UDC 621.313.333-185.4: 621.3.013.1

論文

53-B 76

端効果およびスロットの影響を考慮した とき的高速リニアインダクションモータ の磁力線分布

正員 野中 作太郎 (九大)

正員 小川 幸吉 (九大)

1. ま え が き

短一次形リニアインダクションモータ (LIM) においては、有限の長さによって分布する一次巻線と有限の長さの一次鉄心によって生じる縦方向の端効果のために磁束は不均一な分布をする。特に、高速において端効果の影響は顕著になる。また、構造上エアギャップが大きいため、歯端漏れ磁束は、一般の回転機に比べて非常に大きく、スロット幅、毎極毎相のスロット数、短節率などに大きく左右される。

筆者らは、先に磁束密度が正弦波分布する場合について、高速 LIM の磁力線分布を求め、その設計パラメータを、種々変化したときの分布図を明らかにした⁽¹⁾⁻⁽³⁾。しかし、端効果を考慮する場合、磁束密度は非正弦波分布をするので、先の論文で明らかにしたような方法では磁力線の座標を求めることは不可能である。

本論文では、端効果がある場合についてコンピュータによる直線補間法を用いて磁力線分布を明らかにしている。まず、全領域を格子状に分割し各格子点におけるベクトルポテンシャルを計算する。各格子点間については直線補間によりその値を近似的に知ることができる。磁力線は各格子についてその格子線上を探索するものとする。

数値例としては、アメリカ運輸省の浮上試験車 TL RV 推進用 5 極 LIM の設計値を採用した。

分布図は端効果を考慮して、すべりを変化した場合と定格速度付近のすべりにおいて時間変化した場合について求め、更に空間高調波の等価ポールピッチがス

ロットピッチのほぼ 1/2 になるような次数まで考慮することにより、歯端漏れ磁束の分布模様などを明らかにしている。そして、磁束密度空間分布との対応を検討している。

2. 解析モデル

第 1 図は、磁界進行方向に無限に長い一次鉄心に L_c の間隔をおいて一次巻線を配置した短一次形リニアモータの解析モデルと、 a 相起磁力の空間分布を示す。周期 $2L_1$ の斜線を施した台形波起磁力がすべての空間起磁力の基本である。これに奇数極用の空間高調波解析法⁽⁴⁾を適用することによって合成移動起磁力はこれと全く等価な起磁力を作る合成表面電流 j_1 に置換えられる。

$$j_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \{ J_{1f, 2n-1} \varepsilon^{j(\omega_1 t - (\pi/\tau_{2n-1})x)} - J_{1b, 2n-1} \varepsilon^{j(\omega_1 t + (\pi/\tau_{2n-1})x)} \} \dots\dots\dots (1)$$

但し、

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

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

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= L + L_c \\ k_{w, 2n-1} &= k_{p, 2n-1} k_{d, 2n-1} \\ k_{p, 2n-1} &= \left(\sin \frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\tau_{2n-1}} \middle/ \frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\tau_{2n-1}} \right) \sin \frac{\pi}{2} \frac{\beta \tau}{\tau_{2n-1}} \\ k_{d, 2n-1} &= \sin q \frac{\pi}{2} \frac{t_s}{\tau_{2n-1}} \middle/ q \sin \frac{\pi}{2} \frac{t_s}{\tau_{2n-1}} \\ k_{Lp, 2n-1} &= \cos p \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \middle/ p \cos \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \end{aligned} \right\} (p: \text{奇数})$$

Flux Distribution of High-Speed Linear Induction Motors Taking Account of the End Effect and the Slot Effect. By Sakutaro Nonaka, Member & Kokichi Ogawa, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University).

野中作太郎: 正員, 九州大学工学部電気工学科

小川幸吉: 正員, 九州大学大学院工学研究科電気工学専攻

第 1 図 奇数極 LIM の解析モデルと a 相起磁力分布

Fig. 1. Analytical model of LIM with odd number of poles and distribution of the phase a m. m. f.

$$\left. \begin{aligned} k_{mf, 2n-1} \\ k_{mb, 2n-1} \end{aligned} \right\} = \sin \frac{\pi}{2} \left(1 \mp \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \right) \left/ m \sin \frac{\pi}{2m} \right. \\ \times \left(1 \mp \frac{\tau}{\tau_{2n-1}} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

m: 相数, N_{pA} : 1 相の直列巻数, I_1 : 一次電流実効値, w_s : スロット幅, t_s : スロットピッチ, q: 毎極毎相のスロット数, $\beta\tau$: コイルピッチ

なお、領域 II はサンドイッチ構造の複合二次導体板を表わし、一般に領域 II-1 は任意の磁性導体板（透磁率 μ_1 , 導電率 σ_1 , 厚み $2d_1$ ）、領域 II-2 は材質の異なる磁性導体板（ μ_2 , σ_2 , d_2 ）からなり、エアギャップ中央を x 方向に v_2 の一定速度で走行するものとする。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 とする。また、領域 IV の一次鉄心は成層鉄心で、 $\mu_a = \infty$, $\sigma_a = 0$ と仮定する。

3. 磁力線の方程式

xz の二次元平面での磁力線の方程式は複素表示の磁界の強さの x 方向成分 H_x , z 方向成分 H_z によって次式で与えられる。

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\text{Re}(H_z)}{\text{Re}(H_x)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

対象としている領域において、任意の点で透磁率 μ が方向性を持たない限り (5) 式は次式と全く等価である。

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\text{Re}(B_z)}{\text{Re}(B_x)} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A} = (0, A_y, 0)$ を導入すると磁束密度の各方向成分は次のように表わされる。

$$B_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (7)$$

従って、(5) 式の解は次のようになる。

$$\text{Re}(A_y) = C: \text{一定} \quad \dots\dots\dots (8)$$

各領域のベクトルポテンシャル分布は空間高調波解析および電磁界解析より求まっているものとする。

これまででは、ベクトルポテンシャルは正弦波分布をすると仮定し、磁力線の軌跡はその値と z 座標を与えることによって容易に求まったが、いま、ベクトルポテンシャルは任意の点で各高調波成分の重ね合せとして表現されるので、(8) 式を満足するような等ベクトルポテンシャル線を直接求めることは不可能である。従って、次節で示すように領域を格子状に分割し、格子点間において直線補間を行なうことによりその軌跡を求めることにする。

4. 磁力線の軌跡の探索

対象としている領域を格子状に分割し、各格子点におけるベクトルポテンシャルを計算する。領域を分割する格子線間の距離はベクトルポテンシャルの空間分布波形が十分表現可能な間隔とする。各格子点は、x 方向格子線番号と z 方向格子線番号によってその位置が表現可能である。また、あらかじめ磁力線 1 本あたりの磁束量をベクトルポテンシャルの増分 $\Delta \text{Re}(A_y)$ として与えておくものとする。従って、磁束密度分布は磁力線の疎密で表わされる。

〈4.1〉 磁力線の始点の決定 求めたい等ベクトルポテンシャル線の値は次式で与えられている。

$$EVP_i = (i - 0.5) \Delta \text{Re}(A_y) \dots\dots\dots (9)$$

但し, $i=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm M$

始点の探索は, モータ内においては一次電流起磁力の存在する一次電流シート表面, モータ外では一次側に起磁力が存在しないので二次導体表面について行なう。

x 方向格子線上 $[x_j, x_{j+1}]$ の閉区間において, 両格子点のベクトルポテンシャルと求めたい等ベクトルポテンシャルの値 EVP_i を比較する。 EVP_i がその区間に存在すれば, 第2図に示すような直線補間を行ない, その x 座標を近似的に求める。なければ次の区間を探す。このようにして, ある EVP_i に対応する磁力線の始点が求まると, 次節に示すような格子を用いた探索によって EVP_i の軌跡が決定される。

〈4.2〉 磁力線 EVP_i の探索 磁力線 EVP_i の軌跡を求める場合, x 方向格子線と z 方向格子線によって囲まれる第3図に示すような格子について考えるといふ。

格子点 (j, k) を基準にして, 各辺に 1, 2, 3, 4 の識別番号を付ける。この格子に関して各格子点のベクトルポテンシャルを逐次比較し, どの辺に EVP_i が存在するかを判定した後, 直線補間によりその座標を求める。このとき探索は左回りに行なわれる。基準格子点 (j, k) に関する格子のいずれかの辺で EVP_i の座標が求まると, 基準格子点番号をずらし次の格子について同様の探索を行なう。磁力線の軌跡の探索は基準格子点番号の各方向成分のいずれかが再び初期値に到達したとき, あるいは (最大値 -1) に到達したときに終る。

5. 数値例による検討

検討の対象として, アメリカ運輸省の Tracked Le-

第2図 格子間における一次補間
Fig. 2. Linear interpolation between two grid points.

第3図 格子と基準格子点
Fig. 3. Grid and its basic grid point.

vitated Research Vehicle (TLRV) 推進用5極 LIM の設計値を例にとる。本機のリアクションレールは第4図(a)に示すような中空アルミニウム合金で, 多数のホールが長さ(x)方向に貫通している。解析では同図(b)に示すように, ホール幅 $2d_1$ の空気層の両側に壁厚 d_2 のアルミニウム合金の薄板のあるサンドイッチ構造として取扱う。

なお, 数値計算に使用した TLRV の設計値は第1表に示すとおりである。

第4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. 4. Hollow aluminium reaction rail and its equivalent secondary.

第 1 表 TLRV 設計定数

Table 1. Numerical examples of the TLRV.

電 源	相 電 圧 V_1	4,120 V
	周 波 数 f_1	165 Hz
一 次 側	極数(片側) p	5
	ポールピッチ τ	450 mm
	相 数 m	3
	毎極毎相のスロット数 q	5
	鉄心積み厚 h	190.5 mm
	スロットピッチ ℓ_s	30 mm
	スロット幅 w_s	20 mm
	コイルピッチ β	10/15
	一相直列巻数 N_{ph}	200
	一次抵抗 r_1	0.288 Ω
	一次漏れリアクタンス x_1	2.24 Ω
二 次 側	メカニカルクリアランス g	9.525 mm
	抵抗率 ρ_2	4.31 $\times 10^{-8}$ $\Omega\cdot m$
	二次導体厚み d_2	3.175 mm
	ホール幅 $2d_1$	12.7 mm
	オーバーハング c	109 mm

〈5・1〉 端効果のみを考慮した磁力線分布 第5

図(a)～(e)に端効果を考慮したときの $s=1, 0.5, 0.4, 0.15, 0$ における磁力線分布を示す。分布図は x 軸に対して z 軸を 10 倍に拡大している。磁力線 1 本あたりの磁束量は $0.3202 \times 10^{-2} (\text{Wb/m})$ である。この場合、一次の回路定数 (r_1, x_1) による電圧降下の影響も考慮に入れているので、一次側から発生する磁力線の本数は一次誘導起電力に比例するものである。

第6図(a)～(d)はそれぞれ $s=1, 0.5, 0.2, 0$ における一次鉄心表面の z 方向磁束密度の空間分布を磁力線分布と比較対照するため示したものである。図において、正弦波状の曲線は従来のスロット高調波を無視した場合の磁束密度分布を示し、スロットピッチで大きく脈動している曲線とこの曲線との差がスロット高調波による成分である。

第5図(a)の $s=1$ のときはモータ中心付近の3極分の磁力線は同じ分布をしている。このことは第6図(a)の z 方向磁束密度空間分布の正弦波状の曲線からもその一致がよくわかる。 $s=1$ の場合には、一次巻線が両端部で一層巻の非対称巻線になっていることに起因する端効果のみで、入口端および出口端の磁束急

第 5 図 端効果を考慮した磁力線分布 (すべり変化)

Fig. 5. Flux distribution taking account of the end effect (Variation of slip).

第 6 図 z 方向磁束密度瞬時値分布Fig. 6. z -component of the flux density distribution (instantaneous values).

変による端効果は現われていないことがわかる。第5図(b)の $s=0.5$, (c)図の $s=0.4$ のときはモータ中心から入口端に近い方に磁力線の密度が比較的に密になる磁極が存在し、出口端に近い側に疎になった磁極が現われている。また、磁極間隔も不規則になっている。これは、第6図(b)の $s=0.5$ における z 方向磁束密度分布において、入口端に近い方に正弦波状の曲線の振幅の最も大きなものが存在し、波形がひずんで

いるため磁極間にも長短があることと対応している。このことは一次巻線で発生する τ のピッチをもつ進行波磁界と入口端の端効果によって生じる $(1-s)\tau$ のピッチをもつ磁界との重ね合せにより、その磁極ピッチの差によるうなり現象がモータ内で起っているものと考えられる⁽⁵⁾。第5図(d)の $s=0.15$, (e)図の $s=0$ においては、すべりが小さくなるにつれて各磁極の磁力線はモータ内を入口端から出口端に向かって次第

第 7 図 端効果を考慮した磁力線分布 (時間変化, $s=0.15$)Fig. 7. Flux distribution taking account of the end effect (Variation of time, $s=0.15$). 第 8 図 スロットの影響まで考慮した磁力線分布 ($s=1$)Fig. 8. Flux distribution taking account of the slot effect ($s=1$).

に密になっている。解析モデルでは無限長一次鉄心を仮定しているため、出口端より外のモータ部分においても端効果によって生じた二次電流起磁力による磁束はなかなか減衰せず、鉄心のない場合とは異なる分布を示す。しかし、その磁極ピッチは $(1-s)\tau$ になっていて⁽⁵⁾ 出口端の端効果による二次電流起磁力の関係をよく表わしている。

第7図(a)~(c)は、 $s=0.15$ において、磁力線分布の時間的推移の様態を示す。磁極は時間の経過と共に図面右手の方に移動している。また、入口端付近で順次磁極が形成されているが、いずれの図においてもモータ内 -126cm から -100cm の範囲で磁束は疎になっており、入口端に入ってきた二次導体によって磁束が打消される端効果のようすがよくわかる。

(5.2) スロットの影響まで考慮した磁力線分布

第8図、第9図にスロットの影響まで考慮したときのそれぞれ $s=1, 0.15$ における磁力線分布を示す。分布図は x 軸に対して z 軸を2倍に拡大している。磁

力線1本あたりの磁束量は $0.6403 \times 10^{-3} (\text{Wb/m})$ である。この場合、電流はスロット幅 w_s に一様に分布していると仮定しているので起磁力はスロットピッチごとに台形波状に変化する。その影響で歯端漏れ磁束に相当する磁力線が現われるが、解析ではスロット部も一様な鉄心を仮定しているので、この漏れ磁束は実際より誇張されて表示されることになる。しかし、スロットの影響は端的に知ることができる。分布図は第5図(a), (d)とは異なり、歯端漏れ磁束のためにかなり複雑な模様を示す。いま、 c 相電流が零の瞬間を例示しているため、第8図(a)と第9図(a)のモータ入口端、第8図(e)のモータ出口端で一次巻線が一層巻になっている部分においては、磁力線はほぼその相帯分 $qt_s=15\text{cm}$ にわたって疎になっている。第8図の $s=1$ の場合、モータ中心付近では通過磁束はもちろん歯端漏れ磁束も含めて τ のピッチで3極にわたり周期的な分布をする。モータ外では磁力線はほとんど存在しない。この場合、二次側には遅れ力率の大きな電

第9図 スロットの影響まで考慮した磁力線分布 ($s=0.15$)

Fig. 9. Flux distribution taking account of the slot effect ($s=0.15$).

流が流れる。これは一次側起磁力を打消すような作用をするため、一次側から出た磁力線は反発されて歯端漏れ磁束を構成する割合が増えることが第9図との比較においてわかる。

第9図の $s=0.15$ の場合、モータ入口端の一層巻となっている部分の磁力線は $s=1$ の場合よりその密度が疎になっている。これは、いわゆる端効果によって磁束がモータ入口端で急変することを妨げるように二次うず電流が発生するためである。また、モータ内では $s=1$ の場合と比較して歯端漏れ磁束は少なくなり磁束の疎密だけがスロットピッチの周期で現われてくる。第6図(c)の $s=0.2$ の場合の磁束密度瞬時値分布からも明らかなように、歯端漏れ磁束に相当する磁力線は、スロットピッチの周期で正負に脈動している x 方向磁束密度に対応し、磁力線の疎密だけがスロットピッチの周期で現われるのは、第6図(c)において正弦波状の曲線、つまり主磁束の大きさがスロット高調波の脈動振幅より大きいため、合成した x 方向磁束密度が正負に脈動することはないからである。各磁極の磁束はモータ内を入口端から出口端に向かって次第に密になっている。また、歯端漏れ磁束が入口端で顕著現われているのは二次電流による打消し起磁力が入口端で最も大きく、出口端に進むに従って二次時定数によってその振幅が次第に減少するためと考えられる。モータ外ではスロットピッチでの磁束の疎密は見られず、磁束は出口端の端効果による二次電流起磁力に起因して二次側より発生していることが容易にわかる。

6. む す び

磁力線分布より、端効果の起るようす、一次電流起磁力形状によって発生するスロット高調波磁束の模様が明らかになった。これにより、主磁束と歯端漏れ磁束の関係がすべりによってどのように変化するかを知ることが可能となった。更に、磁力線分布と磁束密度空間分布との対応関係が明確になった。これらの解析結果は高速 LIM の特性解明と最適設計に有力な指針を与えるものと考えられる。なお、本論文では磁力線の軌跡の探索に直線補間法を用いているため格子の大きさが問題となるが、格子線間の距離はスロット高調波も含めた磁束密度空間分布波形が十分表現可能な間隔とした。更に、正弦波分布の場合について直接磁力線の座標を求める方法と比較した結果、分布図はほぼ完全に一致することを確認している。

終りに、本研究に協力いただいた本学大学院修士課程1年 樋口 剛君に深謝する。

(昭和52年6月24日受付)

文 献

- (1) 野中・小川:「高速 LIM の磁力線分布」昭51電気学会全大 No. 778
- (2) 野中・小川:「複合二次導体中央の材質を変化したときの高速 LIM の磁力線分布」昭51電気四学会九州連大 No. 525
- (3) 野中・小川:「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 97, 543 (昭52-9)
- (4) E. R. Laithwaite 編: "Analysis of Linear Induction Motors Using a Space Harmonic Technique (S. Nonaka & K. Yoshida)". Transport Without Wheels p. 187 (1977) Eleck Science 社
- (5) 野中・幸山:「高速 LIM の磁束密度の端効果波の空間分布」昭51電気四学会九州連大 No. 530