UDC 621.313.33-501.12-621.3.045:537.81

論文

59-B 69

有限長正弦波一次表面電流を仮定した LIM 解析の問題点

正員 野中 作太郎 (九州大)

正員 古川 達也 (長崎大)

1. ま え が き

従来、リニアインダクションモータ (LIM) における端効果究明のために、大別して一次巻線起磁力分布のフーリエ級数展開に基づく解析法⁽¹⁾⁻⁽³⁾と有限長正弦波一次表面電流のフーリエ変換に基づく解析法⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾が適用されてきた。

LIM の解析では、二次側が一般に巻線ではなく広がりをもつ導体で構成されるため電磁界理論が適用されるが、この場合、一次鉄心表面の起磁力分布を解析上これと等価な表面電流に置き換える必要がある。

この際、無限に長い LIM では、スロット数が十分に多く、かつ相数の非常に多い多相巻線が施されているとすれば、一次起磁力は正弦波分布とみなされ、これに対応して表面電流も正弦波分布と仮定することが可能である⁽⁹⁾。

しかしながら、Nasar 氏⁽⁴⁾および山村氏ら⁽⁵⁾は、この考えを短一次形 LIM にまで拡張し、モータ長 L に対応してその存在範囲を限定した有限長正弦波一次表面電流 $j_s = J_1 e^{j(\omega_1 t - \pi x/\tau)}$ (但し、 $0 \leq x \leq L$) で一次巻線電流分布を表現した。

この場合、起磁力は正弦波進行起磁力を形成せず、その分布は正弦波進行起磁力にモータ全長にわたって一様な大ききで交番する起磁力 (以下、交番起磁力と略称) が重畳した分布となっており、エアギャップ内の電磁界を乱す問題が生ずる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。これは、実際の一次巻線起磁力とそれに等価な表面電流との対応関係が厳密に把握されていないことに起因する。

筆者らは、先に、有限長正弦波一次表面電流に対応する巻線は単層巻線 (Single-layer Winding) であることに着目し、空間高調波解析法⁽¹⁾⁽²⁾による実際の一次起磁力分布を考慮した解析を行ない、交番起磁力の振舞いやこの巻線を有する LIM の電磁界に及ぼす影響などを検討してきた⁽¹²⁾。

その結果、単層巻線 LIM の場合、通常の両端部が半収納スロットになる二層巻線⁽¹⁾⁽²⁾ (Double-layer Winding with Half-filled End-slots or Staggered Winding⁽¹³⁾、以下、二層巻線と略称) LIM とは異なる二次うず電流分布、磁束分布などの電磁現象の存在が明らかになった。

従って、短一次形 LIM の解析では、電磁現象の相違を明確にするために一次巻線方式を区別し、その起磁力分布を考慮した解析を行なう必要がある。

そこで、筆者ら^{(1),(2)}および Oberretl 氏⁽³⁾が行ってきた一次起磁力分布をフーリエ級数表示する手法をとれば、実際の巻線構成に即した LIM の特性評価が可能となり、前述した交番起磁力の影響も把握できる。

本論文では、従来の LIM 解析⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾における一次巻線のモデル設定に関する上述の問題点を再検討するとともに、前報告⁽¹²⁾で指摘した巻線方式による電磁現象の相違に応じて、単層巻線、全長二層巻線 (Completely Double-layer Winding) および二層巻線高速 LIM について、磁束密度、推力分布および定電圧駆動時の特性を呈示し、その差異を明らかにする。

これらの比較から、従来の解析⁽⁴⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾で同一視されてきた単層巻線 LIM と二層巻線 LIM は、電磁現象と同様に特性上も区別される必要がある。

2. 解 析

〈2.1〉解析モデル 回転形の誘導電動機あるいは無限に長い一次巻線を有する LIM では、一次起磁

On Analytical Problem in Conventional LIM Theories Assuming A Sinusoidal Primary Current Sheet Model With Finite Length. By Sakutaro Nonaka, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University) & Tatsuya Furukawa, 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
古川 達也: 正員, 長崎大学工学部電気工学科

図 1 有限長正弦波起磁力に対応する一次表面電流
Fig. 1. Primary current sheet corresponding to the sinusoidal *m.m.f.* with finite length.

図 2 有限長正弦波一次表面電流に対応する起磁力
Fig. 2. *M.m.f.* corresponding to the sinusoidal primary current sheet with finite length.

力は正弦波分布とみなされ、一次巻線の電流分布を等価的に正弦波一次表面電流シート、つまり $j_1 = J_1 \varepsilon j(\omega_1 t - \pi x/\tau)$ で表現できる⁽⁹⁾。

一方、一次巻線が有限の LIM では、実際のモータ長 L に対応してその存在範囲を限定した有限長正弦波一次表面電流 $j_1 = J_1 \varepsilon j(\omega_1 t - \pi x/\tau)$ (但し、 $0 \leq x \leq L$) で一次巻線の電流分布を表わすと⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾、起磁力は正弦波進行起磁力を形成しない。以下、これについて説明する。

図 1 の (a) 図に示す有限の長さの正弦波進行起磁力 $f(x, t)$ を考える。この $f(x, t)$ に対応する一次表面電流 $j_1(x, t)$ には、同 (b) 図に示すように $j_1(x, t) = -\partial f(x, t)/\partial x$ の関係から両端における起磁力の急激な変化 (図中では、説明を容易にするため若干傾斜をつけている) に対応してピークが生ずる。なお、この両端のピーク電流は電源周波数で変動し全長にわたって一様な大きさに交番する起磁力を生じさせ、常に起磁力を正弦波形に保持する。

次に、図 2 の (b) 図に示す両端のピーク電流が存在しない有限の長さの正弦波一次表面電流 $j_1(x, t)$ を考

える。この一次表面電流分布は、等価的に図 1 の (b) 図の分布に両端のピーク電流を相殺する電流が共存するとみなせるので、これに対応する起磁力は上述の有限長正弦波起磁力分布に交番する起磁力が重畳し、この場合、全体が正方向に持ち上がって常に両端で零起

図 3 単層巻線とその起磁力分布
Fig. 3. Single-layer winding and its distribution of the *m.m.f.*

図 4 全長二層巻線とその起磁力分布
Fig. 4. Completely double-layer winding and its distribution of the *m.m.f.*

図5 二層巻線とその起磁力分布

Fig. 5. Staggered double-layer winding and its distribution of the $m.m.f.$

磁力となる分布をとるのがわかる (図2の(a)図)。

図3は、本論文で考察する単層巻線を極数 $p=4$ 、毎極毎相のスロット数 $q=2$ の場合について具体的に示したものである。なお、図中には三相合成起磁力分布の時間変化も併せて示した。

フーリエ変換法に基づく解析^{(4)~(8)}で一般に仮定している有限長正弦波一次表面電流モデルに最も近い巻線方式はこの単層巻線だけであり、しかも、非常にスロット数が多く、かつ、相数も多い多相巻線に平衡多相電流を供給した場合に該当する。

図4に、図1で示した有限長正弦波起磁力モデルに対応する全長二層巻線、図5に二層巻線の巻線配置と

三相合成起磁力分布を示す。但し、両二層巻線のコイルあたりの巻数は単層巻線の場合の1/2とする。

図3の単層巻線の起磁力分布から正弦波状に進行する成分に時間とともに交番する成分が重畳するのが明らかである。なお、図中には交番起磁力成分を点線で明示した。

図4の全長二層巻線の二層部の電流配置は単層巻線の場合と同一であるので、この場合も起磁力分布は単層巻線と等しくなるはずである。

しかし、一次鉄心両端に巻込まれた巻線が作る起磁力によって交番起磁力は相殺され、結局、常に正弦波状に維持される。

この鉄心両端に施した巻線電流が図1の(b)図に示したピーク電流であり、単層巻線に等しい全長二層部の作る交番起磁力を打消す働きをする。

図5の二層巻線では、両端の単層部で起磁力分布は不規則な変化をするが、二層部で全長二層巻線と等しい分布となり、正弦波状進行起磁力を形成する。

以上の巻線方式による起磁力分布の相違から LIM の一次巻線を区別した解析が必要なることは明白である。しかしながら、この点を考慮した解析は、筆者ら^{(1)~(2)}および Oberretl 氏⁽³⁾、Dukowicz 氏⁽⁴⁾、Isma'eel 氏⁽¹⁵⁾、Poloujadoff 氏⁽¹⁶⁾らによって行なわれているのにすぎず、一般には、一次巻線の電流分布を無造作に有限長正弦波一次表面電流で置き換えて解析する風潮がある。また、単層巻線 LIM の解析に至っては筆者らの報告^{(10)~(12)}を除いて詳細な考察はほとんど見当たらない。

(2.2) 単層巻線に等価な一次表面電流密度

図6に単層巻線を施した両側式 LIM の解析モデルと a 相起磁力分布を示す。ここで、相数 $m=3$ 、極数 $p=4$ 、毎極毎相のスロット数 $q=2$ とする。解析モデ

図6 単層巻線を施した両側式 LIM の解析モデルと a 相起磁力分布

Fig. 6. Model for analysis of double-sided LIM with single-layer windings and distribution of the phase a $m.m.f.$

ルは、実際のモータを相隣るモータ相互間の影響がな
いくらい十分長い間隔 L_c をおいて周期的に配置し、
磁気抵抗を無視した無限に長い一次鉄心で仮想的に結
合したものである。周期 $2L_1$ の斜線を施した方形波
起磁力がすべての空間起磁力の基本であり、これをフー
リエ級数表示して三相合成起磁力 $f(x, t)$ を得ると、
 $j_1(x, t) = -\partial f(x, t) / \partial x$ の関係から、一次巻線の電流
分布は表面電流密度 j_1 で置き換えられる。

$$j_{1s} = \sum_{n=1}^{\infty} \{ J_{1f, 2n-1} \varepsilon^{j(\omega_1 t - (\pi/\tau_{2n-1})x)} - J_{1b, 2n-1} \varepsilon^{j(\omega_1 t + (\pi/\tau_{2n-1})x)} \} \dots\dots\dots (1)$$

但し、

$$J_{1f, 2n-1} = \frac{\sqrt{2} m k_{w, 2n-1} k_{Lp, 2n-1} N_{ph} k_{mf, 2n-1} I_1}{L_1} \dots\dots\dots (2)$$

$$J_{1b, 2n-1} = \frac{\sqrt{2} m k_{w, 2n-1} k_{Lp, 2n-1} N_{ph} k_{mb, 2n-1} I_1}{L_1} \dots\dots\dots (3)$$

$$\tau_{2n-1} = L_1 / (2n-1) = (L + L_c) / (2n-1) \dots\dots\dots (4)$$

$$k_{w, 2n-1} = \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau_{2n-1}}\right) \sin\left(q \frac{\pi}{2} \cdot \frac{t_s}{\tau_{2n-1}}\right) / \left\{ q \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{t_s}{\tau_{2n-1}}\right) \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$k_{Lp, 2n-1} = \sin\left(p \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau_{2n-1}}\right) / \left\{ \frac{p}{2} \sin\left(\pi \cdot \frac{\tau}{\tau_{2n-1}}\right) \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} k_{mf, 2n-1} \\ k_{mb, 2n-1} \end{aligned} \right\} = \sin\left\{ \frac{\pi}{2} \left(1 \mp \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \right) \right\} / \left\{ m \sin\left[\frac{\pi}{2m} \left(1 \mp \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \right) \right] \right\} \dots\dots\dots (7)$$

m : 相数, N_{ph} : 相あたりの直列巻数, I_1 : 一次電流の実効値, t_s : スロットピッチ, q : 毎極毎相のスロット数, p : 極数, τ : ポールピッチ

〈2・3〉 全長二層巻線に等価な一次表面電流密度

〈2・1〉節で指摘したように、二層線の電流配置が単層巻線の場合に等しいことと各相巻線が直列に接続されることを考慮すれば、等価な一次表面電流密度 j_{1e} は〈2・2〉節で示した j_{1s} と一次鉄心両端の巻線電流の作る起磁力分布から導かれる表面電流密度 $\bar{j}$ との和で表現される。

鉄心端の電流の和 $\bar{i}$ は、一般に、 m 相巻線が施されているとすると、次式で与えられる。

$$\bar{i} = qN\sqrt{2} I_1 \varepsilon^{j\omega_1 t} / \sin\left(\frac{\pi}{2m}\right) \dots\dots\dots (8)$$

但し、 N は 1 コイルあたりの巻数とする。

つまり、 $x = \pm(L/2 + t_s)$ の位置に $\mp qN\sqrt{2} I_1 \varepsilon^{j\omega_1 t} / \sin(\pi/2m)$ の値をもつ電流が存在する場合の方形波起磁力 $\bar{f}$ を考え、これを図 6 で示したモデルに従ってフーリエ級数展開し、 $\bar{j} = -\partial \bar{f} / \partial x$ の演算を行なうと次式を得る。

$$\bar{j} = -\frac{2qN\sqrt{2} I_1}{\sin(\pi/2m)} \sum_{n=1}^{\infty} k_{p, 2n-1}' \times \{ \varepsilon^{j(\omega_1 t - (\pi/\tau_{2n-1})x)} - \varepsilon^{j(\omega_1 t + (\pi/\tau_{2n-1})x)} \} \dots\dots\dots (9)$$

但し、

$$\tau_{2n-1} = L_1 / (2n-1) = (L + L_c) / (2n-1) \dots\dots\dots (10)$$

$$k_{p, 2n-1}' = \sin\{ \pi(L + 2t_s) / 2\tau_{2n-1} \} \dots\dots\dots (11)$$

従って、全長二層巻線に等価な一次表面電流密度 j_{1e} は次式で表される。

$$j_{1e} = j_{1s} + \bar{j} \dots\dots\dots (12)$$

3. 磁束密度分布および推力分布

第 2 章で導出した等価一次表面電流密度を用いれば、モータの特性はこれら無数の進行波空間高調波成分が二次導体を含むエアギャップ中に誘導する電磁現象の和として求められる⁽¹⁾⁽²⁾。

計算に使用した高速 LIM の主な設計定数は、極数 $p=4$ 、毎極毎相のスロット数 $q=4$ 、ポールピッチ $\tau=312$ mm であり⁽¹⁷⁾、1 コイルあたりの巻数を単層巻線および両二層巻線に関してそれぞれ 6 ターンおよび 3 ターンに設定し、両者の電気装荷を等しくした。なお、二層巻線は全節巻とする。

以下の結果は、印加電源周波数 220 Hz、同期速度 $v_1=494.2$ km/h、メカニカルクリアランス $g=5$ mm とし、板厚 16 mm の単一アルミ二次導体を有する両側式 LIM の定電流駆動時 ($I_1=200$ A) の分布である。

〈3・1〉 磁束密度分布 図 7 は一次鉄心表面での x 方向磁束密度の最大値 $|B_{x1III}|$ 分布を単層巻線、全長二層巻線および二層巻線の各 LIM について求めたものである。

解析では、一次鉄心の透磁率は無限大と仮定されるため⁽¹⁾⁽²⁾、この分布は $B_{x1III} = -\mu_0 j_1$ の関係が成立することから、一次表面電流の空間分布に相当している。

なお、この $|B_{x1III}|$ 分布に関しては、実際の一次巻

図 7 一次鉄心表面での x 方向磁束密度の最大値分布
Fig. 7. Maximum value distributions of the flux density in the x -direction on the primary surface.

線の電流分布に対応する分布を表現するために、スロット高調波を考慮できる度空間高調波の次数を上げた計算結果を示す。

但し、図 8 以下に示す計算結果では、一次表面電流よりもむしろ起磁力分布が z 方向磁束密度、推力分布の形状および特性に關与するので、特性の収束をもって級数の打ち切りを行ない、スロット高調波は無視した場合を示す。

図 7 の (a) 図から、有限長正弦波一次表面電流に該当する単層巻線では、最大値 $|B_{x1}|$ 分布は、スロットおよび鉄心の歯部で大きく振動するが、その平均値で考えれば、モータ内で様な分布をとるのがわかる。全長二層巻線では、同 (b) 図から一次鉄心両端に施した巻線電流による磁束密度のピーク値が明りように現われている。また、二層部の分布は、出入口端の近傍を除いて先に指摘したように単層巻線の場合に等しい。

二層巻線の場合では、同 (c) 図から、半収納スロツ

図 8 一次鉄心表面での z 方向磁束密度の最大値分布
Fig. 8. Maximum value distributions of the flux density in the z -direction on the primary surface.

トになる両端の単層部での分布が二層部の $1/2$ の値をとることが明らかである。

図 8 の (a), (b), (c) 図にそれぞれ単層巻線、全長二層巻線および二層巻線の各 LIM の z 方向磁束密度の最大値 $|B_{z1}|$ 分布をすべり $s=1.0, 0.5, 0.3, 0.1, 0$ の場合について示す。

$s=1.0$ 時の分布は、単層巻線の場合、二層巻線に比べて交番起磁力の影響でかなりはずんでいるが、等価的にこの影響を相殺した全長二層巻線では若干緩和されているのがわかる。

$s=0.5$ 時で二層巻線の場合、出口端より外の分布から判断して、端効果の影響はほとんど現われていない。

一方、単層巻線および全長二層巻線では、それぞれ交番起磁力および入口端での急激な起磁力の立上りを反映して既に端効果が現われ、出口端より外での磁束の存在が認められる。

$s=0.3$ では、各場合、端効果の影響で入口端での

磁束の立上がりはかなり抑えられるが、全長二層巻線の場合は、他よりも入口端以降の立上がりが速やかであり、出口端に向かって高い値をとり続ける。

$s=0.1$ 以下では、全長二層巻線の場合、入口端での起磁力の急激な立上がりが過大な二次打消し電流を誘導し、入口端近傍の磁束の立上がりを大きく抑える。しかし、単層巻線では交番起磁力がその急激な変化を緩和するため、この速度域では、全長二層巻線の場合のような端効果はある程度抑えられ、磁束の立上がりも比較的速やかになる。

二層巻線では、単層部の起磁力分布が二層部よりも軽減されるので、更に端効果は緩和され、入口端での磁束密度は $s=0.5, 0.3$ 時とほぼ等しい値となる。

〈3・2〉 推力分布 図9の(a),(b),(c)図にそれぞれ単層巻線、全長二層巻線および二層巻線の各LIMの推力分布をすべり $s=1.0, 0.5, 0.3, 0.1, 0$ の

図9 推力分布

Fig. 9. Distributions of the thrust.

図10 定電流駆動時の速度-推力特性

Fig. 10. Thrust vs. slip under constant current operation.

場合について示す。

単層巻線の場合、交番起磁力の影響を反映して $s=1.0, 0.5$ 時にモータ中心でくぼんだ分布となり、また、ほかのすべりでも相間および交番起磁力による空間高調波のため比較的ひずみが多い。 $s=0$ の分布は正推力を発生する箇所がわずかに多くなるので、総推力は正に推移する傾向にある。しかし、ここでは無限長鉄心を仮定する都合上、出口端での Fringing 磁束による制動力を考慮できず、この傾向は実際の現象とは若干異なる⁽¹²⁾。

全長二層巻線の場合、 $s=1.0, 0.5, 0.3$ 時の推力は単層巻線よりも大きくなっているが、その分布の形状は似かよっている。

しかし、 $s=0.1$ 以下ではその状況は反転し、 $s=0$ 時に至ってはモータ全長で大きな負の推力を発生する。

二層巻線の場合は、 $s=1.0, 0.5$ ではほかの巻線に比べて低い値の平坦な推力分布を示す。 $s=0.1$ では、推力は出口端へ向かって徐々に立上って比較的高い値となり、 $s=0$ の同期時にも若干正推力を発生する箇所が増える。

比較のため図10に定電流駆動時の速度-推力特性を示す。 $s=0.5$ までの高すべり域では、全長二層巻線の特徴が他を上回っているが、 $s=0.4$ 付近で大きな推力の谷を生じ、 $s=0.2$ 付近から急激に低下する。これは、入口端での起磁力の急激な立上がりが端効果を増大するからである。一方、単層巻線の場合は、 $s=0.2$ まで両二層巻線の中間の特性を示し、それ以下のすべりでは二層巻線の特性に近づく。

以上の定電流駆動時の速度-推力特性から、低すべり域では、全長二層巻線 LIM に比べてほかの二種の

図 11 定電圧駆動時の特性

Fig. 11. Performance characteristics under constant voltage operation.

LIM は単一アルミ二次導体を有するにもかかわらず、端効果の影響が緩和されていることが明らかになった。

4. 定電圧駆動時の特性比較

図 11 に単層巻線、全長二層巻線および二層巻線高速 LIM の速度に対する定電圧駆動時の特性を示す。ここで計算に用いた設計定数は第 3 章の場合と同一であるが、印加線間電圧を 440V とした。

図 11 の (a) 図の推力特性は、 $s=0.4$ 付近まで全長二層巻線 LIM が他を上回るが、 $s=0.25$ 以下から入

口端での起磁力の急激な立上がりによって助長された端効果の影響で特性の劣化が著しい。一方、 $s=0.23$ までは単層巻線の場合が二層巻線よりも若干推力が大きくなるが、 $s=0.4$ 付近でわずかな推力の谷を生じ、それ以下のすべりでは二層巻線の特性とほぼ等しくなる。

図 11 の (b) 図の一次電流特性は、全すべり域で二層巻線の場合が他より若干大きくなる。全長二層巻線 LIM では、 $s=0.4$ 付近で曲線のくぼみがみられ、それ以下のすべりで電流変化は他に比べて大きい。

図 11 の (c) 図の力率特性は、単層巻線 LIM が $s=$

0.15 付近まで他を上回っているが、それ以下のすべりでは二層巻線の場合とほぼ一致する。それに対して全長二層巻線では $s=0.28$ 以下から極端に特性が劣化する。

図 11 の (d) 図の効率特性は、 $s=0.2$ まで全長二層巻線 LIM の特性は改善されているが、それ以下のすべりでは端効果の増大に伴う推力特性の急激な劣化によって効率も低下する。

$s=0.45$ 付近までの単層巻線と二層巻線との特性差はほとんど認められない。しかし、それ以下のすべりでは二層巻線 LIM の特性が単層巻線 LIM を上回る。

図 11 の (e) 図の単位容量あたりの出力特性は、 $s=0.25$ 付近まで全長二層巻線の場合の特性が若干よくなるが、 $s=0.25$ 以下のすべりでは推力の低下を反映して特性劣化が著しい。一方、単層巻線および二層巻線 LIM では、 $s=0.5$ 付近を除いてほぼ特性が一致し、低すべり域では、全長二層巻線 LIM よりも端効果による特性劣化が少ないことがわかる。

以上の特性比較から、従来の LIM 解析⁽⁴⁾⁽⁷⁾⁽³⁾で同一視されてきた単層巻線 LIM と二層巻線 LIM の特性の差異がより明確になった。

5. む す び

従来のフーリエ変換法に基づく LIM 解析で仮定されている有限長正弦波一次表面電流モデルに関する問題点として交番起磁力の存在を取り上げ、その起磁力分布を有限長正弦波起磁力分布との対比から検討した。また、有限長正弦波一次表面電流モデルがスロット数を十分多くし、相数の非常に多い多相巻線を施した単層巻線に対応することを指摘した。

次に、単層巻線、全長二層巻線および二層巻線の具体的な起磁力分布を呈示してその分布の相違を明らかにし、一次巻線起磁力分布を考慮した解析の必要性を強調した。

最後に、単層巻線、全長二層巻線および二層巻線高速 LIM に関する特性比較を行ない、巻線方式による特性の違いを明確にし、従来、解析上、同一視されてきた単層巻線 LIM と二層巻線 LIM を厳密に区別して特性評価を行なう必要があることを指摘した。

なお、単層巻線と全長二層巻線高速 LIM の特性比較から、交番起磁力の抑制は高すべり域での特性の改善として認められるが、低すべり域では入口端での急激な起磁力の立上がりにより起因する端効果を増大する結果となり特性を劣化させることが判明した。

(昭和 58 年 7 月 25 日受付, 59 年 4 月 9 日再受付)

文 献

- (1) 野中・吉田:「リニアモータの空間高調波解析」電学論 B 93, 89 (昭 48-3)
- (2) 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, London
- (3) K. Oberretl: "Three-Dimensional Analysis of the Linear Motor" *ibid.* pp. 217~247 (1977)
- (4) S.A. Nasar: "Electromagnetic Fields and Forces in a Linear Induction Motor, Taking into Account Edge Effects" *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 116, 4, 605 (1969)
- (5) 山村・伊藤・石川:「リニア誘導電動機の特性への端効果の影響」電学誌 91, 309 (昭 46-2)
- (6) S. Yamamura: "Theory of Linear Induction Motors" (book) first edit. (1972) second edit. (1978) University of Tokyo Press
- (7) 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 B 92, 368 (昭 47-6)
- (8) K. Venkataratnam & T.P. Rao: "Analysis of End Effects in a Linear Induction Motor by the Wiener-Hopf Technique" *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 129, PtB, 6, 364 (1982)
- (9) 野中・吉田:「両側式リニアモータの等価回路定数と特性計算式」電学誌 90, 890 (昭 45-5)
- (10) 野中・古川:「二次うず電流分布に及ぼす単層巻線高速 LIM の交番起磁力の影響」電気学会回転機研究会資料 RM-82-29 (昭 57-2)
- (11) 野中・古川:「単層巻線を施した高速 LIM における磁束分布と二次うず電流分布について」昭 57 電気学会大会 No. 778
- (12) 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 B 103, 571 (昭 58-9)
- (13) C.H. Lee & C.Y. Chin: "A Theoretical Analysis of Linear Induction Motors" *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-98, 2, 679 (1979)
- (14) J.K. Dukowicz: "Analysis of Linear Induction Machines With Discrete Windings and Finite Iron Length" *ibid.* PAS-96, 1, 66 (1977)
- (15) M.E. Isma'eel: "Theories of Linear Induction Motors with Completely Filled and Half-filled Endslosts" *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 125, 7, 657 (1978)
- (16) M. Poloujadoff, et al.: "Simultaneous Consideration of Finite Length and Finite Width of Linear Induction Motors" *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-99, 3, 1172 (1980)
- (17) 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)