

2相 Linear Induction Motor 의 移動磁界

論 文

19~1~1

The Travelling Field of Two Phase Linear Induction Motor

李 允 鍾* 任 達 鎬*
(Yun Jong Lee) (Dal Ho Im)

ABSTRACT

The foundation for the theoretical establishment of the linear motor lies in the investigation of the magnetic flux distribution in its airgaps.

Generally speaking, the linear motor is similar, in the principle of its operation, to the general induction motor. However, there are great differences in the aspects of its structure and characteristics, especially, in the fact that the formation of its travelling magnetic field depends on the method of its winding.

This paper is written in order to introduce the method of calculating the air gap magnetic flux distribution on the basis of its ampere-conductor in the case that 2 phase winding is applied on its open magnetic circuit iron core, and to present the results of investigation of the pulsation in its travelling fields.

The first and second example of winding show the case of travelling magnetic field with the constant amplitude except the end region. The third example deals with the configuration of coil-side displaced outside the core and which produce the increased flux density at the ends, but, on the contrary, forms the pulsated travelling field.

1. 序 論

最近 工學上의 傾向을 보면 보편적으로 考慮되는 機械의 製作費 또는 效率을 무시하고 應用面에 있어서 使用目的에 알맞는 特性을 가진 機械의 開發面에 많은 研究가 進行되고 있다.

linear motor 보 그 中의 하나로써 直接 直線加速으로 推力을 얻을 수 있으며 構造上 간단히 高速移動磁界를 얻을 수 있는등 여러가지 特性을 지니고 있어 高速, 超高速 電鐵用 電動機를 爲始하여⁽¹⁾ 많은 面에 應用코져 研究가 進行되고 있다.

그런데 linear motor 의 理論確立에 基礎가 되는 것은 空隙의 磁束分布現象을 究明하는 일이다. 元來 linear motor 는 動作原理上으로 볼 때 一般誘導電動機와 같은

것이 되겠으나 그 構造나 特性에 있어서는 많은 相異點이 있으며 특히 端部가 있다는 면에서 각종 卷線法에 따라 移動磁界形成이 달라진다. 즉 開路鐵心에 施行한 多相卷線에 의하여 만들어지는 移動磁界는 脉動現象을 나타내는 경우도 있는데 여기에 대하여 發表된 것으로는 一部 現象解析 程度의 報告⁽²⁾⁽³⁾가 있으나 卷線施行에 따르는 磁束分布 計算法은 紹介되어 있지 않다.

本論文은 linear motor 에 2相卷線을 施行하였을 때 ampere turn 에 基準을 둔 空隙磁束分布의 計算法을 紹介하고 ampere turn 의 不平衡에 起因된 空隙磁束分布의 脉動과 이의 考察에 目的이 있다.

2. 磁束分布 計算의 基礎式

linear motor 는 本質上 空隙이 크므로 다음과 같은 假定을 두어 簡易化하여도 無妨할 것이다.

(1) 鐵部分의 透磁率은 無限大이고 飽和現象이 없으

*正會員: 漢陽工大 電氣科

므로 起磁力은 全部 空隙에 消費된다.

(2) 磁束의 fringing 은 무시한다.

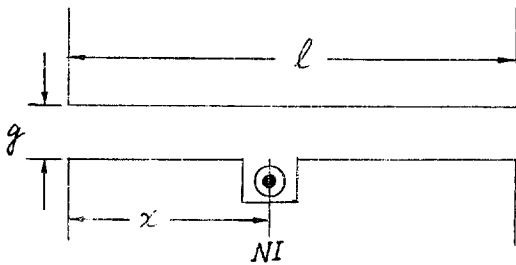


Fig. 1. Ampere conductor

Fig 1과 같이 鐵心幅이 a 이고 鐵心の 길이 l 인 固定子の 一端으로부터 x 되는 거리에 起磁力 NI 되는 ampere conductor가 있는 경우 이 ampere conductor에 대한 磁氣抵抗 R 은

$$\begin{aligned}
 R &= R_l + R_r \\
 &= \frac{g}{\mu_0 a} + \frac{g}{\mu_0 (l-x)a} \\
 &= \frac{g}{\mu_0 a} \cdot \frac{l}{x(l-x)} \quad (1)
 \end{aligned}$$

여기서 R_l 은 ampere conductor 左側의 磁氣抵抗, R_r 은 右側의 磁氣抵抗이다.

그러므로 磁束 ϕ 는

$$\phi = \frac{NI}{R} = \frac{\mu_0 a (NI)}{gl} \cdot x \cdot (l-x) \quad (2)$$

그리고 ampere conductor NI 의 左側과 右側의 磁束密度를 B_l, B_r 이라 하면

$$B_l = \frac{\phi}{ax} = \frac{\mu_0 (NI)}{gl} (l-x) \quad (3)$$

$$B_r = \frac{\mu_0 (NI)}{gl} x \quad (4)$$

(3)式에 x 를 붙인 것은 導體에 흐르는 電流의 方向이 그림 1과 같을 때 起磁力 NI 를 正이라 보고 空隙을 通하는 磁束의 方向이 NI 의 左右에서 서로 反對가 될을 나타내기 위함이다.

다음에 그림 2에서 길이 l 되는 鐵心に 導體가 左端에서 부터 $x_1, x_2, \dots, x_m, \dots, x_n$ 의 位置에 配列되고 각각의 起磁力이 $(NI)_1, (NI)_2, \dots, (NI)_m, \dots, (NI)_n$ 인 경우에는 重疊의 原理에 의하여 各 導體의 (NI) 에 의한 磁束密度 B_l 과 B_r 을 (3), (4)式을 써서 구한 다음 合成하면 된다.

그러므로 x_m 과 x_{m+1} 사이의 空隙磁束密度 $B_{x_m \sim x_{m+1}}$ 은 다음과 같이 된다.

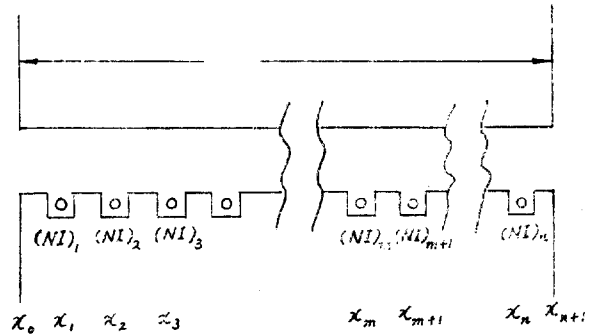


Fig. 2. Conductors distributed over the core with lengths l .

$$\begin{aligned}
 B_{x_m \sim x_{m+1}} &= \sum_{k=0}^m B_{r,k} + \sum_{k=m+1}^{n+1} B_{l,k} \\
 &= \frac{\mu_0}{gl} \left\{ \sum_{k=0}^m (NI)_k x_k - \sum_{k=m+1}^{n+1} (NI)_k (l-x_k) \right\} \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\mu_0}{gl} \left\{ \sum_{k=0}^m (NI)_k l - \sum_{k=0}^{n+1} (NI)_k (l-x_k) \right\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

단 $x_0=0, x_{n+1}=l$ ($k=0, 1, 2, \dots, n+1$)

3. 2相卷線에 의한 直線移動磁界의 計算法

例 1: Fig 3과 같이 2相 集中卷, 6極의 卷線을 施行한 경우

2相電流의 순시치를 i_1, i_2 라 할 때 起磁力 (NI) 의 分布는 Fig 3과 같이 된다. 그리고 $i_1 = I_m \sin \omega t$ 라 하면 $i_2 = -I_m \cos \omega t$ 가 되므로 이것을 式 (6)에 넣어 各 齒上의 磁束密度를 求해보면

$$\begin{aligned}
 B_{x_0 \sim x_1} &= 0 - \frac{\mu_0}{gl} \sum_{k=1}^{14} (NI)_k (l-x_k) \\
 &= -\frac{\mu_0}{gl} NI_m \{ (l-x_1) \sin \omega t - (l-x_2) \cos \omega t \\
 &\quad - 2(l-x_3) \sin \omega t + 2(l-x_4) \cos \omega t + \dots \\
 &\quad + (l-x_{13}) \sin \omega t - (l-x_{14}) \cos \omega t \} \\
 &= -\frac{\mu_0}{gl} NI_m [(-x_1 + 2x_3 - 2x_5 + 2x_7 - 2x_9 \\
 &\quad - 2x_9 + 2x_{11} - x_{13}) \sin \omega t - (-x_2 + 2x_4 - 2x_6 \\
 &\quad + 2x_8 - 2x_{10} + 2x_{12} - x_{14}) \cos \omega t] \quad (7)
 \end{aligned}$$

여기서 $a = -x_1 + 2x_3 - 2x_5 + 2x_7 - 2x_9 + 2x_{11} - x_{13}$

$b = -x_2 + 2x_4 - 2x_6 + 2x_8 - 2x_{10} + 2x_{12} - x_{14}$

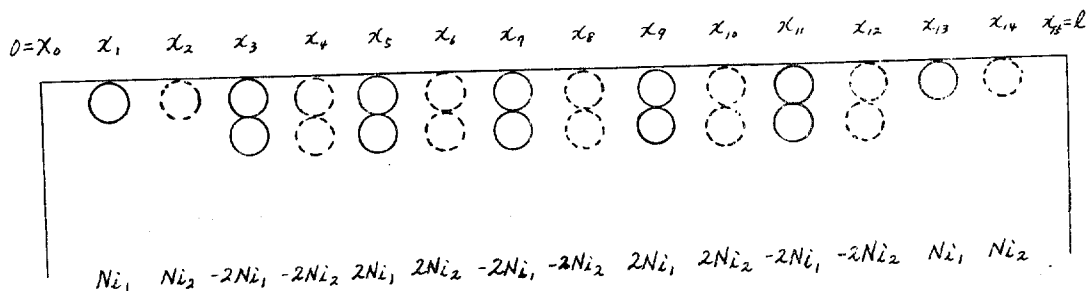


Fig. 3. 2 phase, concentrated, 6 pole winding.

라고 놓으면

$$B_{x_0 \sim x_1} = -\frac{\mu_0}{gl} NI_m (a \sin \omega t - b \cos \omega t)$$

또 $A = \sqrt{a^2 + b^2}$, $\phi = \tan^{-1} \frac{b}{a}$ 라고 놓으면

$$B_{x_0 \sim x_1} = -\frac{\mu_0}{gl} NI_m A \sin(\omega t - \phi) \quad (8)$$

다음에 $B_{x_1 \sim x_2} = \frac{\mu_0}{gl} \sum_{k=0}^1 (NI)_k l - \frac{\mu_0}{gl} \sum_{k=0}^{14} (NI)_k (l - x_k)$

$$= B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} \sin \omega t$$

$$B_{x_2 \sim x_3} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (\sin \omega t - \cos \omega t)$$

$$B_{x_3 \sim x_4} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t - \cos \omega t)$$

$$B_{x_4 \sim x_5} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t + \cos \omega t)$$

$$B_{x_5 \sim x_6} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (\sin \omega t + \cos \omega t)$$

$$B_{x_6 \sim x_7} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t - \cos \omega t)$$

$$B_{x_7 \sim x_8} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t - \cos \omega t)$$

⋮

$$B_{x_{12} \sim x_{13}} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t + \cos \omega t)$$

$$B_{x_{13} \sim x_{14}} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t$$

$$B_{x_{14} \sim x_{15}} = B_{x_0 \sim x_1}$$

이들 식으로 부터 極間隔을 τ 라 하면 端部 齒上의 磁束密度 $B_{x_0 \sim x_1}$, $B_{x_1 \sim x_2}$, $B_{x_{13} \sim x_{14}}$, $B_{x_{14} \sim x_{15}}$ 를 除外하고는 각 齒上의 磁束密度는 다음 식에서 計算할 수 있다.

$$B_{x_m \sim x_{m+1}} = \frac{\mu_0}{gl} NI_m \left[-A \sin(\omega t - \phi) + \sqrt{2} l \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x' - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (9)$$

이 식에서 $m=2, 3, 4, 5 \dots$ 일 때 각각 $x'=0, \frac{\tau}{2}, \tau, \frac{3}{2}\tau \dots$ 이다.

例2 : Fig. 4와 같은 2相 分布卷, 4極의 卷線을 實施한 경우

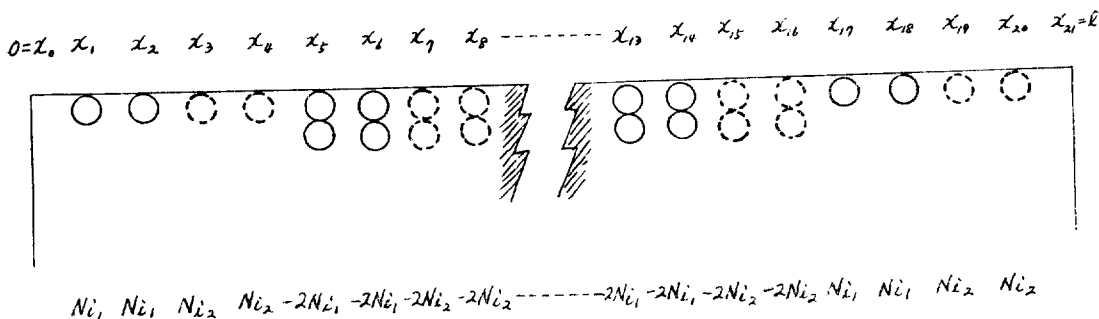


Fig. 4. 2 phase, distributed, 4 pole winding.

이 경우에도 2相電流의 순시치를 i_1, i_2 라 하여 例1과 같이 각 齒上의 磁束密度를 구하면 다음과 같이 된다.

$$B_{x_0 \sim x_1} = -\frac{\mu_0}{gl} NI_m \{ \sin \omega t (-x_1 - x_2 + 2x_5 + 2x_6 - 2x_9 - 2x_{10} - 2x_{13} + 2x_{14} - x_{17} - x_{18}) - \cos \omega t (-x_3$$

$$-x_4+2x_7+2x_8-2x_{11}-2x_{12}+2x_{15}+2x_{16}-x_{19}-x_{20}\}$$

따라서

$$B_{x_0 \sim x_1} = -\frac{\mu_0}{gl} NI_m A' \sin(\omega t - \phi') \quad (10)$$

$$\text{단 } a' = -x_1 - x_2 + 2x_5 + 2x_6 - 2x_9 - 2x_{10} + 2x_{13} + 2x_{14} - x_{17} - x_{18}$$

$$b' = -x_3 - x_4 + 2x_7 + 2x_8 - 2x_{11} - 2x_{12} + 2x_{15} + 2x_{16} - x_{19} - x_{20}$$

$$\text{이 고 } A' = \sqrt{a'^2 + b'^2}, \quad \phi' = \tan^{-1} \frac{b'}{a'}$$

$$B_{x_1 \sim x_2} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} \sin \omega t$$

$$B_{x_2 \sim x_3} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} \sin \omega t$$

$$B_{x_3 \sim x_4} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} \sin \omega t - \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t$$

$$B_{x_4 \sim x_5} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (\sin \omega t - \cos \omega t)$$

$$B_{x_5 \sim x_6} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\cos \omega t)$$

$$B_{x_6 \sim x_7} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t - \cos \omega t)$$

$$B_{x_7 \sim x_8} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t)$$

$$B_{x_8 \sim x_9} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (-\sin \omega t + \cos \omega t)$$

$$B_{x_9 \sim x_{10}} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t$$

$$B_{x_{10} \sim x_{11}} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} (\sin \omega t + \cos \omega t)$$

$$B_{x_{11} \sim x_{12}} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t - \frac{\mu_0 NI_m}{g} \sin \omega t$$

$$B_{x_{12} \sim x_{13}} = B_{x_0 \sim x_1} + 2 \cdot \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t$$

$$B_{x_{13} \sim x_{14}} = B_{x_0 \sim x_1} + \frac{\mu_0 NI_m}{g} \cos \omega t$$

$$B_{x_{14} \sim x_{15}} = B_{x_0 \sim x_1}$$

따라서 端部 齒上의 磁束密度 $[B_{x_m \sim x_{m+1}}]_{m=0 \sim 3} [B_{x_m \sim x_{m+1}}]_{m=17 \sim 20}$ 을 除外하고는 各齒上의 磁束密度는 다음式에 따른다.

$$B_{x_m \sim x_{m+1}} = \frac{\mu_0}{gl} NI_m [-A' \sin(\omega t - \phi') + l' \sin(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x' - \frac{\pi}{4})] \quad (11)$$

이 式에서 m 가 偶數이면 $l' = 2\sqrt{2}l$, 奇數이면 $l' = 2l$ 이며 $m=4, 5, 6, 7, \dots$ 일때 x' 의 값은 각각 $x'=0, \frac{1}{4}\tau, \frac{2}{4}\tau, \frac{3}{4}\tau, \dots$ 이다.

例3: Fig 5와 같은 2相 分布卷, 12極의 卷線을 施行 하되 코일邊을 端部外側에 내어 놓아 兩端部 齒上에서

의 磁束密度를 補償하는 경우의 計算

$$\begin{aligned} B_{x_0 \sim x_1} &= -\frac{\mu_0}{gl} NI_m [\sin \omega t \{(l-x_1) + (l-x) - 2(l-x_5) \\ &\quad - 2(l-x_6) + 2(l-x_9) + 2(l-x_{10}) + \dots \\ &\quad + 2(l-x_{41}) + 2(l-x_{42}) - 2(l-x_{45}) - 2(l-x_{46})\} \\ &\quad - \cos \omega t \{-2l + 2(l-x_3) + 2(l-x_4) - 2(l-x_7) \\ &\quad - 2(l-x_8) + \dots - 2(l-x_{39}) - 2(l-x_{40}) \\ &\quad + 2(l-x_{43}) + 2(l-x_{44}) - (l-x_{47}) - (l-x_{48})\}] \\ &= -\frac{\mu_0}{gl} NI_m [(-2l-x_1-x_2+2x_5+2x_6-2x_9 \\ &\quad -2x_{10}-\dots+2x_{37}+2x_{38}-2x_{41}-2x_{42}+2x_{45} \\ &\quad +2x_{46}) \sin \omega t \\ &\quad - (-2x_3-2x_4+2x_7+2x_8-\dots+2x_{39}+2x_{40}- \\ &\quad 2x_{43}-2x_{44}+x_{47}+x_{48}) \cos \omega t] \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

$$\text{여기서 } a'' = -2l-x_1-x_2+2x_5+2x_6-\dots+2x_{45} + 2x_{46}$$

$$b'' = -2x_3-2x_4+\dots+x_{47}+x_{48}$$

$$A'' = \sqrt{a''^2 + b''^2}, \quad \phi'' = \tan^{-1} \frac{b''}{a''} \text{라 놓으면}$$

$$\text{이 때에도 } B_{x_0 \sim x_1} = -\frac{\mu_0}{gl} NI_m A'' \sin(\omega t - \phi'') \quad (14)$$

라 할 수 있으며 $B_{x_0 \sim x_1}, B_{x_2 \sim x_3}, \dots$ 등도 例1, 例2와 같이 해서 구할 수 있다.

以上에서 일반적으로 2相 卷線에 의한 磁界는 다음과 같은 式으로 표시되는 直線 移動 磁界가 된다.

$$B_t = B_m \sin(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x) + B_{x_0 \sim x_1} \quad (15)$$

4. 空隙 磁束 分布의 脉動

(15)式에서 알 수 있는 바와 같이 第2項 $B_{x_0 \sim x_1}$ 은 x 에 관계없이 電源周波數와 同期가 되어 變動되며 또한 移動 磁界도 電源周波數로 進行하므로 $B_{x_0 \sim x_1}$ 으로 말미암아 移動 磁界는 脉動한다. 따라서 $B_{x_0 \sim x_1} = 0$ 이 되면 一般回轉誘導機와 같은 脉動이 없는 移動 磁界가 얻어진다.

그런데 t 의 값에 관계없이 $B_{x_0 \sim x_1} = 0$ 이 되려면 式(8), (11), (14)에서 A, A', A'' 가 0이 되어야 하므로 이 條件이 例1과 例2, 例3의 各 卷線에 滿足되는가를 檢討해 본다. 各 間隔이 모두 같으면 x_1, x_2, x_3, \dots 등의 添字 1, 2, 3, \dots 등은 直接 距離를 나타내므로 例1의 卷線에서는

$$\begin{aligned} a &= -1+2 \times 3-2 \times 5+2 \times 7-2 \times 9+2 \times 11-13=0 \\ b &= -2+2 \times 4-2 \times 6+2 \times 8-2 \times 10+2 \times 12-14=0 \end{aligned}$$

例2의 卷線에서는

$$\begin{aligned} a' &= -1-2+2 \times 5+2 \times 6-2 \times 9-2 \times 10+2 \times 13+2 \\ &\quad \times 14-17-18=0 \\ b' &= -3-4+2 \times 7+2 \times 8-2 \times 11-2 \times 13+2 \times 15+2 \\ &\quad \times 16-19-20=0 \end{aligned}$$

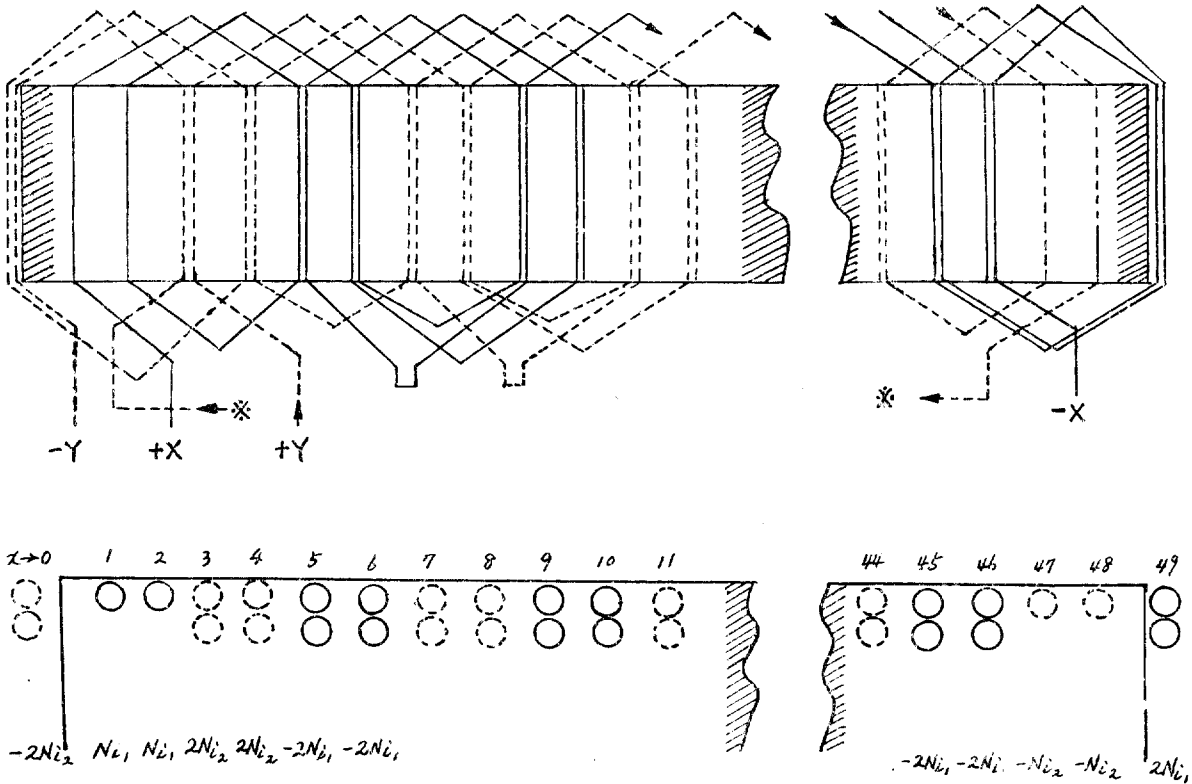


Fig. 5. 2 phase, distributed 12 pole winding

이 되어 $A = \sqrt{a^2 + b^2} = 0$, $A' = \sqrt{a'^2 + b'^2} = 0$ 이 되므로
 例1과 例2의 卷線은 端部를 除外하고는 脉動이 없는 移動磁界가 된다.

반면 例3의 卷線에서는

$$a'' = 1$$

$$b'' = 1$$

이 되어 $A'' \neq 0$

즉 $B_{r_0, r_1} \neq 0$ 이 되어 脉動이 있는 移動磁界가 된다.

5. 磁束分布의 計算値와 實測値의 比較概要

例3(Fig 5의 2相 分布卷 極數 48, 12極, 鐵心에 餘裕를 두지 않고 코일邊을 鐵心 端部 外側에도 配置한 卷線)의 卷線에 對하여 式(6)에 表 1의 값을 넣어 $\omega t = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 일 때의 各 齒上의 磁束密度를 計算하면 表2(附表)와 같다.

표2에서는 $\frac{L_1}{gl} = 1$ 이라 하여 數值를 簡易化하였다.

표3(附表)은 空隙長을 5[mm]로 하여 $\omega t = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 일 때의 擬似2相 電流(最大值 1[A])를 흘리고 實測한 各 齒上의 磁束密度를 표시한다.

표 1.

ωt	$2N_1 i_1$	$2N_2 i_2$
0°	0	-1
30°	0.5	-0.866
45°	0.707	-0.707
60°	0.866	-0.5
90°	1	0

Fig. 6은 各 齒上의 磁束密度의 理論値, Fig. 7~11은 理論値와 實測値를 比較한 그림이다.

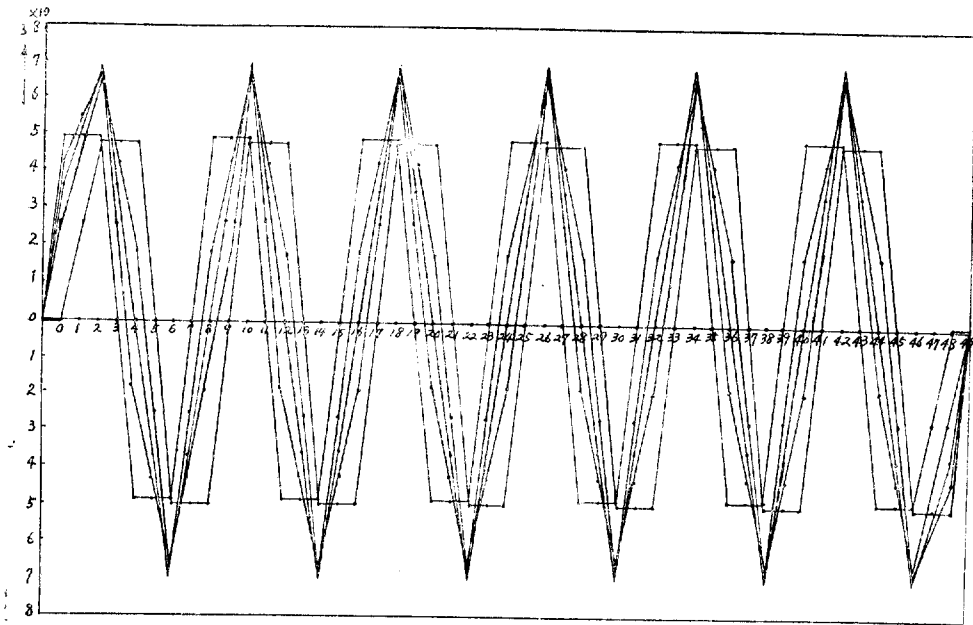


Fig. 6. Calculated value of flux density on each tooth.

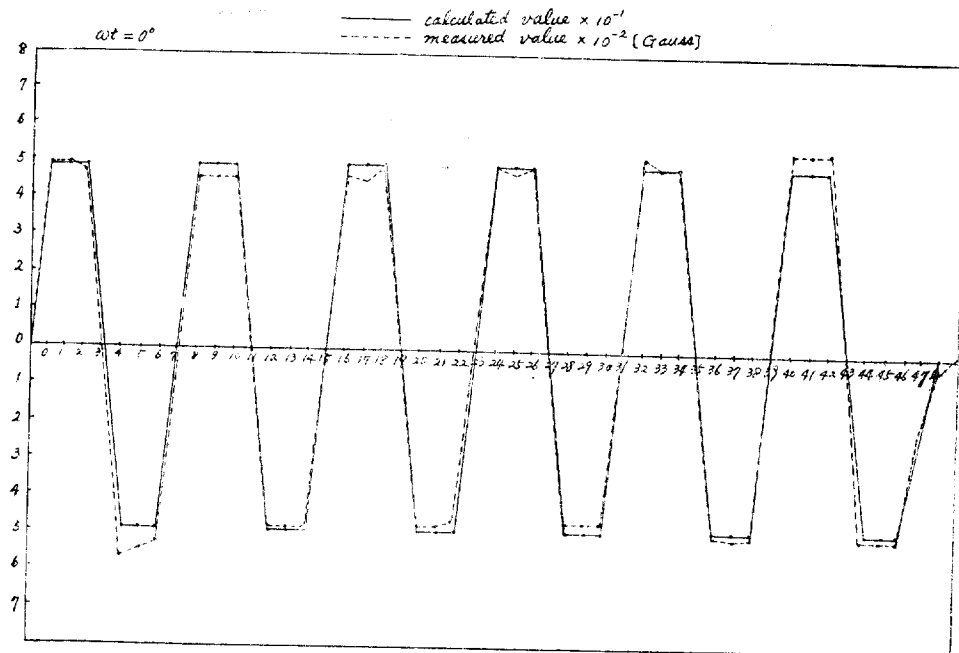


Fig. 7. Flux density at $\cot = 0^\circ$

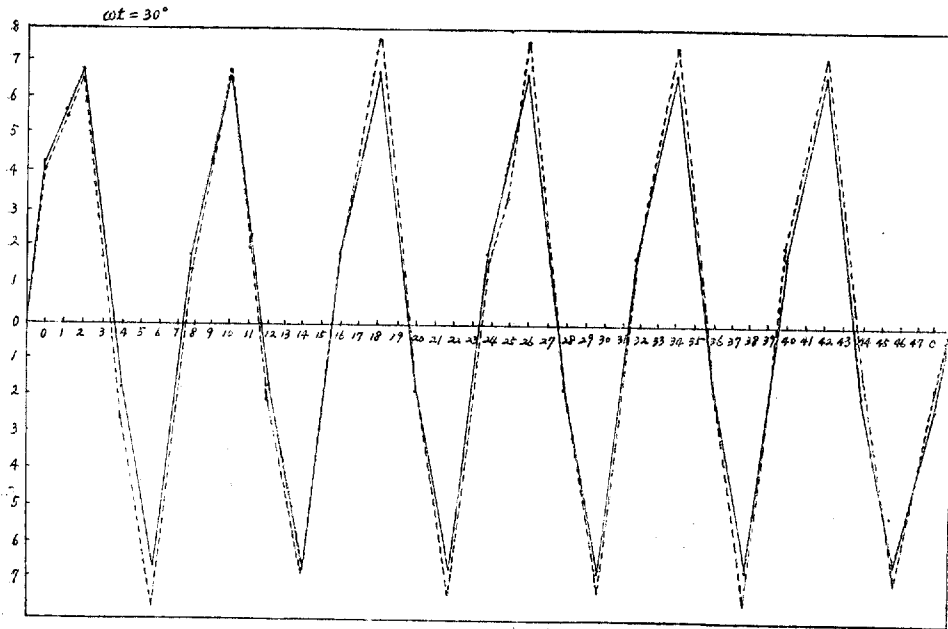


Fig. 8. Flux density at $\omega t = 30^\circ$

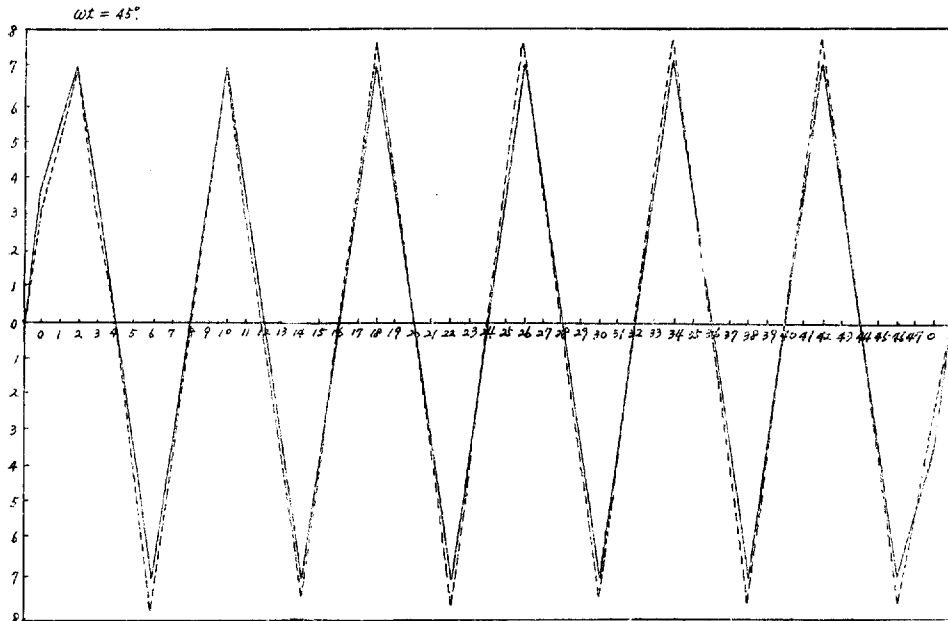


Fig. 9. Flux density at $\omega t = 45^\circ$

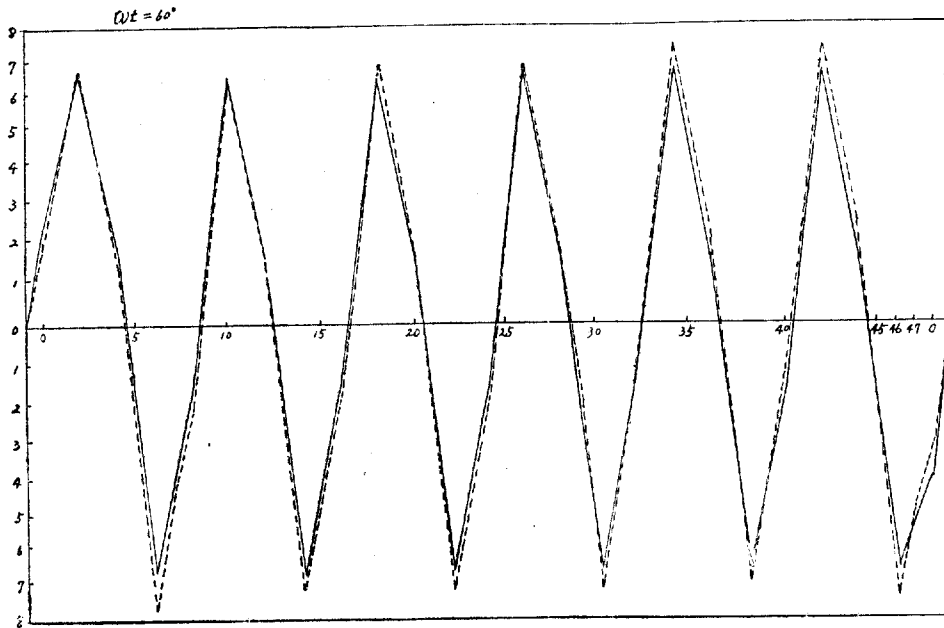


Fig. 10. Flux density at $\omega t = 60^\circ$

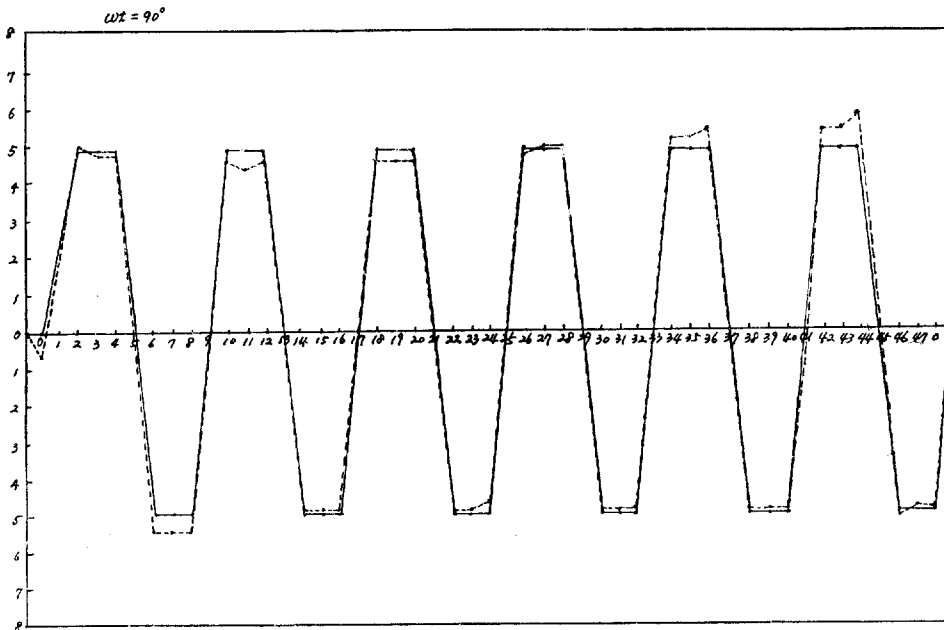


Fig. 11. Flux density at $\omega t = 90^\circ$

6. 結 論

a. 理論的 磁氣 回路로 보고 ampere conductor 의 概念을 써서 空隙의 磁束分布를 計算하는 方法을 紹介하였다. 이 方法에 의하여 例3의 2相卷線에 대한 空隙의 磁束分布를 計算한 結果 Fig. 7~11과 같이 實測值와 대체로 合致하였다.

b. 例1과 例2와 같은 卷線에서는 $B_{x_0-x_1}=0$ 이 되어 端部를 除外하고는 一定振幅의 移動磁界가 얻어지나 例3의 卷線과 같이 코일邊을 鐵心 外側에 配置하면 端部の 磁束密度는 增加하나 $B_{x_0-x_1} \neq 0$ 이 되어 脉動이 있는 移動磁界가 된다.

參 考 文 獻

- (1) E.R. Laithwaite "Linear Induction Motors for high speed vehicles" Electronics and Power. July 1969
- (2) Barlow "Travelling-field theory of induction type instruments and motors" Proc. I.E.E June 1965
- (3) E.R. Laithwaite "Induction machines for special purposes" book 1966
- (4) 小貫天, 佐野篤正, 任達鎬: "直線移動磁界에 관한 一考察" 早稻田大學理工學研究所報告 第43輯 1969年 2月.

표 2. 磁束密度의 計算值

(附 表)

Calculated value of flux density

x_k	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
$B_{x_k-x_{k+1}}$	$\omega t = 0^\circ$	0.5	49.5	49.5	49.5	0.5	-48.5	-48.5	-48.5	0.5	49.5	49.5
	30°	0.2	42.63	54.88	67.13	24.7	-17.73	-42.23	-66.73	-24.3	18.13	42.63
	45°	0	34.64	51.96	69.28	34.64	0	-34.64	69.28	-34.64	0	34.64
	60°	-0.18	24.32	45.53	66.74	42.24	17.74	-24.69	-67.12	-42.62	-18.12	24.31
	90°	-0.5	-0.5	24	48.5	48.5	48.5	-0.5	-49.5	-49.5	-49.5	-0.5
x_k	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
$B_{x_k-x_{k+1}}$	$\omega t = 0^\circ$		49.5	0.5	-48.5	-48.5	-48.5	0.5	49.5	49.5	49.5	0.5
	30°		67.13	24.7	-17.73	-42.23	66.73	-24.3	18.13	42.63	67.13	24.7
	45°		69.28	34.64	0	-34.64	-69.28	-34.64	0	34.64	69.28	34.64
	60°		66.74	42.24	17.74	-24.69	-67.12	-42.62	-18.12	24.31	66.74	42.24
	90°		48.5	48.5	48.5	-0.5	-49.5	-49.5	-49.5	-0.5	48.5	48.5
x_k	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	
$B_{x_k-x_{k+1}}$	$\omega t = 0^\circ$		48.5	48.5	48.5	0.5	49.5	49.5	48.5	0.5	-48.5	-48.5
	30°		-17.73	-42.23	-66.73	-24.3	18.13	42.63	67.13	24.7	-17.73	-42.23
	45°		0	-34.64	-69.28	-34.64	0	34.64	69.28	34.64	0	-34.64
	60°		17.74	-24.69	-67.12	-42.62	-18.12	24.31	66.74	42.24	17.74	-24.69
	90°		48.5	-0.5	-49.5	-49.5	-49.5	-0.5	48.5	48.5	48.5	-0.5
x_k	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	
$B_{x_k-x_{k+1}}$	$\omega t = 0^\circ$		-48.5	0.5	49.5	49.5	49.5	0.5	-48.5	-48.5	-48.5	0.5
	30°		-66.73	-24.3	18.13	42.63	67.13	24.7	-17.73	-42.23	-66.73	-24.3
	45°		-69.28	-34.64	0	34.64	69.28	34.64	0	-34.64	-69.24	-34.64
	60°		-67.12	-42.62	-18.12	24.31	66.74	42.24	17.74	-24.69	-67.12	-42.62
	90°		-49.5	-49.5	-49.5	-0.5	48.5	48.5	48.5	-0.5	-49.5	-49.5

ωt	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49		
$B_{k-k+1}^{r_{k-k+1}}$	$\omega t = 0^\circ$		49.5	49.5	49.5	0.5	-48.5	-48.5	-48.5	-24	0.5	0.5
	30°		18.13	42.63	67.13	24.7	-17.73	-42.23	-66.73	-45.52	-24.31	0.19
	45°		0	34.64	69.28	34.64	0	-34.64	-69.28	-51.96	-34.64	0
	60°		-18.12	24.31	66.74	42.24	17.74	-24.69	-67.12	-54.87	47.62	-0.19
	90°		-49.5	-0.5	48.5	48.5	48.5	-0.5	-49.5	-49.5	-49.5	0.5

表 3. 磁束密度斗 實測值(Gauss)

Measured value of flux density

齒 番 號	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$\omega t = 0^\circ$	500	500	480	50	560	540	520	40	460	460	460	10	480	480	480	10	470	460	480	0
30°	400	560	660	200	260	520	780	320	120	380	680	200	200	420	700	260	180	420	760	260
45°	300	480	700	300	10	420	780	400	0	300	680	300	0	360	740	360	0	340	760	340
60°	180	440	680	400	120	320	780	460	240	180	660	400	160	260	720	440	200	220	700	420
90°	60	220	500	480	480	40	540	540	540	20	460	440	460	20	480	480	480	0	460	460

齒 番 號	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39
$\omega t = 0^\circ$	470	470	460	0	480	450	500	10	460	460	460	0	520	500	500	20	500	500	500	0
30°	170	420	740	240	160	430	760	250	160	440	720	250	180	460	750	320	160	420	760	220
45°	0	350	760	360	0	360	750	340	0	350	740	340	0	400	760	400	0	340	760	350
60°	180	240	720	460	200	240	700	440	180	220	720	440	180	260	750	500	220	200	700	420
90°	460	0	480	480	460	0	480	490	490	0	480	480	480	0	520	520	540	40	480	480

齒 番 號	40	41	42	43	44	45	46	47	48
$\omega t = 0^\circ$	540	540	540	60	500	500	500	220	40
30°	220	500	720	340	120	420	700	440	160
45°	0	430	760	450	0	300	760	500	260
60°	140	320	740	500	260	200	740	500	320
90°	480	40	540	540	580	40	500	480	480