

集中巻線励磁のリニアモータにおける 二次元電磁界解析

脇坂 和也* 安藤 詔生*

Two-dimensional electromagnetic field analysis in linear motor
with concentrated exciting windings

Kazuya WAKISAKA* Tuguo ANDO*

ABSTRACT

Linear motors are now applied to varied direct linear drive systems. It is very important to analyze magnetic field which may decide specific characteristics of linear motor. This paper presents a two-dimensional numerical solution using finite difference method. Then, the distributions of magnetic fields, induced eddy current, and generated mechanical forces in some shaped linear motors are investigated. From comparison of calculated results, it is shown that the linear motor excited by concentrated windings has relative merits.

キーワード: リニア誘導電動機, 差分法, 励磁

Keywords: Linear induction motor, Finite difference method, Magnetic field excitation

1. まえがき

リニアモータは大型の鉄道用から小型の計測記録用や磁気ヘッドの分野での直線駆動モータとして利用されている。なお、小容量のモータについては、小型軽量化や薄型化への要求が高まっている。今日の民生用機器に対する小型軽量化の要求により、小型回転型モータでは、分布巻線方式から集中巻線方式への転換が度々行われている [1], [2]。

本論文では、まず、固定子の励磁に分布巻線、あるいは集中巻線を使用する場合の片側式誘導リニアモータの構成と動作原理について簡単な説明を加える。次に、ベクトルポテンシャルと差分法を用いた電磁界の数値解法について、理論的な説明を加える。さらに、励磁巻線方式を変化させた場合の電磁界や駆動力の解析を行い、小型軽量化へ有用性を調べる。

2. 片側励磁リニア誘導モータの構成と動作原理

ここでは、小型変圧器の鉄心として広く利用されているE型コアを用いた片側式小型リニアモータの構成を考

える。片側式リニアモータの一次固定子には、厚さ0.5(mm)の薄鋼板を60枚積層したE型コア6個からなる励磁鉄心Ecoと、各250回巻きの u, v, w 3相励磁巻線を使用する。二次の移動体には、厚さ1(mm)、長さ300(mm)、幅30(mm)のアルミニウムAlと厚さ2.5(mm)、長さ300(mm)、幅30(mm)の薄鋼板磁路Coを使用する。

2. 1 分布巻線による励磁

図1(a)のように、1磁極ピッチ幅で分布巻の3相励磁巻線 $u-\bar{u}, v-\bar{v}, w-\bar{w}$ に

$$\left. \begin{aligned} i_u &= I_m \cos(\omega t) \\ i_v &= I_m \cos(\omega t - 2\pi/3) \\ i_w &= I_m \cos(\omega t - 4\pi/3) \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

ただし、

$$\omega = 2\pi f(\text{rad/s}), I_m = \sqrt{2}I(A)$$

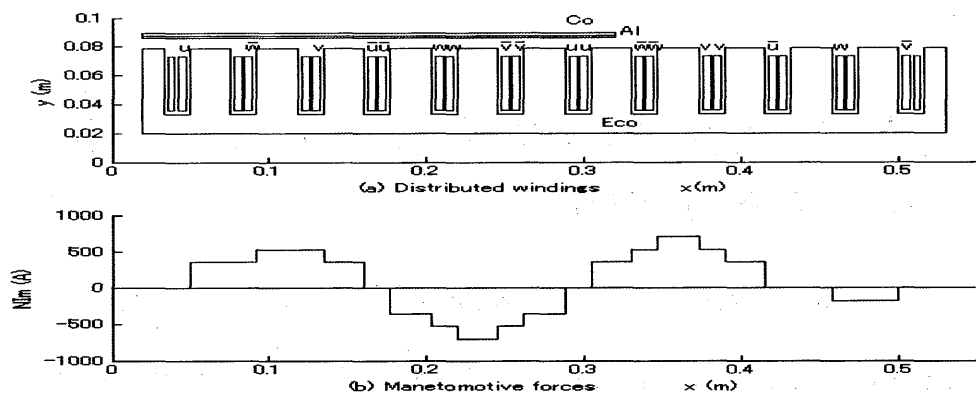


図 1 分布巻線による励磁

Fig.1 Excitation by distributed windings.

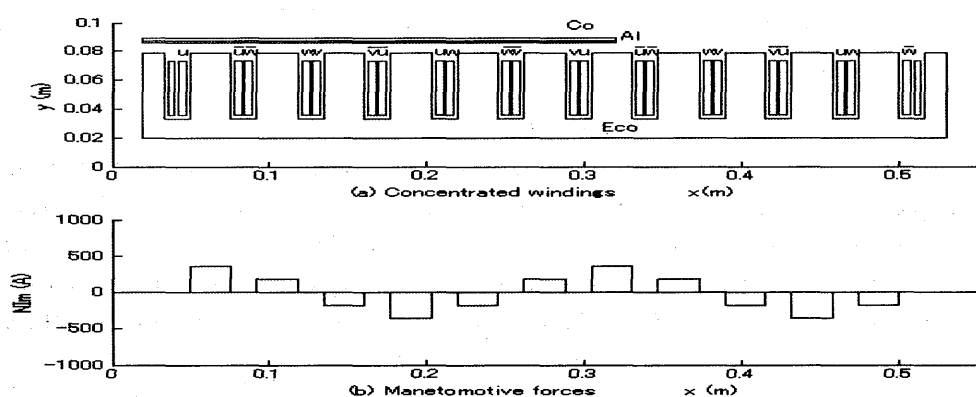


図 2 集中巻線による対称形励磁

Fig.2 Symmetrical excitation by concentrated windings.

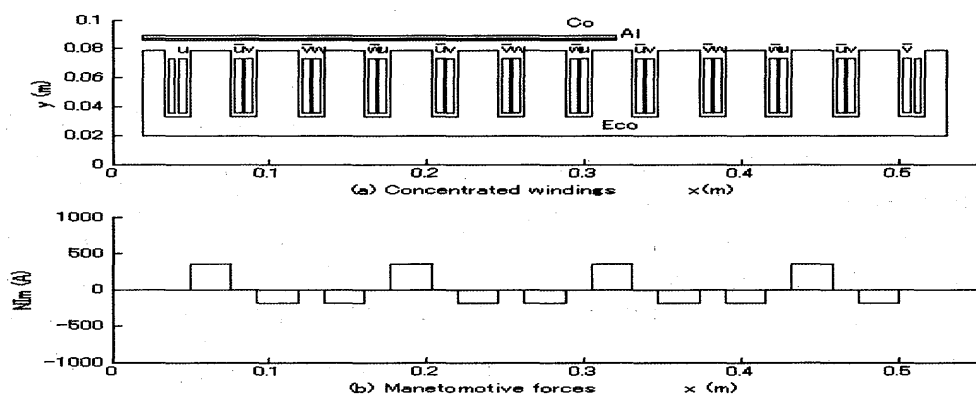


図 3 集中巻線による非対称形励磁

Fig.2 Asymmetrical excitation by concentrated windings

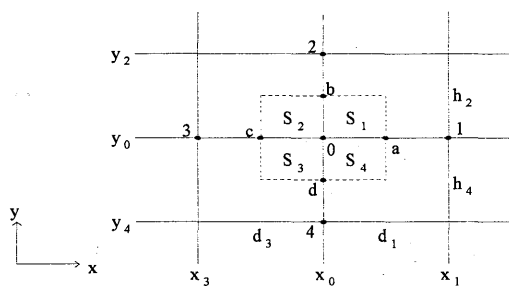


図 4 格子網

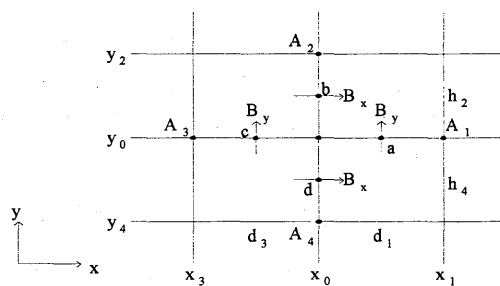


Fig.4 Grid meshes

$f = 60(\text{Hz}), I(A)$: 周波数, 電流値

の3相励磁電流を加えると, $\omega t = 0$ における起磁力の分布は図1(b)のようになる。この起磁力分布は, 時間の経過とともに, x の正方向に移動する。移動速度は,

$$V = f\tau = 15.3(\text{m/s}), \tau = 0.255(\text{m}) \quad \dots(2)$$

で与えられる。起磁力の移動による磁界変動に伴い, アルミニウム薄板 Al にうず電流が誘導される。磁界とうず電流との相互作用により, Al には, x 方向への駆動力と, y 方向の反発力が生じる。

分布巻励磁では, 図(b)のように比較的正弦波にちかい起磁力分布が得られるが, コイルエンド部の長さが励磁に有効なコイル長さ 30(mm) に比して長くなる。コイルエンドでの重なりを考えると, 1相1磁極当たりのコイルエンドには $1.5\tau \times 2$ 以上の長さが必要となり, 導線の利用率が悪くなる。

2. 2 集中巻線による対称分布形起磁力の励磁

断面積が $30 \times 26(\text{mm}^2)$ の磁極片を, 図2(a)の様に,

$u - \bar{u}, v - \bar{v}, w - \bar{w}$ で示される集中巻線で励磁すると,

同図(b)のような対称形の起磁力分布が得られる。この場合の移動速度と巻線周期は, 分布巻の場合と同じで

$$V = f\tau = 15.3(\text{m/s}), \tau = 0.255(\text{m}) \quad \dots(3)$$

となる。なお, 1相1磁極当たりのコイルエンドの長さは, 約 $1.2 \times 26 \times 2(\text{mm})$ とかなり短くなる。

2. 3 集中巻線による非対称分布形起磁力の励磁

集中巻線を図3(a)のように配置して, 励磁すると, $\omega t = 0$ における起磁力分布は同図(b)のように非対称になる。なお, 巻線周期 τ が短くなるので, 起磁力の移動速度も遅くなる。

$$V = f\tau = 7.65(\text{m/s}), \tau = 0.1275(\text{m}) \quad \dots(4)$$

この巻線法での1相1磁極当たりのコイルエンドの長さは, 約 $1.2 \times 26(\text{mm})$ と短くなる。

3. 基礎方程式と数値解析法

3. 1 基礎方程式

リニアモータにおける電磁界解析のための基礎方程式は, 変位電流が無視でき, 次のように簡単になる。

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{J}, \text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \text{div } \mathbf{B} = 0 \\ \mathbf{J} &= \mathbf{J}_s + \sigma \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad \dots(5)$$

ただし, \mathbf{J} : 電流密度, \mathbf{J}_s : 励磁電流の密度, \mathbf{E} : 電界の強さ, \mathbf{B} : 磁束密度, \mathbf{H} : 磁界の強さ, σ : 導電率, μ : 透磁率である。

ここで, $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \text{div } \mathbf{A} = 0$ を満たすベクトルポテンシャルと称される関数 \mathbf{A} を考えると, 電磁界の基礎方程式は, 励磁電流の密度 \mathbf{J}_s と \mathbf{A} との方程式に変換される。

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) + \sigma \partial \mathbf{A} / \partial t &= \mathbf{J}_s \\ \mathbf{H} &= \nu \text{rot } \mathbf{A}, \mathbf{E} = -\partial \mathbf{A} / \partial t, \nu = 1 / \mu \end{aligned} \right\} \quad \dots(6)$$

\mathbf{J}_s が z の値に無関係な z 方向成分だけをもち, 角周波数 ω で周期的変化をする場合には

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{k} J_s(x, y) = \mathbf{k} J_s, \mathbf{A} = \mathbf{k} A(x, y) = \mathbf{k} A \quad (7)$$

と表すことにより, 二次元電磁界解析の基礎方程式

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{k} A) + \mathbf{k} j \omega \sigma A &= \mathbf{k} J_s \\ B_x &= \partial A / \partial y, B_y = -\partial A / \partial x, B_z = 0 \\ H_x &= \nu \partial A / \partial y, H_y = -\nu \partial A / \partial x, H_z = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

が導出できる。

3. 2 差分法を利用した二次元数値解析法

数値解析では, x - y 平面上の解析領域を多数の格子網に分割して, 各格子点上のベクトルポテンシャル A の値を求める。 A の値を求めるための節点方程式の導出には, (8)式の積分形式のアンペアの周回積分の法則

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} + \int_S j \omega \sigma A dS = \int_S J_s dS \quad \dots(9)$$

ただし,

$\mathbf{H} = i H_x + j H_y, d\mathbf{l} = i dx + j dy, dS = dx dy$ を利用する。

図4に示すような格子点 $0(x_0, y_0)$ 周りの格子網において, (8)式より, 格子間の中点 a, b, c, d における磁束密度についての近似式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} (B_y)_a &= -(A_1 - A_0) / d_1 \\ (B_x)_b &= (A_2 - A_0) / h_2 \\ (B_y)_c &= -(A_0 - A_3) / d_3 \\ (B_x)_d &= (A_0 - A_4) / h_4 \end{aligned} \right\} \quad \dots(10)$$

ただし, $A_i (i = 0, 1, 2, 3, 4)$: 格子点 i 上の A の値, $d_1 = x_1 - x_0, d_3 = x_0 - x_3, h_2 = y_2 - y_0, h_4 = y_0 - y_4$ である。0点周りの周回積分路として, a, b, c, d を通る矩形の閉路を考えると,

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = (c_1 + c_2 + c_3 + c_4)A_0 - (c_1A_1 + c_2A_2 + c_3A_3 + c_4A_4) \quad \dots(11)$$

$$\int_S j\omega\sigma A dS = j\omega \left(\sum_{k=1}^4 \sigma_k S_k \right) A_0 \quad \dots(12)$$

$$\int_S J_s dS = \sum_{k=1}^4 J_{s_k} S_k \quad \dots(13)$$

ただし,

$$\begin{aligned} c_1 &= (\nu_1 h_2 + \nu_4 h_4) / 2d_1, c_2 = (\nu_1 d_1 + \nu_2 d_3) / 2h_2 \\ c_3 &= (\nu_2 h_2 + \nu_3 h_4) / 2d_3, c_4 = (\nu_3 d_3 + \nu_4 d_1) / 2h_4 \\ S_1 &= d_1 h_2 / 4, S_2 = d_3 h_2 / 4, \\ S_3 &= d_3 h_4 / 4, S_4 = d_1 h_4 / 4 \end{aligned}$$

が得られる。ここで、 ν_m, σ_m, J_{s_m} は、それぞれ図4に示された面積 S_m ($m=1,2,3,4$) 部分の磁気抵抗率、導電率、励磁電流の密度である。なお、(12)式の面積積分は、 A_0 についての零次近似による積分を行う。

境界条件及び(11), (12), (13)式より、全ての格子点上のベクトルポテンシャル $[A]$ についての方程式が求められ、次の行列の形で表される。

$$[KK][A] = [Is] \quad \dots\dots(14)$$

ここで、 $[KK]$ は(11), (12)式と境界条件によって求められる係数行列、 $[Is]$ は(13)式と境界条件より求められる既知行列である。

(14)式より求められる解

$$[A] = [KK]^{-1} [Is] \quad \dots\dots(15)$$

は複素数となる。したがって、(1)式のような余弦波励磁電流に対する時刻 $t(s)$ 即ち位相角 $\omega t(rad)$ における解は、次式で表される実数部 $[Ar]$

$$[Ar] = \text{real} \{ [A] e^{j\omega t} \} \quad \dots\dots(16)$$

として求められる。この Ar を利用すると、(10)式より磁束密度が算出できる。また、 $Ar(x,y)$ = 一定の曲線、即ち等ベクトルポテンシャル線を描くことによって磁束線の分布を表すことができる。また、アルミニウム Al に誘導されるうず電流の密度 $[Jr]$ は

$$[Jr] = \text{real} \{ -j\omega\sigma [A] e^{j\omega t} \} \quad \dots\dots(17)$$

より求められる。

4. 解析結果

3種類の励磁巻線法を使用した場合の片側式リニアモータにおける電磁界の数値解析を行い、電磁界分布や駆動力の相異を調べる。なお、数値解析には科学技術計算用に開発された MATLAB を使用する。電磁界の数値解析では、図1から図3に示した解析領域を、 x 方向に 575 分割、 y 方向に 60 分割し、以下に示した諸量の値を使用する。

$\mu = 2000\mu_0$: 一次鉄心 Eco 及び二次薄鋼板 Co の透磁率、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (H/m)$: 大気 of 透磁率、 $\sigma = 3.8 \times 10^7 (S/m)$: アルミ薄板 Al の導電率、 $I = 1(A)$: 各相の励磁電流、 $f = 60(Hz)$: 励磁電流の周波数、 $N = 250$: 各相巻線の巻数

4. 1 分布巻線による励磁

図5は、位相角 $\omega t = 0$ における数値解析結果を示したものである。同図(a)は磁束線の分布で、図1に示した正弦波状の起磁力による磁束が、アルミニウム薄板 Al に誘導されるうず電流の影響を受けていることが推察できる。Al を通り抜けた磁束は薄鋼板 Co を通るので上部への漏れ磁束はほとんど無くなる。Al や Co の無い $x \geq 0.32(m)$ の部分では、うず電流の影響が小さく、磁束線の偏りは小さくなっている。図5(b)は、Al 下部表面の高さ $y = 0.086(m)$ における磁束密度の y 方向成分 Bya と一次励磁鉄心 Eco の上部表面の高さ $y = 0.079(m)$ における磁束密度 Byc の分布を示したものである。赤線で示した Bya の分布は、うず電流の影響を強く受けている。黒線で示した Byc より、Eco の側面、特にエッジ部に磁束が集中することがわかる。なお、 $x \geq 0.32(m)$ の領域では、Co が無く磁気抵抗が大きいので Bya , Byc ともに小さな値になっている。図(c)には、(17)式を利用して求めた Al 下部表面に誘導されたうず電流密度の分布を示す。図1(b)の起磁力分布に対し、 $\tau/4$ 程度の位相差が生じている。図6(d)は、(16), (17), (10)式より求めたうず電流密度 $Jr(x,y)$, 磁束密度 $Bx(x,y), By(x,y)$ を用いて算出した可動部 Al に働く駆動力 Fx と反発力 Fy

$$\left. \begin{aligned} Fx &= - \int_{y_1}^{y_2} Jr(x,y) By(x,y) \Delta x dy \\ Fy &= \int_{y_1}^{y_2} Jr(x,y) Bx(x,y) \Delta x dy \end{aligned} \right\} \quad \dots(18)$$

である。ただし、 $y_1 = 0.086, y_2 = 0.087(m)$ は Al の下部及び上部表面の高さ、 Δx は位置 x 部の格子間隔である。磁極周期 $\tau = 0.255(m)$ に比して、Al の長さが $0.3(m)$ とほぼ同じ長さであり、黒線で示された Fx は

Al の端部の影響を強く受ける。なお、赤線で示した F_y は薄鋼板 Co に働く吸引力で相殺される。Al 内部では、うず電流が励磁電流による起磁力を減少させるので磁束密度が小さくなり、上式による力の計算時に誤差が生じやすくなる。

図 6 には、時間 $t(s)$ の経過にともない位相が $\omega t = 2\pi/3(rad)$ に変化した時の解析結果を示す。この位相の時には v 相巻線の電流が最大となるので、(a) 磁束線、(b) 磁束密度、(c) うず電流密度の分布がそれぞれ図 5 の場合に比して、 x 方向におおよそ $2\tau/3$ 移動している。図 6 (d) の F_x の分布では、Al 端部への偏りが生じている。

4. 2 集中巻線による対称分布形起磁力の励磁

図 7、図 8 には、図 2 に示した集中巻線構成による励磁を行った場合の解析結果を示す。 $\omega t = 0$ 時の図 7 では、 u 相巻線により励磁される磁極部の磁束が最大となるので、図 5 の分布巻励磁の場合に比して、 $\tau/4$ の隔たりが生じる。図 2 の集中巻励磁の場合には、1 相 1 磁極当たりの磁極断面積が $0.026 \times 0.03(m^2)$ と狭く、図 1 の場合に比して断面積は $1/3$ に減少する。磁気抵抗の増大により、図 7 の (b) 磁束密度、(c) うず電流密度の値は、図 5 の場合の $1/2$ 程度になっている。したがって、図 7 (d) の駆動力や反発力は $1/4$ 程度に減少している。しかし、Al の端部の影響はかなり軽減されている。図 8 は $\omega t = 2\pi/3$ における解析結果であり、 $2\tau/3$ の x 方向への移動が示されている。

4. 3 集中巻線による非対称分布形起磁力の励磁

図 9、図 10 には、図 3 に示した集中巻線構成による非対称形の励磁を行った場合の解析結果を示す。図 9 (b) の磁束密度分布は、図 3 (b) の起磁力分布に類似した形になっている。分布巻励磁の場合に比して、磁極面積は $1/3$ であるが、巻線周期が $1/2$ で磁路長さが短くなる。磁気抵抗の減少やうず電流による影響の軽減により、 B_{ya} は図 5 (b) の値より大きくなっている。図 9 (c)、(d) のうず電流密度 J 、駆動力 F_x は、それぞれ分布巻励磁の場合の 6 割程度になっている。図 10 は、 $\omega t = 2\pi/3$ に対する解析結果であり、 x 方向への移動の様子がわかる。なお、Al の長さが、磁極周期の 2 倍以上になるので、Al 端部の影響は軽減されている。

5. あとがき

本論文では、差分法を利用した電磁界の数値解析法について、理論的な説明を加えた。さらに、この解法を用いて、3 種の異なった巻線構成により励磁される片側式小型リニア誘導モータに対し、電磁界や駆動力の解析を行った。これらの解析結果についての比較検

討により、各巻線構成での特徴が確認できた。

(1) 一般的な分布巻線構成による励磁を行った場合、二次側アルミ導体に大きなうず電流が誘導され、大きな駆動力が得られることがわかった。しかし、二次のアルミ導体の長さが十分でない場合には、アルミ端部の影響が顕著に表れる。

(2) 短いコイルエンドで導線の使用量が節約できる集中巻線を使用して、対称で余弦波的な形の起磁力分布励磁を行った場合の解析では、磁気抵抗の増大により、磁束密度、うず電流、推進力がともに減少した。しかし、アルミ端部の影響はかなり軽減され、比較的滑らかな駆動力が得られることが推察できる。

(3) 集中巻線を使用して、起磁力分布は非対称形になるが磁極周期を $1/2$ に短縮させる励磁を行った場合、分布巻線を利用して正弦波状の励磁を行った場合に比して、 6 割程度の推進力が得られることがわかった。なお、磁束密度の分布には偏りが生じるが、うず電流や駆動力の分布形状には均一化の傾向が現れる。

以上の比較より、小型軽量化を計る手法として、起磁力分布は非対称な形になるが、集中巻線を使用し、磁極周期の短いリニアモータの構成にすることが考えられる。小型軽量化を計るための励磁法や磁極構成、うず電流の拘束条件を加味した解析法、三次元の解析法の改良などについて、今後も検討を続けたいと思っている。

終わりに、本研究の作成にあたり、数値解析法の改良に助力頂いた本学卒業生の大澤真弘氏、青木伸幸氏、清水一孝氏、高森耕介氏、多田恒博氏に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 中原裕治：分割鉄心によるモータ製造技術，パリアエレクトロニクス研究会論文誌 Vol. 28, pp. 1-7, 2003 年 3 月
- [2] 正田英介：リニアドライブ技術とその応用，オーム社，pp. 2-12, (1991)
- [3] シミュレーション技術研究会編：シミュレーション技術(Ⅲ)有限要素法，コロナ社，PP. 71-81, (1981)

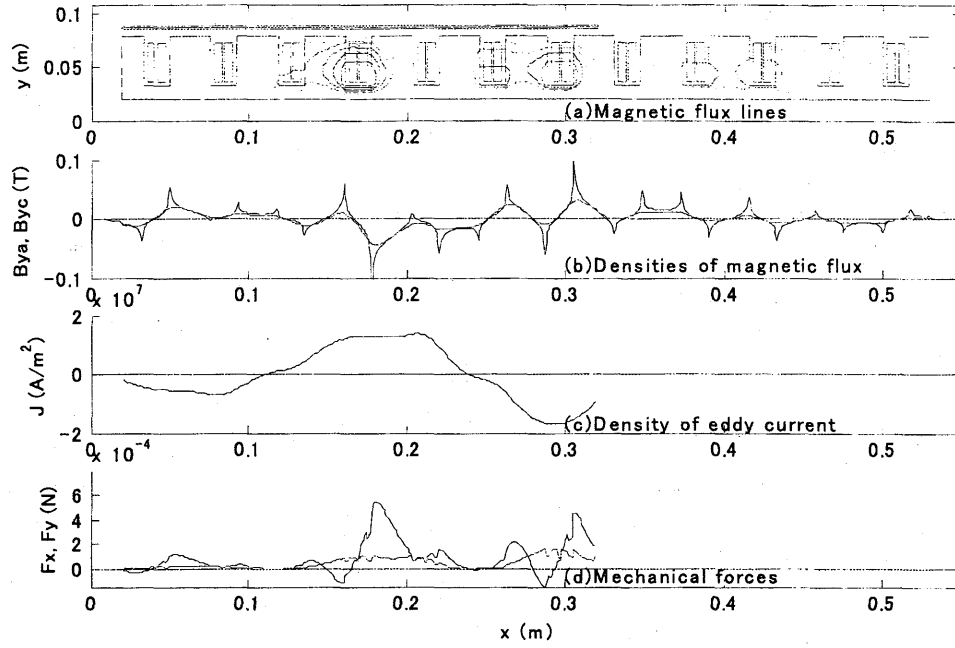


図5 分布巻線励磁における計算結果 ($\omega t = 0$)

F.g.5 Calculated results under symmetrical excitation by distributed windings ($\omega t = 0$)

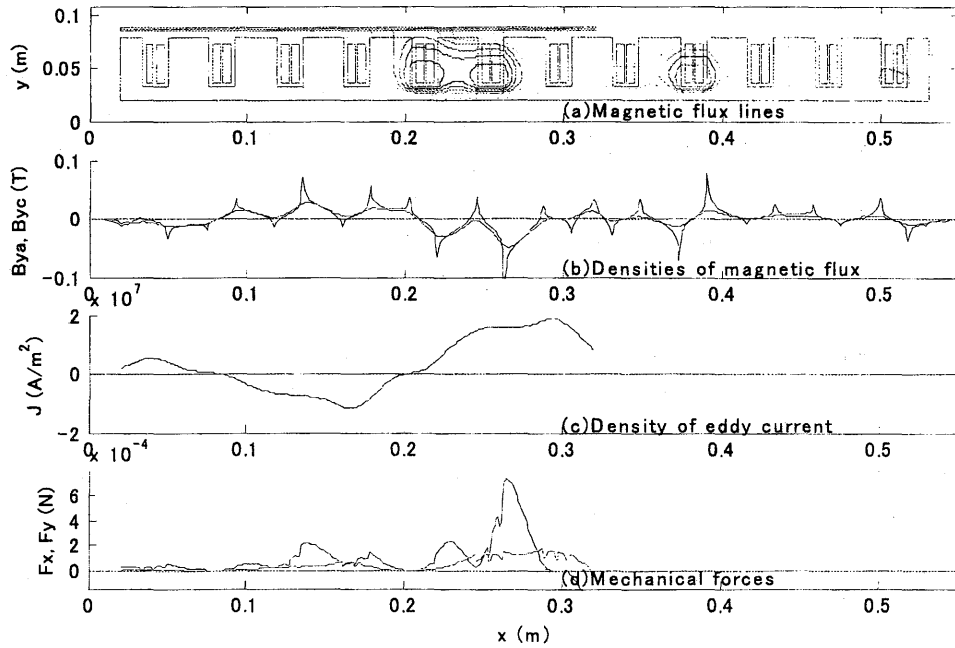


図6 分布巻線励磁における計算結果 ($\omega t = 2\pi/3$)

F.g.6 Calculated results under symmetrical excitation by distributed windings ($\omega t = 2\pi/3$)

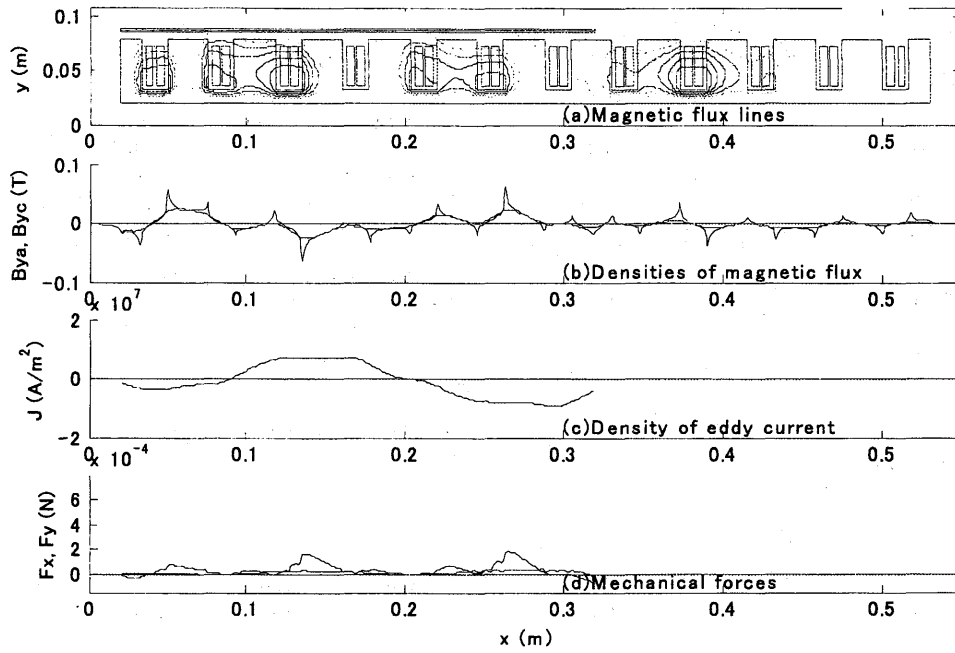


図7 集中巻線による対称形起磁力分布励磁における計算結果 ($\omega t = 0$)

F.g.7 Calculated results under symmetrical excitation by concentrated windings ($\omega t = 0$)

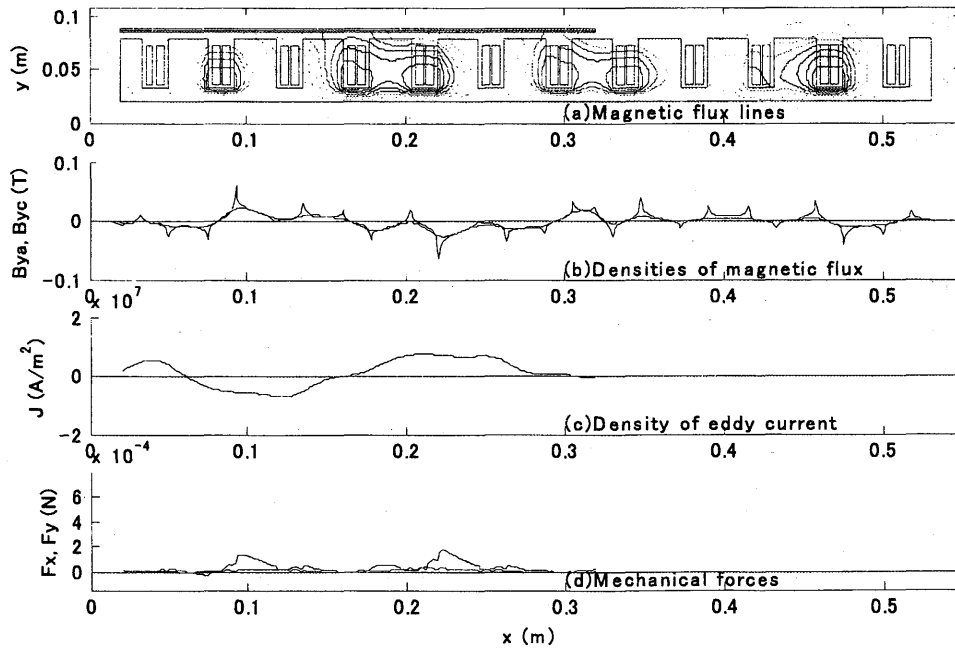


図8 集中巻線による対称形起磁力分布励磁における計算結果 ($\omega t = 2\pi/3$)

F.g.8 Calculated results under symmetrical excitation by concentrated windings ($\omega t = 2\pi/3$)

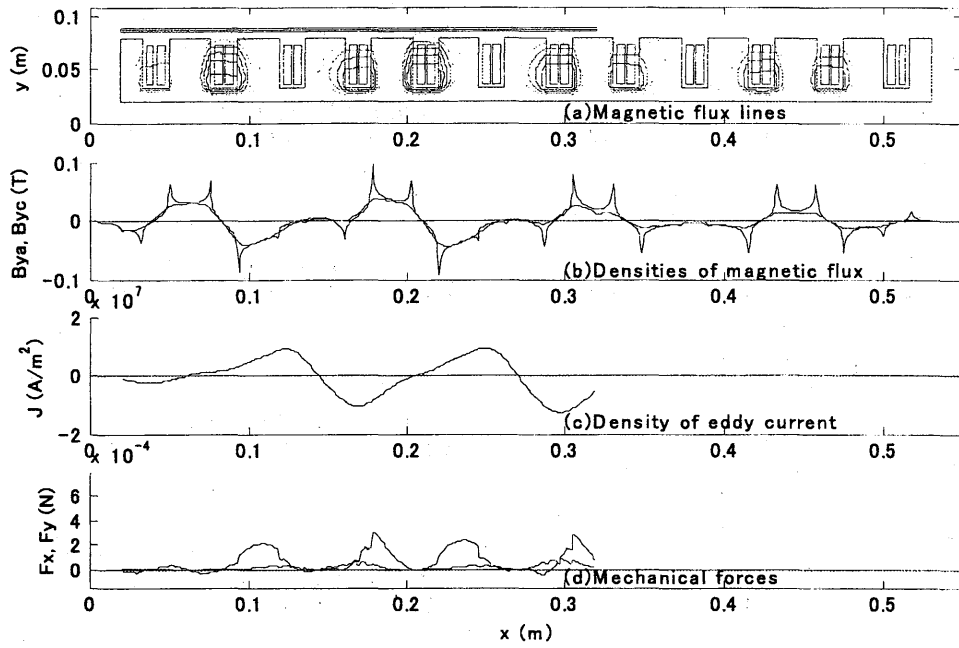


図9 集中巻線による非対称形起磁力分布励磁における計算結果 ($\omega t = 0$)

F.g.9 Calculated results under asymmetrical excitation by concentrated windings ($\omega t = 0$)

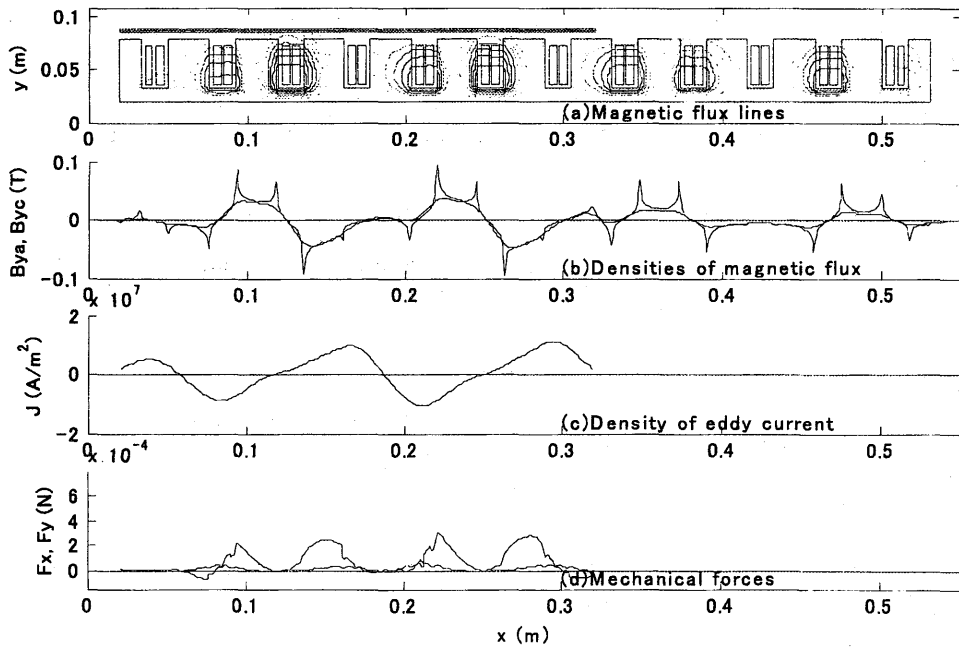


図10 集中巻線による非対称形起磁力分布励磁における計算結果 ($\omega t = 2\pi/3$)

F.g.10 Calculated results under asymmetrical excitation by concentrated windings ($\omega t = 2\pi/3$)