リニヤモータの定常特性算定のための補正係数の実験的検討†

松 宮 恒 夫*・高 木 亀 一*

An Experimental Study on the Correction Factor for Estimating Characteristics of L. I. M.

Tsuneo MATSUMIYA* and Kameichi TAKAGI*

In a linear induction motor with a plate-type conductor for its secondary circuit, the direction of the secondary current is not constant since the current flows in eddy. Consequently, there exists a non-active component of the current under stator cores which does not contributed to the thrust force. Accordingly, it is necessary to correct the stationary characteristics if they are estimated by a traditional method using the equivalent circuit and the circuit constant values.

In a previous paper, we derived a correction factor by calculating Maxwell's field equations to estimate the stationary characteristics more accurately. In this case, the secondary current components are divided into two-dimensions that is a core stack direction and a travelling field direction. However, the correction factor derived from the field equations, contains some error, because the primary current is treated as a current sheet and the influence of the pole pitch of primary winding on the stationary characteristics is ignored.

In the present paper, secondary current flow is measured in the plate-shaped conductor of the experimental model, and the correction values are estimated from the measured results.

The correction factors derived from experimental results and the values given by Maxwell's field equations coincide approximately, and the values derived from the experiments give evidence of the influence of the pole pitch on the stationary characteristics. With these results, we need to revise the correction factor derived from Maxwell's field equations in the earlier report.

1. ま え が き

リニヤモータの2次導体には通常、銅あるいはアルミ材質の平板が使用されるが、平板状2次導体中の電流は、かご形または巻線形2次導体を使用する一般の誘導機における2次電流のように方向が一定でなく、うず状となるため、エアギャップ磁束とさ交する2次電流中に、推力発生に寄与しない成分を含むこととなる。したがって、その定常特性を算定する場合、従来の計算式から求めた数値を補正する必要を生ずる。

前回の報告¹⁾では電磁界方程式から導いた補正値を用いることにより、リニヤモータの定常特性のより正確な算定が可能となることについて述べたが、電磁界方程式から導いた補正値は、1次電流の空間分布をcurrent sheetと仮定しているため、有限個数のスロット中に1次コイルが巻線されている実際の場合に対して必ずしも適切であるとはいいきれない^{2),3)}。

今回は平板状2次導体電流に関する実験結果に基づき、推力、出力、効率など、定常特性の算出値に補正を必要とする理由について考察し、実験結果から求めた補正値と、前回の、電磁界方程式からの補正値との比較検討を行った。

2. 電磁界方程式よりの補正値

電磁界方程式から導いた補正値の算出経過については前回の報告中に述べたとおりであるが、Fig. 1に

Fig. 1 Secondary conductor and current density.

† 電気学会全国大会で発表 (昭 50・4)

* 明治大学工学部 川崎市多摩区生田 5158

* Faculty of Engineering, Meiji University, Kawasaki (Received February 25, 1976)

Table 1 Symbols

B_m ; air gap flux density (max. value)	[Wb/m ²]
L ; stator core length $\times 1/2$	[m]
P ; pair of poles of primary winding	
ω ; angular frequency of source	[rad/s]
σ ; permeability of secondary conductor	[U-m]
L_s ; length of secondary conductor $\times 1/2$	[m]
l ; width of core stack $\times 1/2$	[m]
h ; thickness of secondary conductor	$\times 1/2$ [m]
α ; overhang coefficient (I_0/l)	
l_0 ; overhang length	[m]
τ ; pole pitch	[m]
$\lambda = \tanh(\alpha\pi l/\tau) \cdot \tanh(\pi l/\tau)$	
J_{x10}, J_{x110} ; x -component of secondary current	
J_{x0}, J_{x1}, J_{x11} density under stator core	[A/m ²]
$I_p, I_i, I_{ii}, I_{iii}$; positive component of secondary current	[A]
$I_N, I_i', I_{ii}', I_{iii}'$; negative component of secondary current	[A]
I_0 ; secondary current of induction motor	[A]

示すように、平板状2次導体を固定子鉄心下の region I と、固定子鉄心外側の region II とに分け、電流密度を x, y , 2次元として考察し、(1)式に示す補正係数 k_{cc} を導いた。

$$k_{cc} = \frac{1 - \frac{L}{\pi Pl} \cdot \frac{1}{1+\lambda} \tanh \frac{\pi Pl}{L}}{1 + \frac{L}{\pi Pl} \cdot \frac{1}{1+\lambda} \left(1 - \tanh \frac{\pi Pl}{L} - \operatorname{sech} \frac{\pi Pl}{L} \right)} \quad (1)$$

ただし、Fig. 1 および(1)式中の諸記号については Table 1 中に示す。

(1)式の補正值 k_{cc} を、従来の等価回路からの推力算出値に乘ずることによって、リニヤモータの推力、出力、効率など、定常特性のより正確な算定が行いえるようになったことは前回報告のとおりである。ただし、前回にも述べたように、特に高速駆動時においてのみ問題とされる端作用および2次導体の表皮効果については考慮しないものとする。

3. 2次諸量の実測

3.1 実験の概要

今回の実験は、平板状導体中の2次電流に関し、つぎの各項を明らかにする目的で行った。a) 2次電流流線の分布。b) 2次電流密度の直角座標系における各成分の大きさならびに分布。c) 2次電流と推力との関係。d) 補正值の算出。

運転状態におけるリニヤモータの2次導体は進行磁

Fig. 2 Experimental model

界中において、導体中の2次電流波はすべり周波数で磁界方向に移動し、2次導体が静止状態であればその移動速度は進行磁界と同一速度となる。

このように電流波が移動している状態での各瞬時における2次電流の流線ならびに各成分の空間分布は、これを実測によって求めることは不可能であるが、周知のように進行磁界は空間角を $2\pi/m$ (rad) として配列された m 相巻線各ギルの交番起磁力ベクトルの和によって形成される。したがって、磁路の飽和を無視するときは、多相励磁による進行磁界は単相励磁による交番磁界を重畳したものとみなすことができる。一方、1次巻線を単相励磁した状態での2次導体中の電流流線、電流密度などの諸量は実測が可能であり、以下の実測はすべて1次巻線を単相励磁して行った。

3.2 実験モデルについて

本実験に使用したリニヤモータ固定子モデルを Fig. 2 に、また、ポールピッチの異なる4通りの1次巻線の諸量を Table 2 に示す。

1次巻線は対向形固定子鉄心の中央部スロット中に1極1相分のみを配置し、鉄心両端部は鉄心と同一材質のけい素鋼板を鉄心積厚と同寸法で積層した短絡片で上下鉄心間を磁氣的に短絡し、コイル辺内を貫通す

Table 2 Constants of primary coils

No. of coils	pole pitch [mm]	slot pitch	turns/coil	R_1 [Ω]	x_l [Ω]	x_M [Ω]
1	88	1~3	500	8.15	25.30	28.55
2	130	1~4	500	8.69	25.11	42.66
3	176	1~5	500	10.31	25.66	69.33
4	220	1~6	500	11.18	26.50	86.46

R_1 ; resistance of primary winding [Ω] at 25°C

x_l ; leakage reactance of primary winding [Ω]

x_M ; exciting reactance [Ω]

Values in R, x_l, x_M indicate air gap length; 20 [mm]

Fig. 3
Measurement of
current
flow lines

Fig. 4
Probe

るエアギャップ磁束の帰路を形成している。なお、鉄心長 $2L$ は短絡片を通る帰路磁束が測定値に影響しないよう、十分大きくとった。2次導体板のオーバハング長 l_0 は、ポールピッチ τ より小さい値のときは推力の減少をきたすことが知られている^{4),5)}が、本実験では $l_0=0$ から $l_0 \approx 2\tau$ まで数通り変化させて2次電流流線ならびに電流密度の実測を行った。

3.3 実測値

3.3.1 2次電流流線

Fig. 3 に示すように、2次導体板の中心0を通る x 軸上に10または20 [mm] の等間隔に数点を定め、これらの各点を起点として、**Fig. 4** に示すプローブにより、起点との間の電位降下が最大となる第2の点を求め、つぎに第2の点を起点として第3の点を求める。このように順次求めていった点を線分で結ぶことによって流線の実測を行った。1次電流を 2 [A] 一定として実測した2次電流流線の一部を **Fig. 5**, **Fig. 6** に示す。オーバハング長の十分大きくない **Fig. 5** の場合、鉄心下傾域の流線は直線とならず、推力発生に寄与しない y 成分 (J_y) が存在することを示している。

3.3.2 2次電流密度

(1) 実測方法および実測値

2次導体板上に x, y 方向線に沿って 5 [mm] 間隔

Fig. 5 Current flow lines of secondary current

Fig. 6 Current flow lines of secondary current

で平行線を描き、平行線のます目に沿ってプローブを移動させ、2次導体板単位長あたりの電位降下から(2)式によって電流密度 J_x, J_y を求めた。

$$J = \frac{\sigma v_p}{l_p} \quad [\text{A/m}^2] \quad (2)$$

ただし、 σ : 2次導体板導電率 ($\text{U} \cdot \text{m}$), v_p : 測定電圧 (V), l_p : プローブ探針間距離 (m)

1次電流は流線実測の場合と同様、2 [A] 一定とし、No. 1~No. 4 のコイルについて、エアギャップ長、20, 50, 100 [mm] それぞれの2次電流密度 x 成分の y 方向分布 (J_{x-y}) および x 方向分布 (J_{x-x}) と y 成分

Fig. 7 Current density J_{x-y} Fig. 8 Current density J_{x-z} Fig. 9 Current density J_{y-z}

の x 方向分布 (J_{y-z}) をオーバハング長 l_0 をパラメータとして実測した。本モデルの体格 (鉄心積厚, 歯幅など) をもつリニヤモータの場合, 実用されるエアギャップ長は 20 (mm) 程度であることから, エアギャップ長 20 (mm) のときの各実測値の一部を Fig. 7~Fig. 9 に示す。

(2) 検討

a) Fig. 7 の, 推力発生に寄与する電流密度 x 成

分, J_x の y 方向分布 (鉄心長さ方向分布), J_{x-y} は, オーバハング部分のない場合 ($\beta=0$) から, 十分大きいオーバハング長をもつ $\beta=2.5$ までについてわずかに相違するのみで, オーバハング長 l_0 がポールピッチ τ 以上, すなわち $\beta=l_0/\tau \geq 1$ ではほとんど一定とみなしうる。ただし, $\beta=l_0/\tau$ とする。

b) Fig. 8 の, 電流密度 x 成分, J_x の x 方向分布 (鉄心積厚方向分布), J_{x-x} も $\beta=l_0/\tau \geq 1$ ではほぼ一定の分布となる。

c) 推力発生に寄与せず, 鉄心積厚方向のエアギャップ磁束分布をかたよらせる作用をする電流密度 y 成分, J_y の x 方向分布, J_{y-x} (Fig. 9) は, $\beta=l_0/\tau \geq 1.5$ ではほぼ一定の分布となる。

以上のうち, 推力発生に寄与する電流密度 x 成分, J_x の y 方向および x 方向分布, J_{x-y}, J_{x-x} についてはつぎの章で詳細に検討を行う。

4. 実測結果よりの補正值の算出

4.1 実測値の概要

平板状導体中の 2 次電流は Fig. 5, Fig. 6 に示したように, うず状となるため, かご形あるいは巻線形 2 次導体をもつ通常の誘導機の 2 次電流と比較するとき, つぎのような差異が認められる。

(1) 固定子鉄心下領域にあって推力発生に寄与する 2 次電流密度の x 成分 J_x が鉄心積厚方向 (x 方向) に一様でなく, 鉄心積重ね端部ではその値が減少する (Fig. 8 参照)。

(2) 平板状導体の場合, 2 次電流はかご形あるいは巻線形導体中の 2 次電流のように線状とならず, 磁界進行方向 (y 方向) のある領域内を分散して流れる (Fig. 7 参照)。この結果, 2 次電流の一部は隣接する異極の磁束との間に, 負方向の推力を発生することになる。つぎに, これら (1), (2) の現象と発生推力との関係について考察する。

4.2 実測値についての考察 (1)

さきに述べたように, 平板状導体中の 2 次電流の x 成分は, 鉄心積重ね方向端部に近づくにしたがってその値が減少する性質をもつ。つぎに, これを一様の大さきとして算出した従来の推力算出値を補正する目的から, 実測結果に基づき, 以下のように係数 k_x を算出する。

いま, コイル No. 1 について実測した J_x の鉄心積厚方向に沿っての値を示す Fig. 8 ならびに, コイル No. 2, No. 3, No. 4 についての実測値から, 発生推力に影響を与えることのない十分なオーバハング長をもつ場合について, 1 次鉄心以下領域における J_{x-x}

Fig. 10 Current density J_{x-x} under stator core region

の空間分布の平均値を求めてみると、Fig. 10 のとおりである。

ここで、電流密度の最大値を J_{x0} とし、便宜上、図中上半部分の電流密度最大値を J_{x10} 、下半部分の電流密度最大値を J_{x110} とし、 J_{x10} と J_{x0} との比を δ とおくときは、

$$J_{x10} = \delta J_{x0} \quad (3)$$

$$J_{x110} = (1 - \delta) J_{x0} \quad (4)$$

また、上下各部分の電流密度の大きさをそれぞれ、 J_{x1} 、 J_{x11} とし、 J_{x1} についてはつぎのように近似する。

$$J_{x1} = J_{x10} \cos \frac{x}{l} \cdot \frac{\pi}{2} = \delta J_{x0} \cos \frac{\pi}{2l} x \quad (5)$$

(5)式による近似値を Fig. 10 中に点線で示す。

また、 $J_{x11} = J_{x110} = (1 - \delta) J_{x0}$ の関係を入れて分布曲線の面積を求めると、

$$\begin{aligned} \int_0^l (J_{x1} + J_{x11}) dx \\ = \int_0^l \left[\delta J_{x0} \cos \frac{\pi}{2l} x + (1 - \delta) J_{x0} \right] dx \\ = J_{x0} \cdot 2l \left[\frac{\delta}{\pi} + \frac{1 - \delta}{2} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

ここに、 $2l$: 鉄心積厚

一方、2次電流方向が一定で、 x 方向成分の減少のない場合（通常の誘導機の2次巻線電流の場合）は(7)式のように表わされ、(6)、(7)両式の数値の比を

求め、これを k_x とおくと(8)式が得られる。

$$\int_0^l J_x dx = J_{x0} \cdot l \quad (7)$$

$$\begin{aligned} k_x &= J_{x0} \cdot 2l \left(\frac{\delta}{\pi} + \frac{1 - \delta}{2} \right) / J_{x0} \cdot l \\ &= 1 - \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) \delta \end{aligned} \quad (8)$$

すなわち k_x は、リニアモータの固定子鉄心下領域における2次電流密度 x 成分の x 方向積分値と、鉄心下領域の2次電流がすべて x 方向に流れるものと仮定した場合の、2次電流密度の x 方向積分値との比を示している。

Fig. 10 に示した電流密度 J_x の実測値から求めた δ および k_x の値を Table 3 に示す。

4.3 実測値についての考察 (2)

前節にも述べたように、エアギャップ磁束によって平板状導体中に生ずる2次電流は、通常の誘導機の2次巻線電流のように方向の一定した線状分布とならず、鉄心積厚方向成分 J_x は Fig. 7 に示すように磁界進行方向 (y 方向) のある領域内を分散して流れる。この結果、以下に述べるように2次電流密度 J_x がすべて推力発生に寄与するものと考えことはできなくなる。

いま簡単のため、磁束密度 B_y の y 方向の空間分布を矩形波とし、また、つぎに示す Fig. 12 の実測結果に基づき、電流密度 J_x の大きさならびに分散幅を正弦波で近似し、磁束が静止する中を2次導体が進行磁界方向にある速度で進行している状態について考察する。なお、ここでつぎの仮定をおく。

(i) エアギャップ磁束は鉄心積厚方向に一様に分布するものとし、前節において扱った電流密度 J_x の鉄心積厚方向の減少を考えない。すなわち $k_x = 1$ とする。

(ii) 2次導体を非磁性とし、導体抵抗に比べてきわめて小さい値の2次漏れリアクタンスを無視する。

Fig. 11 は、磁界進行方向に矩形波状に分布するエアギャップ磁束密度 $B(0, 0, B_z)$ と、2次導体中、微小幅 dy をもつ点 P が y 方向に速度 $v(0, v_y, 0)$ で進行することによって点 P に生ずる速度起電力 e_p による電流密度 J_x の y 方向空間分布との相関関係を示す。なお、3.1 節において述べた理由から、4.2 節までの2次電流密度実測値はいずれも静止状の単相交番磁界によって行っているが、発生推力と2次電流との相関関係を扱う本節中では、起電力を本来の速度起電力として考察を行っている。また、Fig. 11 中、 J_x が y 方向の 2ϵ の領域に分散するとした理由は、さきに述

Table 3 δ and k_x

No. of coils	δ	k_x
1	0.26	0.91
2	0.25	0.91
3	0.26	0.91
4	0.23	0.92

Fig. 11 Relation between air gap flux and current density

べたとおり、平板状2次導体における電流密度の実測結果 (Fig. 7, Fig. 12) に基づく。同図からわかるように、最大磁束密度 $+B_m$ によって2次導体上の1点Pに誘起する速度起電力 e_p による2次電流のうち、(0), (i), (ii), (iv) の各瞬時ににおいては、図の斜線を施した部分に相当する電流は最大磁束密度 $-B_m$ をもつ隣接極下の領域にひろがり、斜線のない部分の電流と $+B_m$ との間に生ずる力とは逆方向の力を発生する。

すなわち、実際のリニヤモータの場合、斜線のない部分の電流が発生する力は $\mathbf{F} = -[\mathbf{J} \times \mathbf{B}]$ で、磁束波の進行方向 ($-y$ 方向) であるが、斜線部分の電流による力は $\mathbf{F} = -[\mathbf{J} \times (-\mathbf{B})]$ となり、進行磁界と逆方向の力、すなわち、制動力として働くこととなる。Fig. 11 中の点Pが y 方向へ移動するに従って、正方向の力を発生する電流成分 (正方向分) と、逆方向の力を発生する電流成分 (逆方向分) とは1ポールピッチ ($0 \sim \tau$) 中の各領域についてつぎのように表わされる。

(正方向分電流)

$$0 \leq y_p \leq \varepsilon:$$

$$I_i = 2l \int_0^{\varepsilon} \left[\frac{1}{2\varepsilon} \int_{\varepsilon-y}^{2\varepsilon} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} \cdot dY \right] dy$$

$$= \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(1 + \frac{2}{\pi} \right) l \cdot J_x$$

$$\varepsilon \leq y_p \leq (\tau - \varepsilon):$$

$$I_{ii} = 2l \int_{\varepsilon}^{\tau-\varepsilon} \left[\frac{1}{2\varepsilon} \int_0^{2\varepsilon} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} \cdot dY \right] dy$$

$$= \frac{4}{\pi} (\tau - 2\varepsilon) l \cdot J_x$$

$$(\tau - \varepsilon) \leq y_p \leq \tau:$$

$$I_{iii} = 2l \int_{\tau-\varepsilon}^{\tau} \left[\frac{1}{2\varepsilon} \int_{\varepsilon-y}^{2\varepsilon} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} \cdot dY \right] dy$$

$$= \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(1 + \frac{2}{\pi} \right) l \cdot J_x$$

(9)

(逆方向分電流)

$$0 \leq y_p \leq \varepsilon:$$

$$I_i' = 2l \int_0^{\varepsilon} \left[\frac{1}{2\varepsilon} \int_0^{\varepsilon-y} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} \cdot dY \right] dy$$

$$= \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) l \cdot J_x$$

$$\varepsilon \leq y_p \leq (\tau - \varepsilon): I_{ii}' = 0$$

$$(\tau - \varepsilon) \leq y_p \leq \tau:$$

$$I_{iii}' = 2l \int_{\tau-\varepsilon}^{\tau} \left[\frac{1}{2\varepsilon} \int_{\varepsilon-y}^{\varepsilon} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} \cdot dY \right] dy$$

$$= \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) l \cdot J_x$$

(10)

ただし、 y_p : 点Pの y 方向座標、 $2l$: 鉄心積厚 (m)

I_i, I_{ii}, I_{iii} : 各領域正方向分電流 (A)

I_i', I_{ii}', I_{iii}' : 各領域逆方向分電流 (A)

ここで、1 ポールピッチ間各領域の正方向分電流および逆方向分電流の和をそれぞれ I_P, I_N とすると、

$$I_P = I_i + I_{ii} + I_{iii} = \frac{4}{\pi} \left[\tau - \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) \varepsilon \right] l \cdot J_x \quad (11)$$

$$I_N = I_i' + I_{ii}' + I_{iii}' = \frac{4}{\pi} \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) \varepsilon l \cdot J_x \quad (12)$$

$$I_P + I_N = \frac{4}{\pi} \tau l \cdot J_x \quad (13)$$

(13)式の値は、1 ポールピッチ $0 \sim \tau$ 間の速度起電力による2次電流が、かご形あるいは巻線形回転子の2次電流と同様に、 $0 \sim \tau$ 間の導体中にもみ流れると仮定した場合の電流値を示す(14)式の値に等しい。

$$I_0 = \tau \cdot 2l \cdot \frac{1}{2\varepsilon} \int_0^{2\varepsilon} J_x \sin \frac{\pi Y}{2\varepsilon} dy = \frac{4}{\pi} \tau l \cdot J_x \quad (14)$$

ただし、 I_0 : $0 \sim \tau$ 間の導体中にもみ流れると仮定したときの2次電流値

つぎに、推力については、さきの(12)式の電流値 I_N は隣接極の磁束密度 $-B_m$ との間に逆方向の推力を発生する電流成分であり、したがって正味発生推力は、

$$\nu(I_P - I_N) = \frac{4}{\pi} \left[\tau - \left(2 - \frac{4}{\pi} \right) \varepsilon \right] \nu l \cdot J_x \quad (15)$$

Fig. 12 Mean values of J_{x-y}

ただし、 ν : 磁束と2次電流間の推力係数
一方、逆方向分電流の存在しない場合の発生推力は

$$\frac{4}{\pi} \nu \tau l J_x \quad (16)$$

ここで(15), (16)両式の数値の比を k_y で示すと、

$$k_y = \frac{4}{\pi} \left[\tau - \left(2 - \frac{4}{\pi} \right) \varepsilon \right] \nu l J_x / \frac{4}{\pi} \nu \tau l J_x \\ = 1 - \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) \frac{2\varepsilon}{\tau} \quad (17)$$

すなわち、 k_y は鉄心下領域の2次電流 x 方向成分によって発生する正方向分推力および逆方向分推力との差による正味発生推力と、2次電流 x 方向成分のすべてが推力発生に寄与する場合の発生推力との比を示す。

さきの Fig. 7 および No. 2~No. 4 の1次コイルについての電流密度 J_{x-y} 実測値によれば、オーバハングのない $l_0=0$ の場合を除き、電流密度の y 方向についての分散は、オーバハング長とポールピッチとの比 $l_0/\tau = \beta$ の値、0.5~1.5 に対してほとんど変化がなく、 $\beta \geq 1.0$ ではほぼ一定とみなしうる。また、ポールピッチについてもほぼ無関係で、各コイルについての J_{x-y} の平均値ならびに y 方向への分散は Fig. 12 のとおりである。Fig. 12 の形状より、 $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_4$ を(9)~(17)の各式中の ε として近似、算出した k_y の値を Table 4 中に示す。

Table 4 Extend and k_y

No. of coils	Width of extend (cm)	k_y
1	8.4	0.65
2	9.0	0.75
3	9.0	0.81
4	8.8	0.86

Fig. 13 Correction coefficient

4.4 補正係数

さきの 4.2, 4.3 において算出した k_x および k_y は、いずれも平板状2次導体中の電流分布がうず状となるため、推力発生に寄与すべき2次電流の有効成分が減少する特質を示す係数で、両者の積を k_{ce} とおくと、

$$k_{ce} = k_x \cdot k_y \quad (18)$$

(18)式の k_{ce} は電磁界方程式から算出したさきの、(1)式の補正係数 k_{cc} に対応する。

今回の、ポールピッチの異なる1次コイル No. 1~No. 4 についての実測値から求めた k_{ce} と、電磁界方程式から求めた k_{cc} との比較を、実際に近いエアギャップ長 20 [mm] の場合について示すと Fig. 13 のとおりである。Fig. 13 から明らかなように、実測値から求めた k_{ce} のうち、ポールピッチの比較的大きいコイル No. 3, No. 4 については電磁界方程式から求めた k_{cc} の値とほぼ一致し、ポールピッチの小さいコイル No. 1, No. 2 の場合、 k_{ce} は k_{cc} に比べ 20~30 [%] 小さい値を示している。

4.5 検討

実験から求めた補正係数 k_{ce} と電磁界方程式からの補正係数 k_{cc} との差異は、主として、電磁界方程式からの k_{cc} 中に、4.3 において考察した2次電流密度 J_x の y 方向への分散が考慮されていないことによるものと考えられる。すなわち、Fig. 13 において実測から求めた補正係数 k_{ce} の値は、ポールピッチの小さくなるに従って減少してゆくが、この理由については Fig. 11 からわかるように、ポールピッチが小さいほど、電流密度 J_x の y 方向への分散の影響が顕著に表われることによる。

電磁界方程式からの補正値を用いた推力計算値は、実測値より大きい値となるが^{1), 6)}、この理由は以上に検討した事情によるものと考えられる。

5. む す び

リニヤモータの2次電流に関する実験結果から、(a)固定子鉄心下においてエアギャップ磁束とさ交する2次電流の有効成分は鉄心積厚方向に一様でなく、鉄心端部に近づくにつれてその値が減少する。(b)2次電流は1次コイル辺下に集中せず、鉄心長さ方向にある幅をもって分散して流れる。などの特質に着目し、定常特性算定に必要とする補正値を、係数 k_x , k_y , k_{ce} の形で導いた。電磁界方程式から補正値を算出する場合、上記の特質(a)については(1)式からも明らかのように、算出式中にこれが考慮されている。しかしながら、特質(b)については算出式中にこのことが考慮されていない。したがって、電磁界方程式から求めた補正係数 k_{ce} は、実測値から求めた k_{ce} に対し、Fig. 13 に示すような差異を生ずることとなる。

今回の実験では係数 k_x , k_y , k_{ce} を1次巻線のポールピッチならびにエアギャップ長のみをパラメータとして求めたが、さらに鉄心積厚、2次導体材質、厚みなどの影響についても検討を行って、本文中の δ , ε の値

を実際のリニヤモータの諸元から決定することができるようになれば、係数 k_x , k_y , k_{ce} を、特に面倒な実測を行うことなく容易に求めることが可能となり、定常特性の正確な算定がより簡単になるものと考ええる。

おわりに、本研究に熱心な協力をいただいた明治大学大学院生 小柳和広君(現、シドニー大学)ならびに計算センターの各位に厚く御礼申しあげる。

参 考 文 献

- 1) 松宮：二相リニヤモータの定常特性，計測自動制御学会論文集，9-1，29/36 (1973)
- 2) R.L. Russel and K.H. Norsworthy: Eddy Currents and Wall Losses in Screened-Rotor Induction Motors, T.A.I.E.E. Paper No. 2525 u, 163/175 (1958)
- 3) 内海，高木：Linear Induction Motor の駆動力について，明治大学工学部研究報告，No. 20，69/73 (1966)
- 4) 高木，松宮：リニヤモータの二次導体電流について，明治大学科学技術研究所紀要，12-1，1/14 (1973)
- 5) 小柳，松宮，高木：リニヤモータの二次導体電流についての検討，電気学会全国大会，No. 670 (1974)
- 6) 松宮，高木：直線誘導機の端作用ならびに等価回路について，電気学会雑誌，91-2，125/134 (1971)