UDC 621. 313. 333-185. 3

論文

54-B 86

一次巻線のコイル端起磁力の形状を考慮したリニアインダクションマシンの解析

正員 梅津 長徳 (宮崎大)

正員 野中 作太郎 (九州大)

1. ま え が き

先に筆者らは低速リニアインダクションマシン(低速機)の特性⁽¹⁾について、一次鉄心積厚方向(横方向)の起磁力分布は一樣とした二次元空間高調波解析法⁽²⁾によって、運転時だけでなく拘束時においても推力、垂直力に端効果が生ずることを明らかにしたが、二次元解析では、一次表面電流の進行磁界方向(縦方向)成分は Russell-Norsworthy の係数によって補正されているが、磁束密度の横方向成分を算出できないため、一次鉄心表面に垂直に作用する力(以後垂直力と呼ぶ)や、一次表面に平行で二次導体板の幅方向、すなわち横方向に作用する力(以後横方向垂直力と呼ぶ)などを正しく把握することはできない。これら垂直力と横方向垂直力は、一次鉄心と二次導体の支持案内をするのに影響を及ぼす重要なものと考えられる。しかし、現在まで横方向成分の磁束密度を考慮して、これらの力を検討したものはないようである。これら力の一つの解析法として、一次起磁力の縦方向分布と横方向分布のそれぞれの形状を考慮した三次元解析法がある。既に三次元解析として Oberretl 氏⁽³⁾や山村氏ら⁽⁴⁾の報告があるが、いずれも横方向垂直力については言及されていない。また垂直力では同氏の報告で定電流運転時のものがあるが、定電圧運転時までは言及されていないようである。

一般に、一次巻線の形状には亀甲形や小判形などがあるが、これら巻線の起磁力の横方向分布を原形のままで解析することは困難であるので、本論文では縦方向と横方向に非常に長い一次鉄心を仮定し、一次巻線による起磁力の値はできるだけ等価になり、しかも解析に容易な横方向分布をもつ起磁力の形状として台形分布を提案し、これと一次起磁力の縦方向分布は、従

来の二次元解析⁽²⁾を利用した三次元解析(以後台形形三次元解析と呼ぶ)を行なった。この三次元解析と二次元解析とによる速度特性の計算結果を比較して次の事がらが認められた。すなわち推力の両解析値の差異は小さく、特に高速領域ではその差異は僅少となる。垂直力の両解析値の差異の大きさは設計定数によって異なり、特に高速機で顕著に表われる。また二次導体板の横方向片側だけに働く横方向垂直力は、速度に無関係に反発力となることなどである。

以上のことから、推力の計算は従来の二次元解析でもよく、リニアインダクションマシン(LIM)の支持案内に影響を及ぼす垂直力と、横方向垂直力の速度特性を重点的に示した。

2. 一次巻線のコイル端起磁力の分布を考慮した一次表面電流

第1図に、一次巻線のコイル端起磁力分布形状を台形形とした a 相起磁力の横方向分布 $f_a(y)$ を示す。図から $f_a(y)$ は次式のフーリエ級数によって表示できる。

$$f_a(y) = N i_a \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \quad (k=1, 3, 5, \dots) \quad \dots\dots\dots (1)$$

但し $h_{2k} = h_2/k$: 横方向の第 k 調波に対する等価半波長(m), h_2 : 横方向基本波半波長(m): 二次導体幅に等しくとる。 N : 1 スロットあたりの一次巻線の巻数, i_a : a 相の巻線電流の瞬時値(A), $a_k = N i_a$ を単

第1図 起磁力の横方向分布

Fig. 1. Mathematical model and m.m.f. distribution in the transverse direction.

Analysis of Linear Induction Machines Taking into Account Magnetomotive Force form Along the Coil End of the Primary Winding. By Naganori Umez, Member (Faculty of Engineering, Miyazaki University) & Sakutaro Nonaka, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University).

梅津長徳: 正員, 宮崎大学工学部電気工学科
野中作太郎: 正員, 九州大学工学部電気工学科

位アンペアターンとした第 k 調波の最大値: 台形形の場合は

$$a_k = \frac{4}{\pi} \frac{1}{k c_1} \left(\frac{h_{2k}}{\pi} \right) \left(\cos \frac{\pi}{h_{2k}} \frac{h_1}{2} - \cos \frac{\pi}{h_{2k}} \frac{h_1'}{2} \right) \quad (2)$$

但し, h_1 : 一次鉄心積厚(m), h_1' : 一次巻線横方向幅(m), $c_1 = (h_1' - h_1)/2$: 一次巻線オーバハング(m)

そこで, (2)式を用いた台形形三次元解析の一次起磁力は, これと全く等価な起磁力を作る一次表面電流 $j_1 = (j_{1x}, j_{1y}, 0)$ によって置換えることができる。そこで, 第2図(a)(b)LIMの解析モデルで, 一次鉄心と二次導体の配置と座標軸を示す。ここで, 一次表面電流の x と y の各成分 j_{1x} , j_{1y} は連続であるから次式が成立する。

$$\nabla \cdot j_1 = 0 : \frac{\partial j_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial j_{1y}}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

j_{1x} と j_{1y} の x 方向分布の第 n 調波分と y 方向分布の第 k 調波分の表面電流 $j_{1x,nk}$, $j_{1y,nk}$ は, 前進波表面電流 $j_{1x,f,nk}$, $j_{1y,f,nk}$ と後進波表面電流 $j_{1x,b,nk}$, $j_{1y,b,nk}$ の和として次式の複素数で表示される。

$$j_{1x} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (j_{1x,f,nk} \pm j_{1x,b,nk}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$j_{1y} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (j_{1y,f,nk} \pm j_{1y,b,nk}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

但し $+$: 偶数極, $-$: 奇数極, n, k : いずれも奇数値。そこで, $j_{1y,f,nk}$

$$j_{1y,f,nk} = J_{1f,nk} \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \cdot e^{j \frac{\pi}{\tau_{1n}} (v_{1n} t - x)} \quad (6)$$

$$J_{1f,nk} = \sqrt{2} m \frac{k_{\omega n} k_{Lpn} N_{ph}}{L_1} I_1 k_{mfn} a_k \quad (7)$$

但し, $\tau_{1n} = L_1/n$: 第 n 調波に対する x 方向の等価ポールピッチ (m), $2L_1$: 起磁力の縦方向基本波波長(m), $v_{1n} = 2\tau_{1n} f_1$: 第 n 調波の移動速度 (m/s), f_1 : 電源周波数(Hz), $J_{1f,nk}$: 一次表面電流前進波の第 n, k 調波の最大値(A/m), I_1 : 1相の電流実効値(A), m : 相数, $N_{ph} = 1$ 相の直列巻数 $= 2pqN$, q : 毎極毎相のスロット数, p : 片側の極数, $k_{\omega n}$: 第 n 調波の巻線係数, k_{Lpn} : 第 n 調波の極係数, k_{mfn} : 前進波の第 n 調波の相係数

また, 後進波 $j_{1y,b,nk}$ は(6)式で, $J_{1f,nk} \rightarrow J_{1b,nk}$, $(v_{1n} t - x) \rightarrow (v_{1n} t + x)$ と置換して得られる。ここで, $J_{1b,nk}$ は(7)式で $k_{mfn} \rightarrow k_{mbn} =$ 後進波の第 n 調波の相係数に置換して得られる。そこで, $j_{1x,f,nk}$ は $j_{1y,f,nk}$ との連続の条件式(3)式から次式で与えられる。

$$j_{1x,f,nk} = j \frac{\tau_{1n}}{\pi} J_{1f,nk} \frac{\pi}{h_{2k}} \sin \frac{\pi}{h_{2k}} y$$

第2図 リニアインダクションマシンの解析モデル
Fig. 2. Analytical model of the linear induction machine.

$$\times e^{j \frac{\pi}{\tau_{1n}} (v_{1n} t - x)} \quad \dots\dots\dots (8)$$

後進波 $j_{1x,b,nk}$ は(8)式で $j \rightarrow -j$, $J_{1f,nk} \rightarrow J_{1b,nk}$, $(v_{1n} t - x) \rightarrow (v_{1n} t + x)$ と置換して得られる。

3. 一次表面電流による三次元解析

(3.1) エアギャップ磁束密度 本論文の解析の対象として, 両側式リニアインダクションマシンを用いる。

第2図(a), (b)で前進波一次表面電流, $j_{1f,nk} = (j_{1x,f,nk}, j_{1y,f,nk}, 0)$ に対する各領域の磁束密度 $B_{f,nk} = (B_{x,f,nk}, B_{y,f,nk}, B_{z,f,nk})$ はベクトルポテンシャル $A_{f,nk} = (A_{x,f,nk}, A_{y,f,nk}, 0)$ によって求められる。そこで, 次式で示す電磁方程式が得られる。

$$\nabla^2 A_{f,nk} = \sigma \mu \left\{ \frac{\partial A_{f,nk}}{\partial t} - v \times (\nabla \times A_{f,nk}) \right\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$B_{f,nk} = \nabla \times A_{f,nk} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\nabla \cdot A_{f,nk} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

但し, σ : 二次導体の導電率(S/m), μ : 二次導体の透磁率(H/m), v : 二次導体速度 (m/s)

そこで, 第2図で速度 v_2 (m/s) で走行中の二次導体領域 II のベクトルポテンシャル $A_{f,nk}^{\text{II}} = (A_{x,f,nk}^{\text{II}}, A_{y,f,nk}^{\text{II}}, 0)$ とエアギャップ領域 III のベクトルポテンシャル $A_{f,nk}^{\text{III}} = (A_{x,f,nk}^{\text{III}}, A_{y,f,nk}^{\text{III}}, 0)$ の解は, モデルの物理的性質から一般に次の変数分離形で与えられる。

$$A_{y,f,nk}^{\text{II}} = 2C_{f,nk}^{\text{II}} \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \times \cosh K_{f,nk}^{\text{II}} z \cdot e^{j \frac{\pi}{\tau_{1n}} (v_{1n} t - x)} \quad \dots (12)$$

$$A_{y,f,nk}^{\text{III}} = (C_{f,nk}^{\text{III}} e^{K_{nk} z^{\text{II}}} + D_{f,nk}^{\text{III}} e^{-K_{nk} z^{\text{III}}}) \times \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \cdot e^{j \frac{\pi}{\tau_{1n}} (v_{1n} t - x)} \quad \dots (13)$$

但し,

$$K_{f,nk}^{\text{II}} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{\tau_{1n}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h_{2k}} \right)^2 + j \sigma \mu s_{fn} v_{1n} \frac{\pi}{\tau_{1n}}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

(a) 中空アルミニウム二次導体

(b) 等価単一構造二次導体

第3図 中空アルミニウムリアクションレールとその等価二次導体

Fig. 3. Hollow aluminum reaction rail and tise equivalent secondary.

$$K_{nk}^{\text{III}} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{\tau_{1n}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{h_{2k}}\right)^2} \dots (15)$$

$$s_{fn} = (v_{1n} - v_2)/v_{1n} = 1 - (1-s)\tau/\tau_{1n} \quad \text{前進波}$$

$$\text{第 } n \text{ 調波すべり} \dots (16)$$

$$s = (v_1 - v_2)/v_1: \text{すべり}, v_1 = 2\tau f_1: \text{同期速度 (m/s)}$$

ここで, $A_{x,f,nk}^{\text{II}}, A_{x,f,nk}^{\text{III}}$ は(11)式と(12), (14)式の関係から与えられる。

そこで, (12), (13)式の未定定数 $C_{f,nk}^{\text{II}}, C_{f,nk}^{\text{III}}, D_{f,nk}^{\text{III}}$ は次の境界条件式から決定される。

(1) 領域 II と III の境界: $z=d$

$$A_{y,f,nk}^{\text{II}} = A_{y,f,nk}^{\text{III}} \dots (17)$$

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{y,f,nk}^{\text{II}}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_{y,f,nk}^{\text{III}}}{\partial z} \dots (18)$$

(2) 領域 III と IV の境界: $z=d+g$ ここで, 領域 IV の透磁率は無限大, 導電率は零とすれば次式が成立する。

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_{y,f,nk}^{\text{III}}}{\partial z} = j_{1y,f,nk} \dots (19)$$

但し, μ_0 : エアギャップの透磁率 (H/m)

そこで, (17)~(19)式の境界条件から未定定数を決定すれば, 領域 II と III のベクトルポテンシャルが次式のように求められる。

$$A_{x,f,nk}^{\text{II}} = j\mu_0 \frac{\pi}{\tau_{1n}} J_{1,f,nk} \frac{\pi}{h_{2k}} H_{f,nk}^{\text{II}}(z)$$

$$\times \sin \frac{\pi}{h_{2k}} y \cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{1n}}(v_{1n}t-x)} \dots (20)$$

$$A_{y,f,nk}^{\text{II}} = \mu_0 J_{1,f,nk} H_{f,nk}^{\text{II}}(z) \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \times e^{j\frac{\pi}{\tau_{1n}}(v_{1n}t-x)} \dots (21)$$

$$A_{x,f,nk}^{\text{III}} = j\mu_0 \frac{\tau_{1n}}{\pi} J_{1,f,nk} \frac{\pi}{h_{2k}} H_{f,nk}^{\text{III}}(z) \times \sin \frac{\pi}{h_{2k}} y \cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{1n}}(v_{1n}t-x)} \dots (22)$$

$$A_{y,f,nk}^{\text{III}} = \mu_0 J_{1,f,nk} H_{f,nk}^{\text{III}}(z) \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \times e^{j\frac{\pi}{\tau_{1n}}(v_{1n}t-x)} \dots (23)$$

但し,

$$H_{f,nk}^{\text{II}}(z) = \frac{\cosh}{\left\{ \tanh K_{nk}^{\text{III}} g + \frac{\mu_0 K_{f,nk}^{\text{II}}}{\mu K_{nk}^{\text{III}}} \tanh K_{f,nk}^{\text{II}} z \right\} \cosh K_{nk}^{\text{III}} g \cdot \cosh K_{f,nk}^{\text{II}} d} \dots (24)$$

$$H_{f,nk}^{\text{III}}(z) = \frac{\left\{ 1 + \frac{\mu_0 K_{f,nk}^{\text{II}}}{\mu K_{nk}^{\text{III}}} \tanh K_{f,nk}^{\text{II}} d \right\} \tanh K_{nk}^{\text{III}} g + \frac{\mu_0 K_{f,nk}^{\text{II}}}{\mu K_{nk}^{\text{III}}} \tanh K_{f,nk}^{\text{II}} (z-d)}{\tanh K_{f,nk}^{\text{II}} d \cosh K_{nk}^{\text{III}} g} \dots (25)$$

領域 II と III の x 成分の後進波の第 nk 調波のベクトルポテンシャル $A_{x,b,nk}^{\text{II}}, A_{x,b,nk}^{\text{III}}$ は (20), (22)式の両式で $(v_{1n}t-x) \rightarrow (v_{1n}t+x)$, $j\mu_0 \rightarrow -j\mu_0$, $J_{1,f,nk} \rightarrow J_{1,b,nk}$, $K_{f,nk}^{\text{II}} \rightarrow K_{b,nk}^{\text{II}}$, $H_{f,nk}^{\text{II}}(z) \rightarrow H_{b,nk}^{\text{II}}(z)$, $H_{f,nk}^{\text{III}}(z) \rightarrow H_{b,nk}^{\text{III}}(z)$ にそれぞれ置換して得られる。ここで, $H_{b,nk}^{\text{II}}(z)$ と $H_{b,nk}^{\text{III}}(z)$ は (24), (25)式の両式で $K_{f,nk}^{\text{II}} \rightarrow K_{b,nk}^{\text{II}}$ に置換して得られる。

但し,

$$K_{b,nk}^{\text{II}} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{\tau_{1n}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{h_{2k}}\right)^2} + j\sigma\mu v_{1n} s_{bn} \frac{\pi}{\tau_{1n}} \dots (26)$$

$$s_{bn} = 1 + (1-s)\tau/\tau_{1n} \dots (27)$$

また, 領域 II と III の y 成分の後進波の第 nk 調波のベクトルポテンシャル $A_{y,b,nk}^{\text{II}}$ と $A_{y,b,nk}^{\text{III}}$ は, $A_{x,b,nk}^{\text{II}}$ と $A_{x,b,nk}^{\text{III}}$ を求めた置換を (21), (23)式の両式に適用して求められる。

そこで, (4), (5)式の両式の一次表面電流によって, 一次鉄心表面上 ($z=d+g$) において誘導される

領域Ⅲのエアギャップ磁束密度の各成分 B_{x1}^{III} , B_{y1}^{III} , B_{z1}^{III} は、次式でそれぞれ与えられる。

$$B_{x1}^{\text{III}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\left(-\frac{\partial A_{y,f,nk}^{\text{III}}}{\partial z} \right) \pm \left(-\frac{\partial A_{y,b,nk}^{\text{III}}}{\partial z} \right) \right]_{z=d+g} = -\mu_0 j_{1y} \dots (28)$$

$$B_{y1}^{\text{III}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{\partial A_{x,f,nk}^{\text{III}}}{\partial x} \pm \frac{\partial A_{x,b,nk}^{\text{III}}}{\partial x} \right]_{z=d+g} = \mu_0 j_{1x} \dots (29)$$

$$B_{z1}^{\text{III}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial A_{y,f,nk}^{\text{III}}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x,f,nk}^{\text{III}}}{\partial y} \right) \pm \left(\frac{\partial A_{y,b,nk}^{\text{III}}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x,b,nk}^{\text{III}}}{\partial y} \right) \right]_{z=d+g} \\ = -j\mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tau_{1n}}{\pi} K_{nk}^{\text{III}} \cos \frac{\pi}{h_{2k}} y \\ \times \{ -J_{1,f,nk} H_{f,nk}^{\text{III}}(z) \cdot e^{j\frac{\pi}{\epsilon_{1n}}(v_{1n}t-x)} \\ \pm J_{1,b,nk} H_{b,nk}^{\text{III}}(z) \cdot e^{j\frac{\pi}{\epsilon_{1n}}(v_{1n}t+x)} \}_{z=d+g} \dots (30)$$

但し、複号：+：偶数極，-：奇数極

〈3.2〉 リニアインダクションマシンの特性算定式

z 成分の磁束密度の第 nk 調波の前進波 $B_{z1,f,nk}^{\text{III}}$ による一次誘導起電力 $E_{1,f,nk}$ (V/m) は、

$$E_{1,f,nk} = v_{1n} B_{z1,f,nk}^{\text{III}} \dots (31)$$

従って、起磁力の横方向分布の幅 h_2 (m) の実効直列導体数 $2k_{\omega n} k_{Lpn} N_{ph}$ に誘導される前進波の第 nk 調波の起電力の実効値 $\dot{E}_{1,f,nk}$ (V) は、

$$\dot{E}_{1,f,nk} = - \int_{-h_2/2}^{h_2/2} \frac{2}{\sqrt{2}} v_{1n} k_{\omega n} k_{Lpn} N_{ph} \\ \times B_{z1,f,nk}^{\text{III}} dy \dots (32)$$

これに対する供給電圧 $\dot{E}_{1,f,nk}' = -\dot{E}_{1,f,nk}$ であるから、その等価二次インピーダンス $\dot{Z}_{1,f,nk}(\Omega)$ は

$$\dot{Z}_{1,f,nk} = \dot{E}_{1,f,nk}' / I_1 \\ = r_{2e,f,nk} + jx_{2e,f,nk} \dots (33)$$

後進波の等価二次インピーダンス $\dot{Z}_{1,b,nk}(\Omega)$ は

$$\dot{Z}_{1,b,nk} = r_{2e,b,nk} + jx_{2e,b,nk} \dots (34)$$

そこで、一次端子電圧 V_1 (V)、一次抵抗 $r_1(\Omega)$ 、一次リアクタンス $x_1(\Omega)$ が与えられると、一次端子から見た全インピーダンス $\dot{Z}_1(\Omega)$ は次式で与えられる。

$$\dot{Z}_1 = \sqrt{(r_1 + r_{2e})^2 + (x_1 + x_{2e})^2} \dots (35)$$

但し、

$$r_{2e} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (r_{2e,f,nk} + r_{2e,b,nk}) \dots (36)$$

$$x_{2e} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (x_{2e,f,nk} + x_{2e,b,nk}) \dots (37)$$

一次電流 I_1 (A) は次式で求められる。

$$I_1 = V_1 / \dot{Z}_1 \dots (38)$$

I_1 が定まれば (28)~(30) 式の B_{x1}^{III} , B_{y1}^{III} , B_{z1}^{III} は一次電流が決定される。そこで、推力 F_x (kg)、二次導体の横方向片側に作用する横方向垂直力 F_y (kg)、垂直力 F_z (kg) はマクスウェルの磁気応力テンソルの概念を用いて表示すれば、それぞれ次式のように書ける。

$$F_x = \int_{-h_2/2}^{h_2/2} f_x dy \dots (39)$$

$$F_y = \int_0^{h_2/2} f_y dy \dots (40)$$

$$F_z = \int_{-h_2/2}^{h_2/2} f_z dy \dots (41)$$

但し、 f_x (kg/m), f_y (kg/m), f_z (kg/m) は

$$f_x = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \frac{1}{9.8} \left\{ 2 \times \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{1}{\mu_0} B_{x1}^{\text{III}} B_{x1}^{\text{III}*} \right) \right\} \\ \times dx \dots (42)$$

$$f_y = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \frac{1}{9.8} \left\{ \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{1}{\mu_0} B_{z1}^{\text{III}} B_{y1}^{\text{III}*} \right) \right\} dx \\ \dots (43)$$

$$f_z = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \frac{1}{9.8} \left\{ \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{1}{2\mu_0} B_{z1}^{\text{III}} B_{z1}^{\text{III}*} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2\mu_0} B_{x1}^{\text{III}} B_{x1}^{\text{III}*} - \frac{1}{2\mu_0} B_{y1}^{\text{III}} B_{y1}^{\text{III}*} \right) \right\} \\ \times dx \dots (44)$$

4. リニアインダクションマシンの特性

実験機として、低速機は文献 (1) と同じものを用い、高速機の数値例としてアメリカ運輸省の浮上試験車 Tracked Levitated Research Vehicle (TLRV)⁽²⁾ (6) を用いる。第3図 (a) (b) に TLRV の中空アルミニウムリアクションレールとその等価単二次導体を示し、(b) 図の $2d_1'$ と σ_1 , μ の数値は文献 (7) によって算出した。磁束密度、推力、垂直力の縦方向分布については多くの報告⁽¹⁾⁻⁽³⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾があるので、本論文ではこれらの横方向分布を定電流運転時のもとで詳述する。

〈4.1〉 低速機の特 性 低速機の特 性計算は、台形形とコイル端部起磁力の形状が $(1-\sin \theta)$ 形⁽⁵⁾ の二通りの三次元解析と二次元解析による。

第4図~第11図に定電流運転時の磁束密度、推力、横方向垂直力、垂直力の各横方向分布を示し、図の左側に台形形、右側に $(1-\sin \theta)$ 形を示した。計算は $I_1=6.85$ A, $f_1=60$ Hz, $x=0$, $z=15$ mm の位置で

台形形と $(1 - \sin \theta)$ 形の計算値と実験値第 4 図 x 成分磁束密度の空間分布Fig. 4. Space distribution of the x -component flux density. 台形形と $(1 - \sin \theta)$ 形の計算値と実験値第 5 図 y 成分磁束密度の空間分布Fig. 5. Space distribution of the y -component flux density.

行なった。

第 4 図～第 6 図に磁束密度の x , y , z の各成分の最大値 $B_{xm}^m(y)$, $B_{ym}^m(y)$, $B_{zm}^m(y)$ の計算値と実験値を示す。これらの値は、コイル端部では計算値が実験値より若干大きい。これは、コイル端部まで一次鉄心があると仮定した解析のためである。

第 7 図の $f_x(y)$ は両形の計算値ともほとんど同形になり、コイル端部においても推力がある分布となる。第 8 図の $f_y(y)$ はコイル端部分で反発力分布となり、一次鉄心横方向縁部で最大値を示し、この力は二次導体が一次鉄心に対して対称に位置する場合は相互に打消し合って現象として現われない。

第 9 図の $f_z(y)$ は両形とも一次鉄心表面では平坦分布になり、縁部で最大値を示し、一次巻線のコイル端部まで一次鉄心があると仮定しているにも拘らず、その両端に向かって急激に減少して反発力分布となることが認められる。

第 10 図に定電流運転時の F_x , F_y , F_z の三次元解析値と二次解析値と実測値の速度特性を示す。 F_x の両形の三次元解析値は二次元解析値より若干大きい値を示す。これは第 7 図で明らかのように、 $f_x(y)$ のコ

台形形と $(1 - \sin \theta)$ 形の計算値と実験値第 6 図 z 成分磁束密度の空間分布Fig. 6. Space distribution of the z -component flux density.

イル端部の分布が鉄心を仮定しているため正推力となっていることに起因する。 F_y は第 8 図 $f_y(y)$ の分布より、すべりに無関係に反発力となり、 $s=0$ 近傍で最大となる。

これは実測が困難であるので三次元解析値だけを示

台形形と $(1 - \sin \theta)$ 形による計算値

第 7 図 推力の空間分布

Fig. 7. Space distribution of the thrust.

台形形と $(1-\sin \theta)$ 形による計算値

第 8 図 二次導体に働く横方向垂直力の空間分布
Fig. 8. Space distribution of the transverse vertical force acting on the secondary member.

した。 F_x は逆相制動では三次元解析値が二次元解析値より小さく、電動機動作と発電機動作では大きい。これは第 9 図 $f_z(y)$ のコイル端部の負垂直力分布の影響が逆相制動で大きく、他の動作では小さいことによると考えられる。

台形形と $(1-\sin \theta)$ 形による計算値

第 9 図 一次鉄心に働く垂直力の空間分布
Fig. 9. Space distribution of the vertical force acting on the primary member.

第 10 図 定電流運転による推力、横方向垂直力、垂直力-速度特性

Fig. 10. Thrust, transverse vertical force and vertical force-slip characteristics under constant current drive.

第 11 図に定電圧運転時の F_x , F_y , F_z の速度特性を示す。本三次元解析に用いた一次インピーダンスは二次元解析に用いた値を使用している。本来、一次コイル端部に起磁力を考慮すれば、その一次リアクタンスは二次元解析に用いたものより小さい値となる。それゆえ本三次元解析に二次元解析の一次リアクタンス

第 11 図 定電圧運転による推力、横方向垂直力、垂直力-速度特性

Fig. 11. Thrust, transverse vertical force and vertical force-slip characteristics under constant voltage drive.

台形形による計算値

第 12 図 x, y, z の各成分磁束密度の空間分布

Fig. 12. Space distribution of the x, y and z -components flux density.

台形形による計算値

第 13 図 推力と垂直力の空間分布

Fig. 13. Space distribution of the thrust and vertical force.

台形形による計算値

第 14 図 二次導体に働く横方向垂直力の空間分布

Fig. 14. Space distribution of the transverse vertical force acting on the secondary member.

を用いれば、これが二重評価されて全インピーダンスを大きくし、一次電流を小さくする。そこで第 11 図の F_x, F_y, F_z は、すべて二次元解析値より三次元解析値が小さな値を示すこととなる。以上から低速機の推力、垂直力の二次元解析値と三次元解析値は若干の差異はあるが、実験値とあまり変わらないこと、また垂直力、横方向垂直力の横方向分布はコイル端部分でそれぞれ反発力分布となることが認められた。

〈4.2〉 高速機の特性 高速機では台形形三次元解析と二次元解析で $I_1=914$ A, $f_1=165$ Hz, $x=0$, $z=4.763$ mm の位置で計算し、これらの値を電動機動作領域で比較検討する。まず、定電流運転時の三次元解析による一次鉄心表面上の磁束密度の横方向分布について述べる。第 12 図の左側に $B_{xm}(y)$ と $B_{ym}(y)$ を右側に $B_{zm}(y)$ を示す。 $B_{xm}(y)$ と $B_{ym}(y)$ は、低速機の第 4 図と第 5 図の台形形と全く同じ形状を示す。 $B_{zm}(y)$ は第 6 図と同様の凹形分布となるが、その凹形は深くなっていることが認められる。次に、第 13 図の左側に $f_x(y)$ 、右側に $f_z(y)$ を示す。 $f_x(y)$ は、低速領域では一次鉄心両縁部で最大推力を生じ、同期速度で負推力分布になる。 $f_z(y)$ は、高速領域では吸引力分布となることが認められる。第 14 図に $f_y(y)$ を示す。これは高速領域で急激に大きくなることが認められる。

第 15 図に定電流運転時の F_x, F_y, F_z 、第 16 図に定電圧運転時の F_x, F_y, F_z のそれぞれの速度特性を示す。 F_x は定電流運転では三次元解析値が二次元解析値より若干大きく、定電圧運転では若干小さいことが認められる。これは低速機の各運転時の場合と同

第 15 図 定電流運転による推力、横方向垂直力、垂直力-速度特性

Fig. 15. Thrust, transverse vertical force and vertical force-slip characteristics under constant current drive.

第 16 図 定電圧運転による推力，横方向垂直力，垂直力-速度特性

Fig. 16. Thrust, transverse vertical force and vertical force-slip characteristics under constant voltage drive.

じ理由で説明できる。また，いずれの運転時とも高速通常運転領域で F_x の両解析結果はほぼ一致している。 F_y は低速機と同様に反発力となり，定電流運転では $s=0$ で最大値を示すが，定電圧運転では定電流運転に比べてあまり大きくなく，すべりに反比例して僅かな増加を示している。 F_z の低速領域の三次元解析値は定電流運転で二次元解析値の約 2 倍の反発力を示し，定電圧運転では約 1.4 倍の反発力を示している。また，高速領域では，両運転時とも二次元解析値に比べて非常に小さな吸引力となることが認められる。これらの差異は，三次元解析による垂直力の (44) 式の右辺の第 3 項のコイル端部の B_{z1}^m の影響によるものと考えられる。

5. あとがき

(1) 推力の横方向分布は低速機と高速機では相当に異なる。本三次元解析ではコイル端部の推力が計算

されるため二次元解析より大きい値を示す。しかし，その差異はあまり大きくないので，推力の解析は低速機，高速機とも二次元解析⁽²⁾で十分である。

(2) 垂直力の横方向分布では，一次コイル端部分を含めて一次鉄心があると仮定しているのにもかかわらず，その端部ですべりに無関係に反発力分布となることを示し，この影響は低速機ではあまり認められないが，高速機では特に始動時近傍で二次元解析値との比較で相当大きな反発力となること，通常運転されるすべりの近傍では，二次元解析値より割合小さい値の吸引力になることが認められた。

(3) 二次導体板の横方向片側に働く横方向垂直力はすべりに無関係に反発力となる。定電圧運転ではすべりに対してその値はあまり変わらないが，定電流運転ではその値が高速領域で急激に増加し， $s=0$ の近傍で最大値を示すことから，二次導体板の横方向の偏位による横方向垂直力の影響を高速機では考慮する必要がある。

以上，本三次元解析で LIM の支持案内に影響を及ぼす垂直力，横方向垂直力をより詳しく解明できることを示した。

終りに，本研究に御協力頂いた九州大学大学院生小川幸吉，宮崎大学大学院生黒木 厚両氏と同大学技官白坂俊一，原田忠男の両氏に深く感謝する。

(昭和 53 年 7 月 31 日受付，同 54 年 5 月 22 日再受付)

文 献

- (1) 梅津・野中：「低速リニアインダクションモーターの特性」電学論 B 97, 15 (昭 52-1)
- (2) E. R. Laithwaite 編：「Analysis of Linear Induction Motors Using a Space Harmonic Technique (S. Nonaka & K. Yoshida)」。Transport Without Wheels, 187~216, Elek Science, London (1977)
- (3) E. R. Laithwaite 編：「Three-Dimensional Analysis of the Linear Motor (K. Oberrettl)」。ibid., 217~247 (1977)
- (4) 山村・伊藤：「リニア誘導電動機の三次元解析」電学論 B 96-155 (昭 51-3)
- (5) T. W. Preston & A. B. J. Reece：「Transverse edge effect in linear motors」Proc. Instn. Elect. Engrs. 116, 6, 973 (1969-6)
- (6) J. H. Dannan, R. N. Day & G. P. Kalman：「A Linear-Induction Motor Propulsion System for High-Speed Ground Vehicles」Proc. IEEE 61, 5, 621 (1973)
- (7) 野中・幸山：「中空アルミニウムリアクションレールと等価な単一材質二次導体の検討」昭 51 九州支部連大 526
- (8) 山村・伊藤・Farouk Ismail Ahmed：「誘導形リニアモーターの端効果について」電学誌 90, 3, 459 (昭 45-3)
- (9) 野中・吉田：「両側式リニアモーターの垂直力についての考察」電学論 B 93 471 (昭 48-10)