部と二層部の境界で生ずるパルス状の磁束が本来なら存在しない付加的な二次うず電流損を増加させるため、この損失に相当する抵抗分の増加がこの結果に現れることに起因している。

このことは、Fig. 15 に示す速度に対する二次銅損特性から確認される。

フーリエ変換法による二次銅損特性は、本図から、級数法に比べて、すべり $s=1.0$ で10%、 $s=0.5$ で9%、 $s=0.35$ で10%、同期速度で18%程度増加するの

がわかる。

従って、以上の結果から、両解析法による特性の差異は、端効果が顕著に現れる低すべり域では、ほとんど認められないが、0.5以上の高すべり域では、出入口端および単層部と二層部の境界でのベクトルポテンシャルの不連続性に起因する磁束の誘導のため、付加的な二次銅損が生じて、10%程度の違いがフーリエ変換法において現れることが明らかになった。

4. むすび

先に報告した一次巻線起磁力分布を考慮したフーリエ変換法による解析に基づいて、従来、導出が困難と考えられてきた定電圧駆動時の特性算定式を単層巻線 LIM および二層巻線 LIM に関して導出した。

この特性算定式に山村氏によって提案された二次式近似を適用して得られた特性と、筆者らが、従来、提案してきたフーリエ級数法による結果とを比較し、以下の結論を得た。

単層巻線高速 LIM における交番起磁力の特性へ及ぼす影響は、二次銅損の増加として現れることが筆者らの報告⁹⁾で既に解明されているが、フーリエ変換法による結果では、両端のベクトルポテンシャルの急変に伴うパルス状磁束の誘導のため、結果的には、交番磁束が相殺され、この影響が考慮されていない。

二層巻線高速 LIM では、フーリエ変換法における出入口端および単層部と二層部の境界でのベクトルポテンシャルの不連続に起因して生ずるパルス状の磁束のため実際には、存在しない付加的な二次銅損を増加させる結果となる。

一般に、フーリエ変換法に基づく LIM の解析では、逆変換を厳密に行うことが困難なため、二次式近似などの仮定を設ける必要があるが、この近似によって端効果が過大に評価されるため、特に、低すべり域において、特性の劣化がフーリエ級数法に比べて、顕著に現れる。

また、複合二次導体板を有する DLIM あるいは、非磁性導体にソリッド鉄心を裏張りした二次導体板を有する SLIM を解析対象とする場合、二次式近似が適用不可能となるので、逆変換を数値積分⁹⁾で行うことが提案されているが、計算時間の極端な増加を伴うため、フーリエ変換法は、簡便かつ安価に LIM の特性を算定できる解析手法とは、言い難い。

従って、そのような仮定や数値積分を用いずに、端効果をも定常進行波の和で表現可能な筆者らが提案してきたフーリエ級数法が、実用上、LIM の特性解析および理論設計には有効であると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 野中・吉田：「リニアモータの空間高調波解析」電学論B93, 89 (昭48-3)
- 2) Nonaka, S. & Yoshida, K.: "Analysis of Linear Induction Motors Using a Space Harmonic Technique", *Transport Without Wheels (edited by E. R. Laithwaite)* pp. 187-216 (book) Elek Science, London (1977)
- 3) 野中・小川：「端効果およびスロットの影響を考慮したときの高速リニアインダクションモータの磁力線分布」電学論B98, 617 (昭53-7)
- 4) 野中・古川：「単層巻線高速 LIM における交番起磁力の影響」電学論B103, 571 (昭58-9)
- 5) 野中・古川・小川：「有限長一次鉄心を考慮した単層巻線高速 LIM における交番起磁力の影響」電学論B105, 941 (昭60-11)
- 6) 野中・幸山：「高速リニアインダクションモータにおける中空アルミニウムリアクションレールの効果」電学論B99, 525 (昭54-8)
- 7) 野中・樋口：「磁気浮上式鉄道用高速片側式リニアインダクションモータの設計方針について」電学論B101, 475 (昭56-8)
- 8) 山村・伊藤・石川：「リニア誘導電動機の実験特性への端効果の影響」電学誌91, 309 (昭46-2)
- 9) Yamamura, S.: "Theory of Linear Induction Motors", (book) *first edit.* (1972), *second edit.* (1978), University of Tokyo Press, Tokyo.
- 10) Nasar, S. A.: "Electromagnetic Fields and Forces in a Linear Induction Motor, Taking into Account Edge Effects", *Proc. Instn. Elect. Engrs.*, 116, 4, 605 (1969)
- 11) 岩本・山村：「高速リニアインダクションモータの端効果特性の研究」電学論B92, 368 (昭47-6)
- 12) Dukowicz, J. K.: "Analysis of Linear Induction Machines with Discrete Windings and Finite Iron Length", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-96, 1, 60 (1977)
- 13) 野中・古川：「一次巻線起磁力分布を考慮したフリー変換法による LIM 解析」九大工学集報, 57, 3, 191 (昭59-6)