UDC 621.313.333.012.6 : 621.333 : 621.318.38

論文

57-B69

片側式リニアインダクションモータの 近似特性計算式について

正 員 野 中 作太郎 (九州大)

正 員 樋 口 剛 (長崎大)

1. ま え が き

超高速鉄道用リニアインダクションモータ (LIM) として、片側式 LIM (SLIM) は地面に対して水平配置が可能なため、リアクションレールをステータが両側からはさむような構成をもつ両側式 LIM (DLIM) と比較して空間的変位の自由度が大きく、レール・分岐点の建設が容易で支持案内システムもより簡単になるなどの構造的利点を持っている。

LIM の理論的研究は解析と設計に大別されるが、前者に関して、筆者らはこれまで空間高調波解析法により DLIM^{(1)~(4)}、更に SLIM^{(5)~(6)}について、その特性・磁束分布などを明らかにしている。後者については磁気浮上式鉄道用片側式 LIM の設計方針として“細長く薄い LIM”を設計することを提案し、その最適設計法について研究を進めている^{(7)~(8)}。

LIM の設計計算において、上述の空間高調波解析法を用いれば正確な特性算定が可能となるが、解析式が級数の形で表わされるため各設計パラメータ間の関係の把握が困難である。筆者らは先に端効果を無視した場合について二次元解析により実用 LIM の特性解明、設計計算のための関係式を明らかにした⁽⁹⁾。

本論文は端効果を無視した二次元解析に線形近似を施し、更に端効果波の概念⁽¹⁰⁾を導入することにより、筆者らが先に一次理論を基に求めた設計計算式⁽¹¹⁾に補正係数を乗ずることで表皮効果と同時に端効果の影響も簡単に考慮できる片側式 LIM の近似特性計算式を導出したものである⁽¹²⁾。

数値例による検討から、本近似計算式による算定結果は空間高調波解析法による結果とよく一致し、計算

式は実用上十分な精度を持つことを確認している。

2. 端効果を無視した片側式 LIM の二次元解析

〈2.1〉 解析モデル 図1に SLIM の解析モデルを示す。領域Ⅰは一次巻線をモデル化したもので x 方向に無限に薄い一次電流シートを表わし、表面電流密度 j_1 (A/m) は(1)式のように複素数で表示でき、その実数部が瞬時値を表わすものとする。

$$j_1 = J_1 e^{j(\pi/\tau)(v_1 t - x)} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 τ : ポールピッチ (m), $v_1 = 2\tau f_1$ (m/s), f_1 : 供給周波数 (Hz), t : 時間 (S)

同じ起磁力を与える表面電流密度の最大値 J_1 (A/m) と m 相電流の実効値 I_1 (A) の関係は、

$$I_1 = \frac{1}{m 2\sqrt{2}} \frac{p}{k_w N_{ph}} \tau J_1 \dots \dots \dots (2)$$

但し、 p : 極数, $k_w = k_a k_p$: 巻線係数, N_{ph} : 相あたりの直列巻数

領域Ⅱは複合二次導体板を表わし、領域Ⅱ-1は裏張り鉄板(透磁率 μ_1 , 導電率 σ_1 , 厚み d_1)、領域Ⅱ-2は導体板 (μ_2, σ_2, d_2) で構成され x 方向に v_2 (m/s) の一定速度で走行するものとする。領域Ⅲ'は、領域Ⅱ-1の外側の空気領域 ($\mu_3 = \mu_0, \sigma = 0$)、領域Ⅲはエアギャップ領域でメカニカルクリアランスを g (m) とする。

領域Ⅳの一次鉄心は成層鉄心で $\mu_a = \infty, \sigma_a = 0$ を仮定する。

図 1 SLIM の解析モデル

Fig. 1. Analytical model of SLIM.

Approximate Equations for Calculation of Characteristics of The Single-Sided Linear Induction Motors. By Sakutaro Nonaka, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University) & Tsuyoshi Higuchi, Member (Faculty of Engineering, Nagasaki University).

野中作太郎: 正員, 九州大学工学部電気工学科
樋口 剛: 正員, 長崎大学工学部電気工学科

〈2・2〉 エアギャップ磁束密度と一次有効電力 一次電流シートに鎖交する磁束密度の接線成分 B_{z1}^{III} (T), 法線成分 B_{z1}^{II} (T) は図1の解析モデルに電磁界理論を適用すれば次式で表わされる⁽⁹⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

$$B_{z1}^{\text{III}} = -\mu_0 J_1 \varepsilon^{j(\pi/\tau)(v_1 t - x)} \dots\dots\dots (3)$$

$$B_{z1}^{\text{II}} = -j \mu_0 J_1 \coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_2') \times \varepsilon^{j(\pi/\tau)(v_1 t - x)} \dots\dots\dots (4)$$

$$\tanh \frac{\pi}{\tau} d_2 \lambda_2' = \frac{\mu_0}{\mu_2} \lambda_2 \tanh \frac{\pi}{\tau} (d_2 \lambda_2 + d_1 \lambda_1') \dots\dots\dots (5)$$

$$\tanh \frac{\pi}{\tau} d_1 \lambda_1' = \frac{\mu_2 \lambda_1 \frac{\mu_1}{\mu_3 \lambda_1} + \tanh \frac{\pi}{\tau} d_1 \lambda_1}{\mu_1 \lambda_2 \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_3 \lambda_1} \tanh \frac{\pi}{\tau} d_1 \lambda_1 \right)} \dots\dots\dots (6)$$

$$\lambda_1 = \sqrt{1 + j \mu_1 s v_1 \tau / \pi \rho_{1e}} \dots\dots\dots (7)$$

$$\lambda_2 = \sqrt{1 + j \mu_2 s v_1 \tau / \pi \rho_{2e}} \dots\dots\dots (8)$$

$$s = (v_1 - v_2) / v_1 \dots\dots\dots (9)$$

ここで, ρ_{1e}, ρ_{2e} は Russell-Norsworthy 係数⁽⁹⁾で横方向端効果を考慮したときの鉄板およびアルミニウム板の等価体積固有抵抗 ($\Omega \cdot \text{m}$) である。

一次側からエアギャップを介して二次側に伝達される有効電力 P_{o1} (W) は,

$$P_{o1} = m I_1^2 \left\{ 4 m \frac{(k_w N_{ph})^2 h v_1}{p \tau} \mu_0 \right\} \times \text{Re} \left\{ j \coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_2') \right\} \dots\dots\dots (10)$$

また1相あたりの等価二次インピーダンス $\dot{Z}_{2e}$ (Ω) は,

$$\dot{Z}_{2e} = 4 m \frac{(k_w N_{ph})^2 h v_1}{p \tau} \mu_0 \times \left\{ j \coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_2') \right\} \dots\dots\dots (11)$$

3. 端効果を見視した二次元近似解析

〈3・1〉 一次有効電力と等価二次インピーダンス

(10), (11)式を複素数や双曲線関数を含まない簡明な形で表わすために以下の仮定を設ける。

- (i) 裏張り鉄板厚は十分大きい。
- (ii) 定格すべりは低すべり領域に存在する。
- (iii) ポールピッチに対するアルミニウム板厚の比 d_2/τ , メカニカルクリアランスの比 g/τ は十分小さい。

(i)~(iii)の仮定より, 次の近似式が得られる。

$$\tanh(\pi/\tau) d_1 \lambda_1 \approx 1 \dots\dots\dots (12)$$

$$\tanh(\pi/\tau) d_2 \lambda_2 \approx (\pi/\tau) d_2 \lambda_2 \dots\dots\dots (13)$$

$$\tanh(\pi/\tau) g \approx (\pi/\tau) g \dots\dots\dots (14)$$

従って, (4)式において $\coth(\pi/\tau)(g + d_2 \lambda_2')$ は次のように近似される。

$$\coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_2') = \frac{1 + \frac{\pi}{\tau} d_2 \frac{\lambda_1 \mu_0}{\mu_1} + \left(\frac{\pi}{\tau} \lambda_2 \right)^2 g d_2 + \frac{\pi}{\tau} g \frac{\lambda_1 \mu_0}{\mu_1}}{\frac{\pi}{\tau} g + \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 \frac{\lambda_1 \mu_0}{\mu_1} + \frac{\pi}{\tau} d_2 \lambda_2^2 + \frac{\lambda_1 \mu_0}{\mu_1}} \dots\dots\dots (15)$$

(15)式において, λ_1 は次のように実数部, 虚数部に分離される⁽¹⁴⁾。

$$\lambda_1 = \alpha_1 + j \beta_1 \dots\dots\dots (16)$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + (\mu_1 s v_1 \tau / \pi \rho_{1e})^2} + 1} \dots\dots\dots (17)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + (\mu_1 s v_1 \tau / \pi \rho_{1e})^2} - 1} \dots\dots\dots (18)$$

II-1 領域が強磁性体の場合 ($\mu_1 s v_1 \tau / \pi \rho_{1e}$) $\gg 1$ の関係が成立し, α_1, β_1 は次のように近似することができる。

$$\alpha_1 = \beta_1 \approx \sqrt{\mu_1 s v_1 \tau / 2 \pi \rho_{1e}} \dots\dots\dots (19)$$

ここで, 磁気レイノルズ数を次のように定義し,

$$\gamma_1 = \mu_1 v_1 \tau / \pi \rho_{1e} \dots\dots\dots (20)$$

$$\gamma_2 = \mu_2 v_1 \tau / \pi \rho_{2e} \dots\dots\dots (21)$$

(15)式に(8), (16)式を代入して整理すると,

$$\coth \frac{\pi}{\tau} (g + d_2 \lambda_2') = \frac{B - j \frac{\pi}{\tau} d_2 s \gamma_2 C}{A} \dots\dots\dots (22)$$

但し,

$$A = \left(\frac{\pi}{\tau} \right)^2 \{ (g + d_2)^2 + (d_2 s \gamma_2)^2 \} + 2 \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \left(1 + \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 \right) \frac{\pi}{\tau} \times \{ g + d_2 (1 + s \gamma_2) \} \dots\dots\dots (23)$$

$$B = \frac{\pi}{\tau} (g + d_2) + \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 \times \left\{ \frac{\pi}{\tau} g + \frac{\pi}{\tau} d_2 (s \gamma_2)^2 \right\} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \times \left\{ 1 + \left(\frac{\pi}{\tau} g \right)^2 + \left(\frac{\pi}{\tau} d_2 \right)^2 s \gamma_2 + 2 \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 (2 + s \gamma_2) \right\} \dots\dots\dots (24)$$

$$C = \left\{ 1 - \left(\frac{\pi}{\tau} g \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \left(\frac{\pi}{\tau} d_2 + 1 \right) \left(\frac{\pi}{\tau} d_2 s \gamma_2 \right) \right\} \dots\dots\dots (25)$$

一次有効電力は(10)式に(22)式を代入し各項の大小

関係を考慮して整理すると次の近似式で与えられる。

$$P_{\phi 1} = \frac{s v_1^2 B_m^2 d_2 h \tau p C}{2 \rho_{2e} D} \dots \dots \dots (26)$$

ここで、

$$D = 1 + 2 \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 + 2 \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \frac{\pi}{\tau} (g + d_2) \\ \times \left\{ 1 + \frac{\pi}{\tau} g \frac{\pi}{\tau} d_2 (1 + s \gamma_2) \right\} \dots \dots \dots (27)$$

一次電流シートと鎖交する磁束密度の最大値 B_m と I_1 の関係は次式となる。

$$B_m = \frac{m 2 \sqrt{2} k_w N_{ph} \mu_0 I_1}{p \tau} \sqrt{\frac{D}{A}} \dots \dots \dots (28)$$

同様に、等価二次インピーダンス $\dot{Z}_{2e}$ は次のように近似され、

$$\dot{Z}_{2e} = r_{2e} + j x_{2e} \dots \dots \dots (29)$$

$$r_{2e} = 4 m \frac{(k_w N_{ph})^2 h v_1 \mu_0 (\pi/\tau) d_2 s \gamma_2 C}{p \tau A} \dots \dots \dots (30)$$

$$x_{2e} = 4 m \frac{(k_w N_{ph})^2 h v_1 \mu_0 B}{p \tau A} \dots \dots \dots (31)$$

一次端子電圧 V_1 (V) は次式で示される。

$$V_1 = \sqrt{(r_1 + r_{2e})^2 + (x_1 + x_{2e})^2} I_1 \dots \dots \dots (32)$$

ここで、 r_1 : 一次抵抗 (Ω), x_1 : 一次漏れリアクタンス (Ω)⁽⁹⁾

〈3・2〉等価回路定数 図2に片側式 LIM の等価回路を示す。但し、鉄損を無視する。

ここで、 r_2 : 二次抵抗の一次換算値 (Ω), x_2 : 二次漏れリアクタンスの一次換算値 (Ω), x_m : 励磁リアクタンス (Ω), E_1 : 一次誘導起電力 (V), I_ϕ : 励磁電流 (A), I_2 : 二次電流の一次換算値 (A)。

等価回路において $s=0$ のとき、二次インピーダンスは無限大となり、 $\dot{Z}_{2e} = j x_m$ となる。従って x_m は (11) 式から、

$$x_m = 4 m \frac{(k_w N_{ph})^2 h v_1 \mu_0}{p \tau} \times \frac{\mu_0 \left(1 + \frac{\pi}{\tau} g \right) \left(1 + \frac{\pi}{\tau} d_2 \right)}{\mu_1 \left(1 + \frac{\pi}{\tau} g \right) \left(1 + \frac{\pi}{\tau} d_2 \right)} *$$

図2 等価回路

Fig. 2. Equivalent circuit.

$$* \frac{\frac{\pi}{\tau} d_1 \left(1 + \frac{\pi}{\tau} d_2 \frac{\pi}{\tau} g \right)}{\frac{\pi}{\tau} d_1 \frac{\pi}{\tau} (g + d_2)} \dots \dots \dots (33)$$

また、 r_2 , x_2 はそれぞれ次式から求められる。

$$r_2 = \frac{s r_{2e} x_m^2}{r_{2e}^2 + (x_{2e} - x_m)^2} \dots \dots \dots (34)$$

$$x_2 = \frac{x_m (x_{2e} x_m - r_{2e}^2 - x_{2e}^2)}{r_{2e}^2 + (x_{2e} - x_m)^2} \dots \dots \dots (35)$$

4. 数値例による検討

〈4・1〉表皮効果の考慮 表皮効果を考慮する場合、SLIM の設計計算は先に示した高速 LIM の設計計算式⁽¹¹⁾において、 $P_{\phi 1}$ の式 [(36) 式] の代りに (26) 式を、また一次電流、一次端子電圧の算定にそれぞれ (28) 式、(32) 式を用いて行なうことができる。

$$P_{\phi 1} = \frac{s v_1^2 B_m^2 d_2 h \tau p}{2 \rho_{2e}} \dots \dots \dots (36)$$

(36) 式は一次元理論に基づき導出したもので、(26) 式において、 $\mu_1 \rightarrow \infty$, $g/\tau \rightarrow 0$ を仮定すると $C=1$, $D=1$ となり得られる。(26) 式の C/D は表皮効果を考慮した場合の補正項となる。

図3は、表皮効果を考慮した場合と無視した場合の B_m , I_1 の算定結果を比較したものである。

数値例としては、端効果を軽減するために細長く設計した 70 極 SLIM (LIM1)⁽⁷⁾ の設計定数を基準にとる。実線および点線は表皮効果を考慮した場合で、前者は二次元解析、後者はそれに線形近似を施した二次元近似解析より求めたものである。共に端効果の影響は無視し、磁気飽和の影響を考慮する意味で裏張り鉄板透磁率 $\mu_1=500 \mu_0$ としている。一点鎖線は表皮効

図3 一次元解析と二次元近似解析による算定結果の比較(端効果無し)

Fig. 3. Comparison between the calculated values by one-dimensional analysis and two-dimensional approximate analysis.

図 4 二次元近似解に対する設計パラメータの変化の影響(端効果無し)

Fig. 4. Effects of varying design parameters on the two-dimensional approximate analysis results.

果を無視した場合で、文献(11)を用いて算定した。

二次元近似解は、 g/τ の変化に対して十分な精度を持ち、設計値 $g/\tau = 0.043$ では二次元解析の結果とほぼ一致するとがわかる。

(4.2) 二次元近似式の適用範囲 二次元近似解析には(i)~(iii)の仮定が用いられている。図4(a)~(d)は、それぞれすべり s 、ポールピッチに対するアルミニウム板厚の比 d_2/τ 、裏張り鉄板厚の比 d_1/τ 、および裏張り鉄板透磁率 μ_1 の変化が二次元近似式の精度に及ぼす影響を示したものである。実線は二次元解析、点線は二次元近似解析による計算結果(以後、厳密解、近似解と呼ぶ)を示す。

(a) 図より低すべり領域における厳密解と近似解の差は小さく、近似式は定格すべりの値に対して実用上十分な適用範囲を持つこと、また、(b) 図より近似解は d_2/τ の広い範囲で十分な精度を持ち設計値 $d_2/\tau = 0.021$ では厳密解とほぼ一致することがわかる。(c) 図において、近似解は $d_1/\tau = 0.013$ ($d_1 = 3 \text{ mm}$) 以下で大きな誤差を生ずるが、リアクションレールの機械

的強度も考慮した普通の値の範囲では厳密解とよく一致する。

(d) 図より近似式は十分な精度を持って裏張り鉄板の飽和の影響を考慮できることがわかり、 $\mu_1 = 50\mu_0$ と極端な飽和に対しても B_m で 5%、 I_1 で 4% 程度の誤差を伴うのみである。

5. 片側式 LIM の端効果波と減衰時定数

(5.1) 端効果波 LIM の端効果波は、空間高調波解析法により端効果を考慮して求めた磁束密度分布から端効果を無視した場合の磁束密度分布をベクト的に差し引いた空間的過渡項として得られる⁽¹⁰⁾。

図5(a)~(d)は端効果の影響が大きい4極 SLIM (LIM 2)⁽¹³⁾の一次鉄心表面での x 成分磁束密度、また図6(a)~(d)は z 成分磁束密度の最大値分布を示す。図(a)~(d)はそれぞれすべり $s = 1.0, 0.5, 0.15, 0$ の場合で、実線は端効果を考慮、点線は無視した場合、一点鎖線は端効果波を表わす。

高速 LIM の一次電流は、特に低すべり領域では端

効果による二次減磁作用を補償するため大きな励磁電流が流入するので、端効果を無視した場合よりも大きくなる⁽³⁾。図5、図6の点線は、端効果を求めるために端効果を無視した場合の解析式に端効果を考慮したときの一次電流値を与えて求めたものである。また、出口端を過ぎても磁束が急に減衰しないのは無限長の一次鉄心を仮定しているためである。

図5の x 成分端効果波 B_{xt}^{III} は、一次鉄心透磁率 $\mu_0 = \infty$ を仮定したためモータ両端の一層巻の影響のみを表わしている。図6の B_{xt}^{III} 分布は縦方向の端効果を引き起こす z 成分端効果波の x 軸上の振舞を示すが、端効果波は二次導体速度 v_2 で二次側の時定数に依じて減衰しながら移動する。ここでは、瞬時分布図は省略したが、端効果波はほぼ $(1-s)\tau$ のピッチを持つ。

〈5.2〉 減衰時定数 ある時刻 t_1, t_2 に対応する x 座標 x_1, x_2 における z 成分端効果波を $B_{zt1}^{\text{III}}, B_{zt2}^{\text{III}}$ とすればその減衰時定数 $T(s)$ は

$$T = \frac{x_2 - x_1}{v_2 \ln(B_{zt1}^{\text{III}}/B_{zt2}^{\text{III}})} \quad (37)$$

で与えられる。図7はすべりに対する減衰時定数の変

図5 x 成分磁束密度の空間分布(最大値)

Fig. 5. Space distributions of maximum x -component flux density for various slips.

化を示し、点線で示した T_1 はモータ内部、一点鎖線で示した T_2 はモータ外部の時定数である。

無限長一次鉄心を仮定した場合、両者はよく一致する。また片側式 LIM は、中空アルミニウムリアクションレールを用いた両側式 LIM よりも大きな減衰時定数を持つことがわかる⁽¹⁵⁾。

〈5.3〉 等価回路定数で表現した減衰時定数

端効果波の減衰の様子は、図2に示した等価回路における $x_m, x_2, r_2/s$ 直列回路中での、端効果によりモータ入口端で生じた二次電流の振舞に依存すると考えられる。従って端効果波の減衰時定数 $T(s)$ を次式で表わす。

$$T = (x_{m1} + x_{21})/\omega_1 r_{21} \quad (38)$$

ここで、 x_{m1}, x_{21}, r_{21} は端効果により生じた二次電流に対する二次回路定数を表わす。

一般に $x_{m1} \gg x_{21}$ が成りたつため、 x_{21} の項を無視して T を次のように近似する。

$$T = x_{m1}/\omega_1 r_{21} \quad (39)$$

端効果により誘導される二次電流のポールピッチを $\tau_e = (1-s)\tau$ とし、(39)式に(33)、(34)式を代入して整理すると、 T は次の近似式で表わすことができる。

$$T = \frac{1 - \omega_1 \frac{\pi}{\tau_e} d_2 s^2 \gamma_2 \left[1 + \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \right] * \left(\frac{\pi}{\tau_e} g \right)^2 * \left[\frac{\pi}{\tau_e} d_2 + 1 \left/ \left(\frac{\pi}{\tau_e} d_2 s \gamma_2 \right) \right]}{F} E \quad (40)$$

$$E = \left\{ \frac{\mu_0}{\mu_1} \left(1 + \frac{\pi}{\tau_e} g \right) \left(1 + \frac{\pi}{\tau_e} d_2 \right) + \frac{\pi}{\tau_e} d_1 \right. \\ \times \left(1 + \frac{\pi}{\tau_e} g \frac{\pi}{\tau_e} d_2 \right) \left. \right\} \left\{ \frac{\mu_0}{\mu_1} \left(1 + \frac{\pi}{\tau_e} g \right) \right. \\ \times \left(1 + \frac{\pi}{\tau_e} d_2 \right) + \frac{\pi}{\tau_e} d_1 \frac{\pi}{\tau_e} (g + d_2) \left. \right\} \quad (41)$$

$$F = \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} \right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} + \frac{\pi}{\tau_e} d_1 \right) \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \right\}^2 \\ + \left\{ \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{\frac{s \gamma_1}{2}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} + \frac{\pi}{\tau_e} d_1 \right) \right. \\ + \frac{\pi}{\tau_e} d_2 s \gamma_2 \\ \times \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} + \frac{\mu_0 \pi}{\mu_1 \tau_e} d_2 + \frac{\pi}{\tau_e} d_1 \right) \left. \right\}^2 \quad (42)$$

図 6 z 成分磁束密度の空間分布(最大値)Fig. 6. Space distributions of maximum z -component flux density for various slips.

図 7 に (40) 式を使って計算した減衰時定数を実線 (T_3) で示す。 T_3 は先に端効果波より求めたモータ内およびモータ外の減衰時定数 T_1 , T_2 とよく一致することがわかる。図 8 (a), (b) はそれぞれ d_2 , 速度一定条件で変化させたポールピッチ τ が減衰時定数 T に及ぼす影響を示す。すべりは $s=0.15$ の場合である。

d_2, τ を増大すると T が増加し端効果の影響が強まることがわかるが、ポールピッチの場合 $\tau=600$ mm 以上では T の増加が飽和傾向を示している。

6. 端効果を考慮した二次元近似解析

〈6・1〉 磁束密度 図 6 において、端効果を考慮した場合の z 成分磁束密度 B_z^{III} は、入口端ではほぼ

図 7 端効果波の減衰時定数

Fig. 7. Time constants of the end effect wave.

零となる。従ってモータ両端の一層巻部分の影響を無視し、端効果波が $(1-s)\tau$ のピッチと f_1 の周波数を持ち減衰時定数 T' で減衰すると仮定すれば、モータ内の B_{z1}^{III} , B_{z1}^{III} は次のように近似できる。

$$B_{z1}^{\text{III}} = -\mu_0 J_1 \varepsilon^{j(\pi/\tau)(v_1 t - x)} \dots (43)$$

$$B_{z1}^{\text{III}} = -B_m \varepsilon^{j[(\pi/\tau)(v_1 t - x) + \varphi]} + B_m \varepsilon^{-x/T'} \varepsilon^{j[(\pi/\tau)(v_1 t - x)/(1-s) + \varphi]} \dots (44)$$

ここで、 T' は (40) 式で求めた減衰時定数 $T(s)$ に v_2 を乗じて距離 (m) に換算した値である。 B_m は (28) 式、 φ は次式より与えられる。

$$\tan \varphi = B \left/ \left(\frac{\pi}{\tau} d_2 s \gamma_2 C \right) \right. \dots (45)$$

〈6・2〉 一次有効電力と等価二次インピーダンス 一次導体板の y 方向単位長さあたりに誘導される誘導起電力 $\dot{E}_{y1}$ (V/m) は

$$\dot{E}_{y1} = -v_1 B_m \{ \varepsilon^{j[(\pi/\tau)(v_1 t - x) + \varphi]} - \varepsilon^{-x/T'} \varepsilon^{j[(\pi/\tau)(v_1 t - x)/(1-s) + \varphi]} \} \quad (46)$$

これに対する供給電圧 $\dot{E}_{y1}' = -\dot{E}_{y1}$ である。

端効果を考慮した場合の一次有効電力 P_{o1}' (W) は j_1^* を j_1 の共役複素数とすれば次式で示される。

$$P_{o1}' = \frac{h}{2} \int_0^L \text{Re}(\dot{E}_{y1}' j_1^*) dx = k_{e1} P_{o1} \quad (47)$$

ここで、 P_{o1} は (26) 式に示した端効果を無視した場合の一次有効電力、 k_{e1} は端効果を考慮する場合の補正係数で次式で表わすことができる⁽¹²⁾。

$$k_{e1} = 1 - \frac{1}{p \tau \left[\left(\frac{s \pi}{(1-s) \tau} \right)^2 + \left(\frac{1}{T'} \right)^2 \right]}$$

図 8 設計パラメータの減衰時定数へ及ぼす影響
Fig. 8. Effects of varying design parameters on the time constant of the end effect wave.

$$\begin{aligned} & \times \left[e^{-(p\tau/T')} \sin \frac{s\pi}{1-s} p \left\{ \frac{s\pi}{(1-s)\tau} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{T'} \tan \varphi \right\} + \left\{ 1 - e^{-(p\tau/T')} \cos \frac{s\pi}{1-s} p \right\} \right. \\ & \left. \times \left\{ \frac{s\pi}{(1-s)\tau} \tan \varphi + \frac{1}{T'} \right\} \right] \dots\dots\dots (48) \end{aligned}$$

端効果を考慮した場合の等価二次インピーダンス Z'_{2e} は (30), (31) 式に示した, r'_{2e}, x'_{2e} を使って次式で表わされる。

$$Z'_{2e} = r'_{2e} + j x'_{2e} \dots\dots\dots (49)$$

$$r'_{2e} = k_{e1} r_{2e} \dots\dots\dots (50)$$

$$x'_{2e} = k_{e2} x_{2e} \dots\dots\dots (51)$$

ここで, k_{e2} は,

$$\begin{aligned} k_{e2} &= 1 - \frac{1}{p\tau \left\{ \left[\frac{s\pi}{(1-s)\tau} \right]^2 + \left(\frac{1}{T'} \right)^2 \right\}} \\ & \times \left[e^{-(p\tau/T')} \sin \frac{s\pi}{1-s} p \left\{ \frac{1}{T'} \cot \varphi \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{s\pi}{(1-s)\tau} \right\} + \left\{ 1 - e^{-(p\tau/T')} \cos \frac{s\pi}{1-s} p \right\} \right. \\ & \left. \times \left\{ \frac{1}{T'} - \frac{s\pi}{(1-s)\tau} \cot \varphi \right\} \right] \dots\dots\dots (52) \end{aligned}$$

7. 数値例による検討

<7.1> 端効果を考慮した二次元近似解析式の精度

図 9 は, 端効果を考慮した二次元近似解析式による I_1 の算定値と空間高調波解析法による結果を比較したものである。数値例として $L=16\text{m}$ の LIM 1, および LIM 1 の設計定数を基準に磁束密度一定条件で L を 8m, 4m, 2m と変えて設計した LIM 3~LIM 5⁽⁷⁾ を用いた。実線は空間高調波解析法, また点線は端効果を考慮, 一点鎖線は無視した場合の二次元近似解析による算定値を示す。

モータ長が十分長い場合には, 端効果を無視した近似式でも十分であるが, 端効果を考慮した近似式は L の広い範囲でより正確な算定を与える。但し, 端効果を考慮した近似式は L の短い領域で多少の誤差を伴い, $L=2\text{m}$ の LIM 5 では電流を約 10% 過大評価している。

<7.2> 端効果とモータ長・極数の関係 図 10 (a), (b) は LIM 2 の設計定数を基準に同期速度 $v_1=535\text{km/h}$, $h=109\text{mm}$ 一定で, ポールピッチがそれぞれ $\tau=450\text{mm}$, 225mm の場合に極数, モータ長が端効果に及ぼす影響を, (48) 式を使って検討したものである⁽¹⁶⁾。

縦軸は, 端効果により減少する推力の割合 $(F_x - F_x)/F_x$ を示し, F_x は端効果を無視, F_x は考慮した場合の推力を表わす。○, △ 印の各点はそれぞれ $s=0.05, 0.1$ の場合の空間高調波解析法による計算値を示しているが, k_{e1} の式を用いれば端効果の影響をかなり正確に把握できることがわかる。

同図(c)は, 極数と定格すべり s_n の関係を示す。実際は $\tau=450\text{mm}$ 一定で, LIM 2 を基準に極数を変化した場合, 点線は $\tau=234\text{mm}$ の場合で LIM 3 ($p=34$ 極), LIM 4 (18 極), LIM 5 (8 極) の s_n を示し

図 9 端効果を考慮した設計計算式による算定結果
Fig. 9. Computed values using the design formulas with the end effect.

図 10 端効果および定格すべりに対する極数の影響
 Fig. 10. Effects of the number of poles on the end effect and the rated slip.

ている。いずれも最大推力の値が定格推力の 200% 程度になるように s_n を決定している。 $p=10$ 極以上では、極数の増加に伴う s_n の減少が非常に小さくなる。

図 10(a)~(c) より、高速 SLIM の端効果を軽減するにはモータ長を十分長くする必要のあることが確認される⁽⁷⁾。またモータ長が等しい場合 τ の小さい方すなわち極数の多い方が端効果の影響は小さくなる。ここで、 L の短いモータにおいても p を 40 極程度まで多くすると端効果を十分軽減することができるが、 τ 減少の影響が大きく特性は大幅に劣化することがわかっている⁽¹⁷⁾。

従って、高速 SLIM を設計する場合まずモータ長、ポールピッチの値を押えるべきであると考えられる。300km/h SLIM の場合、 $L=8\text{m}$ 、 $\tau=400 \text{ mm}$ 程度が妥当であると思われる⁽⁸⁾⁽¹⁶⁾。

8. むすび

以上、表皮効果と同時に端効果も簡単に考慮できる片側式 LIM の近似特性計算式を導出し、数値例による検討から計算式は実用上十分な精度を有し、合理的な SLIM の設計に有用なことを確認した。

計算式の導出にあたって、SLIM の端効果波の減衰時定数を導き端効果係数を求めているが、これらの式から設計パラメータの端効果に及ぼす影響を容易に把握することができる。(昭和 56 年 10 月 12 日受付)

文 献

- (1) S. Nonaka & K. Yoshida: "Analysis of Linear Induction Motors Using a Space Harmonic Technique", *Transport Without Wheels* (edited by E. R. Laithwaite) PP. 187 ~216 (1977) Elek Science
- (2) 野中・藤井・篠田:「高速 LIM 用中空アルミニウムリアクションレールの効果に関する実験的研究」電学論 B 99, 517 (昭 54-8)
- (3) 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の効果」電学論 B 99, 525 (昭 54-8)
- (4) 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 B 98, 617 (昭 53-7)
- (5) 野中・樋口:「片側式 LIM の二次アルミ板とメカニカルクリアランスの特性に及ぼす影響」昭 52 電気四学会九州支連大 No. 343
- (6) 野中・小川:「片側式リニアインダクションモータの磁力線分布」電学論 B 98, 867 (昭 53-10)
- (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 B 101, 475 (昭 56-8)
- (8) 野中・樋口:「高速輸送用片側式 LIM におけるモータ長・ポールピッチ・二次導体板厚の選定について」昭 56 電気学会全大 No. 782
- (9) 野中・吉田:「両側式リニアモータの等価回路定数と特性算定式」電学誌 90, 890 (昭 45-5)
- (10) 野中・幸山:「高速 LIM の磁束密度の端効果波の空間分布」昭 51 電気四学会九州支連大 No. 530
- (11) 野中:「高速鉄道用リニア・モータの設計について」昭 42 電気四学会連大 No. 582
- (12) 野中・樋口:「端効果を考慮した高速片側式 LIM の設計計算式について」昭 56 電気四学会九州支連大 No. 611
- (13) 野中・樋口・小川:「片側式リニアモータと両側式リニアモータの比較」九大工学集報 52, 5, 591 (昭 54-10)
- (14) 野中・吉田:「両側式リニアモータの特性解析」電学誌 90, 880 (昭 45-5)
- (15) 野中・幸山・広崎:「高速 LIM における中空アルミニウムリアクションレールの効果について」昭 52 電気学会全大 No. 1097
- (16) 野中・樋口:「高速片側式 LIM の極数・ポールピッチ・鉄心積み厚の選定について」昭 56 電気四学会九州支連大 No. 612
- (17) S. Nonaka & T. Higuchi: "Study of High-Speed Single-Sided Linear Induction Motor Design" *The Memoirs of Faculty of Engineering, Kyushu University*, 42, 1, 1 (1982)