論 文
36~4~2

端部効果를 고려한 L.I.M의 動作特性 解析(II) -渦電流와 空隙磁束密度-

The analysis of performance characteristics of a L.I.M with taken into consideration of end effect(II) -eddy current & air-gap flux density-

任 達 鎬* · 張 錫 明**
(Dal-Ho Im · Seok-Myeong Jang)

Abstract

In this paper, with the end effect taken into consideration, the fundamental characteristics of a linear induction motor-the eddy currents on the secondary conducting sheet (traveller), the flux density in the air gap-are analysed by means of electromagnetic field theory. Accordingly, the derived governing eqations of the characteristics with goodness factor, presents that it was possible not only to predict the performance characteristics, but to obtain the data that needs to optimize a design of a motor with the reduction of the end effect.

1. 序 論

直線型誘導電動機(以下 L.I.M이라 함)는 직접 直線推力을 발생시키므로 回轉機에 비해 여러 利點을 갖게 되어 超高速陸上運送기관이나 서보장치로 부터 대형 컨베어시스템, 크레인등의 產業系統 분야까지 널리 응용되어 가고 있다. 그러나 구조적으로 空隙이 커서 起磁力이 크게 소요되며, 1次側 길이방향으로 入口端(entry end)과 出口端(exit end)이, 幅방향으로는 edge의 존재로 인한 영향으로 端部効果(以下 end effect라 함)와 edge effect를 갖게 되어 單機로서의 効率이 回轉機에 비해 낮은 결점이 있어 이의 개선을 위한 노력이 요구되고 있다. 최근 電氣機器의 單機容量이 超大型, 高密度化하는 추세임을 미루어 볼 때 L.I.M의 효율적인 설계를 위한 연구는 더욱 절실하다 하겠다. 이를 위해서는 무엇보다도 운전 특성의 精度높은 分析的 究明이 선행되어져야 하며, 그 결과로부터 効率改善의 방안을 찾아야 할 것이다. 그런데 L.I.M의 주요 운전특성으로는 勵磁電流에 의한 移動磁界인 空隙磁界와, 2次側에 誘起되는 變壓器起電力과 運動起電力에 의한 渦電流, 또 이들의 相互작용에 의한 推力이라 할 수있다. 이들 L.I.M의 特性에 관한 지금까지의 연구발표는 거의 空隙磁束과 推力에 관하여만 다루어졌다.[1-6]

그러나 end effect와 edge effect를 고려한 特性의 綜合的인 解析은 물론 2次側에서의 渦電流 분포특성을 精度높게 解析하여 다룬 例는 거의 없다.[1-6] 즉, 渦電流特性은 靜止상태인 導體에서의 현상들을 다룬 例와[7-9] L.I.M의 end effect가 고려되지 않은 경우의 2次元的인 분포상태에 관한 類推[2,3,10,-12], 또는 부분적으로 解析된 결과가 발표된 바가 있다[5,13-20]. 한편 推力特性은 空隙磁界와 渦電流의 相互작용에 의한 것이므로 무엇보다 渦電流의 解析이 선행되어야만 한다[3),5),6)]. 그러나 渦電流의 精度높은 解析이 충분히 되어있지 않은 관계로 空隙磁束과 1次勵磁電流의 크기에 의하여 推力特性을 解析해 왔다.[6,16] 또한 2次側의 渦電流損

*正 會 員：漢陽大 工大 電氣工學科 教授·工博
**正 會 員：忠南大 工大 電氣工學科 副教授·工博
接受日字：1986年 11月 5日
1次修正：1986年 12月 22日

에 관하여도 고찰할 수가 없었다. 이러한 점들을 감안할 때 渦電流의 精度높은 解析은 반드시 필요하다. 또한 空隙磁束特性도 푸리에變換法에 의하여 운전방향으로의 분포특성만을 주로 解析한 경우가 대부분일 뿐이다.[2),3),6)]

以上과 같은 사실을 감안하여 本 硏究에서는 同期速度 50[km/h]이상인 高速 L. I. M의 基本運轉特性인 渦電流와 空隙磁速密度에 관한 場의 支配方程式을 電磁場이론을 적용하여 誘導하였다. 또한 解析領域 각 부분의 物理的인 條件을 고려하여 領域을 나누어 각각에 境界條件을 적용시킨 후 變數分離法에 의하여 解를 구하였다. 따라서 2次側에서의 渦電流와 空隙에서의 磁束密度에 관하여 精度높게 解析할 수 있었다. 한편 解析時에는, L. I. M은 電磁的으로 에너지를 變換하는 장치이므로, 에너지 變換能力의 판정자료로 여러 設計파라미터를 묶어 綜合的으로 취급하게 되는 Goodness factor[1)-4)] 가 特性式에 포함되도록 支配方程式을 誘導하였다. 이로써 앞으로 設計와 관련된 이 부문 硏究에 基礎가 되게 하였다.

2. 特性分析을 위한 前提條件과 一般事項

2.1 解析모델의 설정및 영역의 區分

2.1.1 解析모델

本 硏究에서 다루는 L. I. M은 兩側式 · 短一次型 (double sided short primary type)이다. 즉 1次側의 슬롯속에 勵磁卷線이 감겨져 電流導體가 分布되어 이 起磁力에 의한 空隙磁束의 發生源이 되는 一次側과, 알미늄導體板으로 구성되어 一次側에 의한 空隙磁束의 작용으로 渦電流가 誘起되어 분포하게 되는 移動子인 2次側으로 이루어 진다. 여기서 空隙磁束과 渦電流의 相互作用에 의하여 힘이 生成되므로 L.I.M의 1, 2次간에 推力이 발생하게 된다. 그런데 규소강판을 積層시켜 만든 1次側의 空隙측 표면에는 슬롯과 齒가 있어 起磁力이 離散的으로 분포되는 등의 이유로 실제의 電動機모델을 그대로 解析하기는 매우 어렵다. 따라서 이를 실제모델에 분포된 起磁力과 等價的으로 같은 크기의 磁束을 발생시키는 面電流가 1次側표면에 분포된 것으로 보아[1)-3),5-6),16-21)] 그림2. 1과 같이 解析이 용이한 모델로 간이화 할 수있다. 또한 2次側은 알미늄板으로 된 移動子로 空隙의 중심축에 놓여 있으며, 이

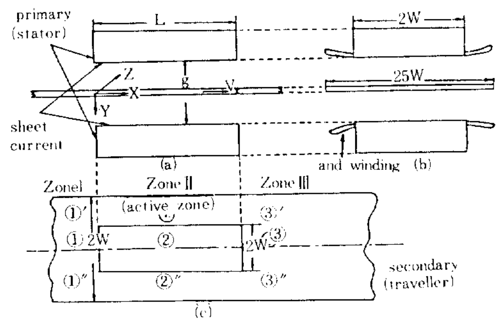


그림2. 1. L. I. M의 解析 모델 (a)측면도 (b)정면도 (c) 평면도

Fig. 2. 1. The analytical model of a L. I. M (a) side view (b) front view (c) top view

축상의 1次側의 왼쪽 끝지점인 入口端에 原點을 취하고 직각좌표계를 설정하였다.

2.1.2 領域의 區分

그림2. 1에서 알 수있는 바와같이 각 부분별로 勵磁電流의 有無와 구조상의 境界로 인하여 解析場의 물리적인 條件이 달라진다. 따라서 2次導體板에 誘起되는 渦電流와 空隙에서의 磁束분포특성도 각기 다르게 되므로 이를 고려하여 場의 支配方程式을 誘導하여야 한다. 즉 그림2. 1의 解析모델을 주어진 條件에 맞도록 아래와 같이 적절히 區分하여 취급하였다.

즉,

(i) zone I : 1次側 왼쪽끝인 入口端에서 x의 負방향인 $x<0$인 부분으로, 勵磁電流의 직접영향이 없는 곳이다. 入口端에서 매우 먼곳($x=-\infty$) 에서는 渦電流가 분포하지 않는 것으로 볼 수 있다.

(ii) zone II : $x=0$인 入口端으로 부터 $x=\ell$인 出口端사이인 $0\leq x\leq \ell$인 1次側의 有效領域(active zone)이다.

(iii) zone III : 1次側 오른쪽 끝인 出口端에서 x의 正방향인 $x>0$인 부분으로, 出口端에서 매우 먼곳($x=\infty$)에는 渦電流의 분포는 없는 것으로 생각할 수 있다.

또한 각 zone마다 1次側의 有效幅인 $|Z|<W$, 有效幅바깥인 $-\xi W<Z<-W$, $W<Z<\xi W$의 over hang領域으로 다음과 같이 다시 구분한다. 즉,

(a) ① - ①′ - ①″領域및 ③ - ③′ - ③″ 領域

zone II의 각 區分領域인 다음의 ② - ②′ - ②″에

대응시켜 zone Ⅰ과 zone Ⅲ을 각각 區分한 領域이다.

(b) ② − ②′ − ②″領域

領域② : $|Z|<W$인 1次側 有效幅領域으로 1次側面의 勵磁電流에 의한 磁束이 발생하는 곳이다.

領域②′, ②″:각각 $W<Z<\xi W$, $-\xi W<Z<-W$인 領域으로 1次側의 有效幅바깥으로 勵磁巻線이 없는 2次側의 over hang領域이다.

1次側의 有效幅領域인 ②를 중심으로 ②′, ②″는 대칭위치의 領域이다.

2.2 前提條件및 仮定[1)-3), 5)-6), 16)-21)]

앞 節에서 언급한 바와 같이 L.I.M의 특성을 電磁場이론으로 解析하는 경우 실제현상 그대로는 복잡한 점이 많아 어려워진다. 그러므로 관계문헌에 소개된 내용을 참고로 하여 실제의 특성에 큰 영향을 주지 않는 범위안에서 간이화하여 解析하기로 한다. 이를 위하여 아래와 같은 前提條件을 두기로 한다.

1) 1次側을 구성하는 磁性體는 규소강판이 積層된 것으로 透磁率이 매우 크고, z 방향으로의 導電率은 零이며 空隙이 비교적 커서 飽和되기가 어렵다고 본다.

2) 1次勵磁巻線에 의한 電流導體의 분포는 面電流(sheet current)分布로 본다.

3) 有効領域안에서 1次側 勵磁電流는 z방향으로 일정한 크기로 흐르며, 空隙磁界는 y方向성분 By만 있다고 본다.

4) 勵磁電流는 空間的으로 x방향으로, 시간적으로 正弦的인 분포를 한다고 본다. 이는 電流導體분포에 의한 起磁力 分布의 푸리에급수표현중 基本波成分 만을 취하는 것을 의미한다.

5) 코일端에 의한 영향은 1次側 有効領域(active zone)의 슬롯안에 있는 巻線에 의한 것에 비하여 매우 작으므로 무시한다.

6) 變位電流에 의한 영향은 常用周波數에서는 매우 작으므로 고려하지 않는다.

7) 2次側은 1次側의 중심軸에 대하여 대칭으로 위치한다고 본다.

8) 2次導體板에서의 表皮効果는 무시하며, 2次側은 x軸방향으로 V_x[m/s]로 운동한다.

9) 漏洩磁束과 周邊磁束은 매우 작다고 보아 무시하기로 한다.

2.3 場의 支配方程式 誘導에 引用되는 基本方程式

空隙의 移動磁界와, 2次側의 渦電流분포 현상을 支配하는 方程式을 유도하기 위한 맥스웰의 電磁方程式은 아래와 같다. 즉,

$$\nabla\times\mathbf{H}=\mathbf{i} \tag{2.1}$$

$$\mathbf{i}=k(\mathbf{E}+\mathbf{V}\times\mathbf{B}) \tag{2.2}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{i}=0 \tag{2.3}$$

$$\mathbf{B}=\mu\mathbf{H} \tag{2.4}$$

$$\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \tag{2.5}$$

3. 支配方程式과 그 解

위의 電磁界의 기본법칙으로 부터 L. I. M의 2次側의 渦電流와, 空隙에서의 磁束密度현상을 나타내는 支配方程式을 유도하면 2次 偏微分方程式이 된다. 여러개의 變數를 갖는 이 方程式을 變數分離法을 적용하여 獨立變數가 1개인 일반 常微分方程式의 群으로 바꾸어 각각의 解를 구하여서 綜合하는 방법을 택하기로 한다. 여기서 幾荷學的 구조가 복잡한 경우 많은 數의 積分常數를 포함하기 때문에 이를 定하기 위해서는, 未定係數와 같은 個數의 境界條件이 필요하게되어 매우 어려워 진다. 그러나 일단 解析이 이루어진 경우 그 解가 거의 정확하기 때문에 眞解로 취급 될 수있는 정도이다. 따라서 이 방법은 古典的이기는하지만 지금까지 각종 境界値문제의 解析에 널리 적용되어오고 있다.

3.1 2次側의 渦電流特性

2次側에서의 渦電流 분포현상은 L. I. M의 推力特性은 물론 渦流損등의 究明을 위해서도 꼭 필요하다. 또한 그 解析結果및 방법은 드래그·컵 電動機, Disk型·브레이크, 渦電流型 動力計, 電磁流體發電機등 渦電流를 이용하는 에너지變換機器에의 應用및 開發분야에서도 매우 중요하다.

지금까지 渦電流의 解析과 應用분야에서 많은 연구가 이루어져 있으나[2)-20)] 그 중에서도 L. I. M 의 2次側 위의 渦電流분포특성에 관하여는 Laithwaite, poloujadoff, sabonnadiere 등에 의한 結果가 있다.[2)-6), 10)-20)] 그러나 이들은 類推 또는 end effect 를 고려하지 않은 부분적인 解析에 국한하여 연구한 정도로, 그 結果를 여러 文獻에서 引用하거나 參考

로 한 應用硏究가 발표되고 있다.

3.1.1 支配方程式의 誘導

그림2.1(b)의 2次導體板위의 각 zone에 소속된 영역에서의 渦電流分布현상은 1次側巻線에 흐르는 勵磁電流의 분포가 위치에 따라 다르므로 아래와 같이 領域별로 區分하여 취급하였다.

(a) 有効幅領域(zone Ⅱ-②)

그림2.1(a)의 解析모델에 式(2.1), (2.4)와 仮定(3)을 적용하여 얻은 式과 式(2.2), (2.5)와 仮定(4)(8)에 의해 얻은 式으로 부터 1次側 有効幅領域안의, 2次導體仮위에서의 渦電流에 관한 支配方程式을 誘導하면 아래와 같다. 즉 渦電流는 2次導體板의 x-z平面에서 분포하므로 x, z成分이 있다. 따라서 z成分 J_{rz}는

$$\frac{\partial^2 J_{rz}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rz}}{\partial z^2}=\frac{\mu_o k}{g}\left\{ j\omega(J_{rz}+J_{sz})+V_x\frac{\partial}{\partial x}(J_{rz}+J_{sz})\right\} \tag{3.1}$$

이다. 이 z成分 渦電流는 空隙磁束과 작용하여 실제 L.I.M을 움직이게 하는 推力을 발생시키는 成分이다. 또한 1次側의 幅(z) 방향의 磁束의 edge effect 원인이 되는 渦電流의 x成分 J_{rx}에 관한 支配方程式은 아래와 같다.

$$\frac{\partial^2 J_{rx}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rx}}{\partial z^2}-\frac{\mu_o}{g}kV_x\cdot\frac{\partial J_{rx}}{\partial x}-\frac{\mu_o}{g}k\cdot j\omega\cdot J_{rx}=0 \tag{3.2}$$

여기서 L.I.M의 設計時 매우 중요한 資料가 되는 Goodness factor의 개념을 적용하기로 한다. Goodenss factor는 Laithwaite氏가 L.I.M의 電氣, 磁氣的인 回路 相互間의 結合度로 電磁에너지變換機로서의 性能을 判定하는 資料로 쓰기 위하여 提示한 것으로, 機械의 設計파라미터들에 의해 결정되는 綜合파라미터라 할 수있다.[1)-4)]

즉 式(3.1)과 (3.2)로 부터 각각

$$\frac{\partial^2 J_{rz}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rz}}{\partial z^2}-\frac{\pi}{\tau}(1-s)G\cdot\frac{\partial J_{rz}}{\partial x}-j\frac{\pi^2}{\tau^2}G\ J_{rz}=j\frac{\pi^2}{\tau^2}\cdot G\cdot J_{sz}+\frac{\pi}{\tau}(1-s)G\frac{2J_{sz}}{\partial x} \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial^2 J_{rx}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rx}}{\partial z^2}-\frac{\pi}{\tau}(1-s)G\frac{\partial J_{rx}}{\partial x}-J\frac{\pi^2}{\tau^2}G\cdot J_{rx}=0 \tag{3.4}$$

단 $V_x=V_s(1-s)$, G는 Goodness-factor 로 $G=\frac{2\tau^2 f\mu_o}{\pi g\rho}$이다.

여기서 V_s는 同期速度 〔m/s〕, s는 슬립, τ는 極間隙, j는 $\sqrt{-1}$ 이다.

(b) 有効領域바깥(zone Ⅰ, Ⅱ-②′, ②″, zone Ⅲ 領域)

1次側의 바깥인 zone Ⅰ, Ⅲ, zone Ⅱ의 over-hang 領域은 勵磁巻線의 분포가 전혀 없는 領域이지만 有効領域안의 渦電流의 영향에 의하여 渦電流가 $x-z$ 平面으로 분포한다. 따라서 이곳에서의 渦電流 支配方程式은 周邊磁束에 관한 仮定(9)를 감안하여 式(2.2), (2.3), (2.5)에 의하여 誘導된다.

즉 有効領域바깥에 분포하는 渦電流의 x, z成分 J'_{rx}, J'_{rz}은 각각 아래와 같다.

$$\frac{\partial^2 J_{rz}'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rz}'}{\partial z^2}=0 \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial^2 J_{rx}'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_{rx}'}{\partial z^2}=0 \tag{3.6}$$

3.1.2 各 領域에서의 渦電流 支配方程式과 解

各 zone에서, over hang領域의 渦電流는 仮定(9)를 고려할 때 有効幅領域을 중심으로 대칭분포가 된다고 볼 수있다. 따라서 ②′와 ②″, ②′와 ①″, ③′와 ③″의 渦電流分布는 서로 같게 된다. 따라서 ②′, ①′, ③′의 領域만 解析하기로 한다.

(a) zone Ⅱ ($0\leq x\leq p\tau$)

(1) 領域 ②′ ($W<|Z|<\xi W$)

이 領域은 1次側 有効幅바깥인 over hang 領域이므로 式(3.5), (3.6)이 적용된다. 이를 變數分離法에 의해 解를 구하기 위하여 아래와 같은 線型結合으로 놓을 수 있다. 즉,

$$J_{rz}'(x,z)=J_{rz}'(x)\cdot J_{rz}'(z),\quad J_{rx}'(x,z)=J_{rx}'(x)\cdot J_{rx}'(z) \tag{3.7}$$

이를 式(3.5), (3.6)에 적용하여 獨立變數가 1個만인 一般常微分方程式을 아래와 같이 얻을 수있다.

$$\frac{d^2 J_{rz}'(z)}{dz^2}-\lambda_z^2 J_{rz}'(z)=0 \tag{3.8}$$

$$\frac{d^2 J_{rz}'(x)}{dx^2}+\lambda_z^2 J_{rz}'(x)=0 \tag{3.9}$$

$$\frac{d^2 J_{rx}'(z)}{dz^2}-\lambda_x^2\cdot J_{rx}'(z)=0 \tag{3.10}$$

$$\frac{d^2 J'_{rx}(x)}{dx^2} + \lambda_x^2 J'_{rx}(x) = 0 \qquad (3.11)$$

단 λ_z, λ_x는 物理的인 條件에 의해 定해지는 分離常數이다.

그런데 2次導體板의 over hang끝인 $z=\pm\xi w$ 의 境界面 밖에는 渦電流가 존재하지 않으므로 아래의 條件이 成立된다. 즉,

$$J'_{rx}(z)\Big|_{z=\pm\xi w} = 0,\quad J'_{rz}(z)\Big|_{z=\pm\xi w} = 0 \qquad (3.12)$$

이에 의하여 式(3.8)로부터 式(3.11) 까지에서의 分離常數 λ_x, λ_z가 아래와 같이 결정된다. 즉,

$$\lambda_x = \lambda_z = j\frac{\pi}{2\xi w} \qquad (3.13)$$

이를 式(3.8)에서 式(3.11) 까지에 대입한 후 각각의 解를 구하여 式(3.7)에 적용하면, over hang 領域에서 분포되는 渦電流의 z., x成分은

$$J'_{rz}(x,z) = (Q'_{az_1}\cdot e^{\frac{\pi}{2\xi w}x} + Q'_{az2}\, e^{-\frac{\pi}{2\xi w}x})\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.14)$$

$$J'_{rx}(x,z) = (Q'_{ax1}\cdot e^{\frac{\pi}{2\xi w}x} + Q'_{ax2}\, e^{-\frac{\pi}{2\xi w}x})\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.15)$$

단 Q'_{az1}, Q'_{az2}, Q'_{ax1}, Q'_{ax2}는 L. I. M의 物理的인 條件에 의해 정해지는 積分常數이다.

(2) 領域 ②($|Z|<W$)

이 領域에서는 仮定(4)에 의한 z방향만의 1次側 勵磁電流 J_{sz}만이 있는 곳으로, 空隙磁束이 誘起되어 작용하는 領域으로 式(3.3), (3.9)의 支配方程式이 그대로 적용된다. 즉 勵磁電流 J_{sz}는

$$J_{sz} = J_{szm} e^{j(wt-\frac{\pi}{\tau}x)}$$

이 된다. 단 J_{szm}은 1次側 面電流密度의 最大値이다.

渦電流의 z成分에 관한 방정식인 式(3.3)은 非齊次偏微分方程式이므로 그 解는 定常項과 過渡項으로 이루어 진다.

즉 定常項J_{rzs}는 驅動函數인 1次側의 勵磁電流에 의하여 발생하는 渦電流의 項이며 式(3.3) 에서 $\frac{\partial}{\partial x}$와 $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$은 각각 $-j\frac{\pi}{\tau}$, $-\frac{\pi^2}{\tau^2}$으로 놓으며, 仮定(3)에 의하여 $\frac{d^2}{dz^2}$을 零으로 놓아 정리하면 얻어진다. 또한 過渡項은 驅動函數 J_{sz}가 零인 경우로 2次2階 非齊次偏微分方程式이 되므로 이를 變數分離法을 적용하여 解를 구하면 된다. 이때 有効幅과 over hang領域의 境界인 $z=\pm w$인 곳에서 渦電流는 連續이므로 이를 고려하면 分離常數 $\lambda=j\frac{\pi}{2\xi w}$임을 정할 수 있다. 즉 支配方程式 式(3.3)의 완全解는 아래와 같이 定常項J_{rzs}와 過渡項J_{rzt}로 구성되어 진다.

$$\begin{aligned} J_{rz}(x,z) &= J_{rzs} + J_{rzt} \\ &= \frac{-sG(sG+j)}{1+s^2G^2}\cdot J_{szm}\cdot e^{-j\frac{\pi}{\tau}x} + (Q_{a1}\cdot e^{p1.x} \\ &\quad + Q_{a2}\cdot e^{p2.x})\, e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \end{aligned} \qquad (3.16)$$

여기서 Q_{a1}, Q_{a2}는 L. I. M의 物理的인 條件에 의해 定해지는 積分常數이며, 또

$$P_{1,2} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\pi}{\tau}(1-s)G \pm \left[\frac{\pi^2}{\tau^2}(1-s)^2G^2 + 4\left\{j\frac{\pi^2}{\tau^2}G + \left(\frac{\pi}{2\xi w}\right)^2\right\}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}$$ 이다.

또한 渦電流의 x成分을 支配하는 式은 式(3.4)로 2次2階偏微分方程式이다. 그 解는 式(3.3)의 過渡項을 구하는 것과 마찬가지이다. 즉,

$$J_{rx}(x,z) = (Q_{ax1}\cdot e^{p_1x} + Q_{ax2}\cdot e^{p_2x})\, e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.17)$$

단 p_1, p_2는 式(3.16)과 동일하며, Q_{ax1}, Q_{ax2}는 積分常數이다.

(b) zone I ($x<o$인 入口端側)

이 곳에서의 領域 ①′ ($w<|z|<\xi w$), 領域 ① ($|z|<w$)은 1次側 鐵心의 바깥이어서 勵磁巻線이 전혀 없는 곳이므로 鐵心의 有効領域의 간접적인 영향을 받아 渦電流가 분포하는 곳이다. 따라서 이 곳의 渦電流분포를 支配하는 方程式으로 式(3.5), (3,6)이 그대로 적용된다. 따라서 zone II의 over hang 領域인 領域②′의 解인 式(3.14), (3.15)를 구하는 과정과 마찬가지로 領域 ①′, ①의 渦電流분포식을 얻을 수있다.

領域①′, ①의 渦電流의 x, z成分을 각각 J'_{rxI}, J'_{rzI}, J_{rxI}, J_{rzI}이라 하면 그 解는 아래와 같이 구하여 진다. 즉 領域①′에서

$$J'_{rzI}(x,z) = L'_{1z}\cdot e^{\frac{\pi}{2\xi w}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.18)$$

$$J'_{rxI}(x,z) = L'_{1x}\, e^{\frac{\pi}{2\xi w}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.19)$$

領域 ①에서

$$J_{rzI}(x,z)\, L_{1z}\cdot e^{\frac{\pi}{2\xi w}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.20)$$

$$J_{rxI}(x,z) = L_{1x}\cdot e^{\frac{\pi}{2\xi w}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{2\xi w}z} \qquad (3.21)$$

단 L'_{1x}, L'_{1z}, L_{1z}, L_{1x}는 積分常數이다.

물론 解를 구하는 과정에서 入口端으로부터 $x=-\infty$인 곳에서는 渦電流가 거의 분포하지 않음을 고려하였고, 또한 分離常數를 구하기 위하여 式(3.12)의 條件과, $z=\pm w$에서의 전류의 連續條件이 적용된다.

(c) zone Ⅲ ($x>\ell$인 出口端側)

이 곳도 zone Ⅰ과 마찬가지의 條件이므로 式(3.5), (3.6)이 그대로 渦電流의 支配方程式이 된다. 따라서 그 解法도 마찬가지이다. 다만 zone Ⅰ의 경우와는 달리 $x=\infty$인 곳에서는 渦電流는 거의 존재하지 않는 점을 고려하여야 만 한다. 따라서 ③, ③′에서의 각 解는 아래와 같이 구하여 진다. 領域 ③에서

$$J_{rzr}(x,z)=R_{3z}\cdot e^{-\frac{\pi}{\tau_{ew}}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{ew}}z} \tag{3.22}$$

$$J_{rxr}(x,z)=R_{3x}\cdot e^{-\frac{\pi}{\tau_{ew}}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{ew}}z} \tag{3.23}$$

領域 ③′에서

$$J'_{rzr}(x,z)=R'_{3z}\cdot e^{-\frac{\pi}{\tau_{ew}}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{ew}}z} \tag{3.24}$$

$$J'_{rxr}(x,z)=R'_{3x}\cdot e^{-\frac{\pi}{\tau_{ew}}x}\cdot e^{j\frac{\pi}{\tau_{ew}}z} \tag{3.25}$$

단 R_{3z}, R_{3x}, R'_{3z}, R'_{3x}는 積分常數이다.

3.2 空隙磁束密度의 支配方程式과 그 解

end effect와 edge effect가 空隙磁束이나 渦電流의 분포를 歪形시키는 등 特性에 영향을 주므로 그 究明과정이 매우 복잡하고 난해하다. Laithwaite, Nasar氏등에 의하여 여러 측면에서의 연구가 이루어져 왔으나 아직도 해결해야 될 점이[2), 3), 6), 16), 21)] 많다.

본 節에서는 x와 z방향으로 함께 적용 될 特性式을 2次元 場에서 다루어 變數分離法에 의해 계산하여, end effect와 edge effect의 현상을 綜合的으로 解析할 수있는 관계식을 구하기로 한다. 따라서 空隙磁束分布特性을 나타내는 理論式을 式(2.1), (2.2), (2.4)와 仮定(4)를 적용하고 Goodness factor를 관계시켜 誘導하면 아래와 같은 偏微分方程式이 된다.

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2}-\frac{\pi}{\tau}(1-s)G\cdot\frac{\partial B_y}{\partial x}-j\frac{\pi^2}{\tau^2}\cdot\frac{G}{kV_s}\cdot J_{szm}=0 \tag{3.26}$$

그런데 式(3.26)의 解는 定常項 B_{ys}와 過渡項 B_{yt}로 구성되므로 그 解法은 zone Ⅱ-② 領域에서의 渦電流의 解인 式(3.16)을 구하는 과정과 마찬가지이다. 따라서

$$\begin{aligned}B_y(x,z)&=B_{ys}+B_{yt}(x,z)\\&=\frac{G(SG+j)}{(1+S^2G^2)\,kV_s}\cdot J_{szm}\cdot e^{-j\frac{\pi}{\tau}x}\\&\quad+(P_m e^{\rho_1 x}+Q_m e^{\rho_2\cdot x})\,e^{j\frac{\pi}{\tau_{ew}}z}\end{aligned} \tag{3.27}$$

여기서 P_1, P_2는 式(3.16)의 경우와 같다. 또한 P_m, Q_m은 積分常數이다.

3.3 境界條件과 積分常數의 決定

3.3.1 境界條件等式

2次 導體板에서의 渦電流에 관한 일반해인 式(3.14)로부터 式(3.25)까지와 空隙磁束密度의 式(3.27)의 積分常數들을 정하기 위하여 각 領域의 境界에서 다음과 같은 條件等式을 설정한다.

(i) 1次側의 각 境界에서 구분되는 2次導體板위의 渦電流는 連續이므로 각 領域의 面電流密度는 아래의 조건을 만족하여야 만 한다.

(ㄱ) 入口端側 境界위의 $x=0$, $z=0$와 $x=0$, $z=w$에서

$$J_{rz}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}=J_{rzl}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}\;,\quad J'_{rz}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}}=J'_{rzl}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}}=J_{rzl}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}} \tag{3.28}$$

$$J_{rx}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}=J_{rxl}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}\;,\quad J'_{rx}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}}=J_{rxl}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}}=J_{rxl}\Big|_{\substack{x=0\\z=w}} \tag{3.29}$$

(ㄴ) 出口端側 境界위의 $x=\ell$, $z=0$와 $x=\ell$, $z=w$에서

$$J_{rz}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}=J_{rzr}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}\;,\quad J_{rz}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}}=J'_{rzr}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}}=J_{rzr}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}} \tag{3.30}$$

$$J_{rx}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}=J_{rxr}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}\;,\quad J_{rx}\Big|_{\substack{x=l\\x=0}}=J'_{rxr}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}=J_{rzr}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}} \tag{3.31}$$

(ii) 入口端側과 出口端에서는 變壓器起電力이 매우 작아 式(2.2), (2.5)를 仮定에 의해 전개한 식으로 부터 다음과 같은 境界條件等式이 성립된다.

(ㄱ) 入口端側 境界위의 $x=0$, $z=0$에서

$$\frac{\partial J_{rz}}{\partial x}-\frac{\partial J_{rzl}}{\partial x}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}=kV_s(1-s)\cdot\frac{\partial B_y}{\partial x}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}} \tag{3.32}$$

(ㄴ) 出口端側 境界위의 $x=\ell$, $z=o$에서

$$\frac{\partial J_{rz}}{\partial x}-\frac{\partial J_{rzr}}{\partial x}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}=kV_s(1-s)\cdot\frac{\partial B_y}{\partial x}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}} \tag{3.33}$$

(iii) 式(2.1)을 x방향으로 적용한 결과와 式(2.4)로 부터 얻은 식의 入口端, 出口端의 각 경계에서 條件(i)의 式(3.28), (3.29)를 적용하면 아래와 같은 관계등식을 얻을 수있다. 즉,

(ㄱ) 入口端側 境界위의 $x=o$, $z=o$에서

$$J_{rzl}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}}=\frac{g}{\mu_0}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial x}-J_{sz}\Big|_{\substack{x=0\\z=0}} \tag{3.34}$$

(ㄴ) 出口端側 境界위의 $x=\ell$, $z=o$에서

$$J_{rzr}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}}=\frac{g}{\mu_0}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial x}-J_{sz}\Big|_{\substack{x=l\\z=0}} \tag{3.35}$$

(Ⅳ) 式(2.1)을 z방향으로 적용한 결과와 式(4.4)로 부터 얻은 식은 1次側 有効幅의 $z=w$인 境界에서도 만족되므로 아래와 같은 等式이 성립된다.

(ㄱ) 入口端側 境界위의 $x=o$, $z=w$에서

$$J_{rl}\Big|_{\substack{x=o\\z=w}}=J'_{rxl}\Big|_{\substack{x=o\\z=w}}=-\frac{g}{\mu_o}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial z}\Big|_{\substack{x=o\\z=w}} \tag{3.36}$$

(ㄴ) 出口端側 境界위의 $x=\ell$, $z=w$에서

$$J_{rxr}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}}=J'_{rxr}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}}=-\frac{g}{\mu_o}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial z}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}} \tag{3.37}$$

(Ⅴ) 仮定(9)에 의하면 1次側의 바깥領域에서의 導體板에서는 式(2.2), (2.5)에서 $\mathrm{rot}\,i'=0$이다.따라서 아래와 같은 境界條件等式이 성립된다.

(ㄱ) 入口端側 境界위의 $x=0$, $z=w$에서

$$\frac{\partial J'_{rzl}}{\partial x}\Big|_{\substack{x=o\\z=w}}=\frac{\partial J'_{rxl}}{\partial x}\Big|_{\substack{x=o\\z=w}} \tag{3.38}$$

(ㄴ) 出口端側 境界위의 $x=\ell$, $z=w$에서

$$\frac{\partial J'_{rzr}}{\partial x}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}}=\frac{\partial J'_{rxr}}{\partial z}\Big|_{\substack{x=l\\z=w}} \tag{3.39}$$

3.3.2 積分常數의 決定

式(3.28)로 부터 式(3.39)까지의 각 等式에 渦電流의 각 式과 空隙磁束特性式을 대입하여, 정리하면 $L_{1z}=L'_{1z}$, $L_{1x}=L'_{1x}$, $R_{3z}=R'_{3z}$, $R_{3x}=R'_{3x}$ 이므로 이를 각각 L_z, L_x, R_z, R_x라 하기로 한다. 또한 式(3.28), (3.32), (3.34), (3.36), (3.38) 과 式(3.30), (3.33), (3.35), (3.37), (3.39)에 관련 식을 대입하여 얻은 결과로 부터 아래와 같은 Q_{a1}, Q_{a2}에 관한 式을 얻을 수있다.

$$Q_{a1}=\frac{m_3m_5-m_2m_6}{m_1m_5-m_2m_4},\quad Q_{a2}=\frac{m_1m_6-m_3m_4}{m_1m_5-m_2m_4} \tag{3.40}$$

여기서 $m_1=P_1-\frac{\pi}{2\xi w}-\frac{\pi}{\tau}G(1-s)$

$$m_2=P_2-\frac{\pi}{2\xi w}-\frac{\pi}{\tau}G(1-s)$$

$$m_3=J_{rzs}\left\{j\frac{\pi}{\tau}+\frac{\pi}{2\xi w}+\frac{\pi}{\tau}G(1-s)\right\}+\frac{\pi}{\tau}G(1-s)J_{szm}$$

$$m_4=\left\{p_1+\frac{\pi}{2\xi w}-\frac{\pi}{\tau}G(1-s)\right\}\cdot e^{p_1l}$$

$$m_5=\left\{P_2+\frac{\pi}{2\xi w}-\frac{\pi}{\tau}G(1-s)\right\}\cdot e^{p_2l}$$

$$m_6=J_{rzs}\left\{j\frac{\pi}{\tau}+\frac{\pi}{2\xi w}+\frac{\pi}{\tau}G(1-s)\right\}+\frac{\pi}{\tau}G(1-s)J_{szm}$$

또한 式(3.28), (3.30)의 條件式의 결과에서

$$L_z=J_{rzs}+Q_{a1}+Q_{a2},\quad R_z=\{J_{rzs}+e^{p_1l}+(Q_{a1}e^{p_1l}+Q_{a2}\cdot e^{p_2l})\}/e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l} \tag{3.41}$$

또한 式(3.38), (3.39)의 결과로 부터

$$L_x=-jL_z,\quad R_x=jR_z \tag{3.42}$$

式(3.36), (3.37)의 결과로 부터

$$P_m=\frac{D_1e^{p_2l}-D_2}{e^{p_2l}-e^{p_1l}}\qquad Q_m=\frac{D_2-D_1e^{p_1l}}{e^{p_2l}-e^{p_1l}} \tag{3.43}$$

단, $D_1=\frac{\mu_o}{g}L_z+j\frac{\pi}{\tau}B_{ys}+\frac{\mu_o}{g}J_{szn}$, $D_2=\frac{\mu_o}{g}R_z\cdot e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}+j\frac{\pi}{\tau}B_{ys}+\frac{\mu_o}{g}J_{szm}$

式(3.29), (3.31)의 결과로 부터

$$Q_{ax1}=\frac{L_xe^{p_2l}-R_x\cdot e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}}{e^{p_2l}-e^{p_1l}}$$

$$Q_{ax2}=\frac{R_xe^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-L_xe^{p_1l}}{e^{p_2l}-e^{p_1l}} \tag{3.44}$$

마찬가지로

$$Q'_{ax1}=\frac{(L_x-R_x)\,e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}}{e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-e^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}\ ,$$

$$Q'_{ax2}=\frac{Rx\cdot e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-Lxe^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}{e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-e^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}\tag{3.45}$$

式(3.28), (3.30)의 결과로 부터

$$Q'_{az1}=\frac{(L_z-R_z)\cdot e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}}{e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-e^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}\ ,$$

$$Q'_{az2}=\frac{R_z e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-L_z e^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}{e^{-\frac{\pi}{2\xi w}l}-e^{\frac{\pi}{2\xi w}l}}\tag{3.46}$$

위와 같이 2次側위에 誘起되는 渦電流와 空隙에서의 磁束密度特性式의 積分常數를 구하였다. 이로써 L.I.M의 2次側 위의 각 領域에서의 渦電流 분포특성은 물론 空隙磁束密度等의 特性을 綜合的으로 究明할 수있는 理論式을 提示하게 되었다.

4. 特性값의 계산을 위한 定數

앞 章에서 誘導한 각 理論式을 計算機로 처리하여 特性값을 얻기 위해 관계文獻을 참고로 하여 定한 物理및 機械定數는 아래의 표 4.1과 같다.

5. 結果및 檢討

앞에서의 特性式들을 計算機처리하여 얻은 각 資料를 그래프로 그려 檢討하기로 한다.

5.1 渦電流 特性

5.1.1 渦電流의 z成分 J_{rz}의 x 방향 분포

1次側鐵心의 길이방향으로 일정한 크기의 電流導體가 單層卷으로 배열되어 있는 경우 2次側에서 誘導되는 渦電流의 분포특성을 고찰하기 위하여 有効領域의 渦電流式(3.16)의 절대값에 슬립을 고려하여 구한 理論値로 작성한 그림이다. 슬립이 1.0인 起動時에 2次側에는 渦電流가 최대의 크기로 誘起되며, 運轉速度가 커질 수록 移動磁界와 2次側의 相對速度가 작아져 渦電流가 작게 誘起되는 것을 볼 수있다. 또한 슬립이 작을 수록 端部에서의 歪形은 작아지다가 0.2, 0.0의 슬립에서 커지며 反射波는 x의 負方向으로 빨리 감소되지만 出口端에서는 매우 커짐을 보인다. 이것은 다음 그림 5.1.2, 5.1.3, 5.1.4에서 알 수있는 바와 같이 進行波가 出口端까지 깊이 침투하여 反射波에 영향을 주기 때문인 것으로 생각된다. 또한 슬립0.0인 同期速度에서는 移動磁界와 2次側의 相對速度가 零이므로 渦電流의 誘起는 없어야 하나 兩端部에서 매우 尖銳한상태로 나타나는 것은 端部의 存在로 인한 單相勵磁運動起電力이 크게 誘起되는, 이른바 end effect 때문인 것으로 볼 수있다. 이러한 結果는 Nasar

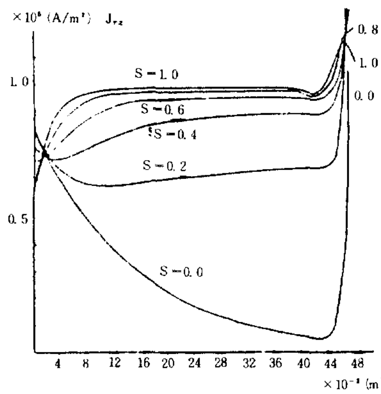


그림5.1.1. 渦電流 z成分 J_{rz}의 x에 따른 분포

Fig.5.1.1. The z component of a eddy current, J_{rz} vs. x (prinary length)

표 4.1. 物理및 機械定數

Table 4.1. Physical & mechanical constants

導電率 $(k=\frac{1}{\rho d})$	2×10^7 [u/m]	2次側 幅의 半(ξw)	$1.5\times$ w[m]
周波數(f)	60[H_z]	極間隙(τ)	0.12[m]
眞空透磁率(μ_o)	1.256×10^{-6} [H/m]	極　數(P)	4[極]
空隙隙의 길이(g)	1.5×10^{-2} [m]	2次側의 두께(d)	5×10^{-3} [m]
1次面電流密度의 最大値(J_{szm})	10^5 [A/m]	2次側幅의 半 / 1次側幅의 半	$(=\xi)$ 1.5
1次側의 길이($\ell=p\tau$)	4.8×10^{-1} [m]	Goodness factor(G)	$\left(=\frac{2\tau^2 f\mu_o}{\pi g\rho}\right)$ 4.836
1次側幅의 半[w]	6.0×10^{-2} [m]	2次側導體板의 表面抵抗率(ρ)	$\left(=\frac{1}{kd}\right)$

氏가 數値解法에 의해 슬립0.1인 경우만을 그린 경우와[17),18)] 잘 일치되며, kliman의 mesh/matrix法[19)], Mosebach의 푸리에급수解法에 의하여 제한된 범위만을 다룬 결과[20)]와도 잘 부합됨을 보인다.

5.1.2 渦電流의 進行波와 反射波

위의 그림 5.1.2, 5.1.3은 그림5.1.1과 같은 條件에서 渦電流密度의 進行波와 反射波를 式(3.16)의 過渡項J_{rzt}의 첫째항과 둘째항에 의하여 각각 구한 절대값으로 그린 것이다. 그림 5.12는 入口端側의 進行波의 성분을, 그림 5.1.3은 出口端側의 反射波성분을 나타내며 이들이 합성된 것을 end effect波라 하기도 한다. 進行波는 슬립이 작아 질수록 2次側의 x방향으로 깊이 침투하며, 슬립이 0.2, 0.0에서는 出口端까지 깊이 침투하여 反射波에 까지도 영향을 주는 것을 알 수있다. 또한 그림 5.1.3에서 反射波는 슬립이 작을 수록 x의 負방향으로 빨리 감쇠됨을 볼 수있다. 이것은 移動磁界인 空隙磁束의 進行波와 反射波의 實測値를 提示한 Yamamura氏의 結果[21)]와 비교할 때 渦電流도 거의 같은 特性을 갖을 것으로 보아 일반적으로 예상할 수있는 結果라 할 수있다(그림 5.2.2, 5.2.3참고)

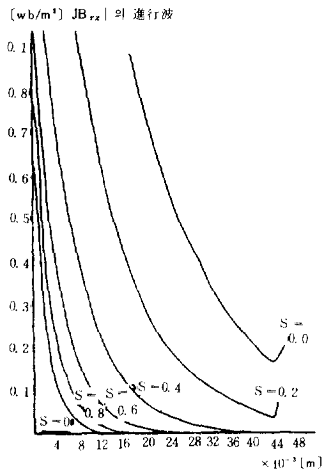


그림5.1.2. 渦電流密度 J_{rz}의 進行波
Fig.5.1.2. The forward wave of eddy current density J_{rz}

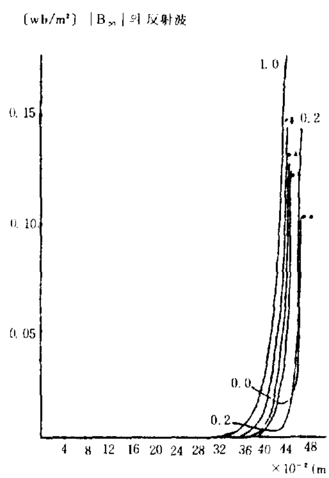


그림 5.1.3. 渦電流密度 J_{rz}의 反射波
Fig.5.1.3. The backward wave of eddy current density J_{rz}

5.1.3 end effect에 의한 渦電流密度의 z成分 J_{rz}

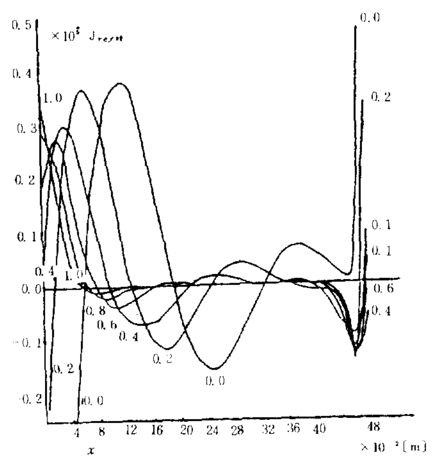
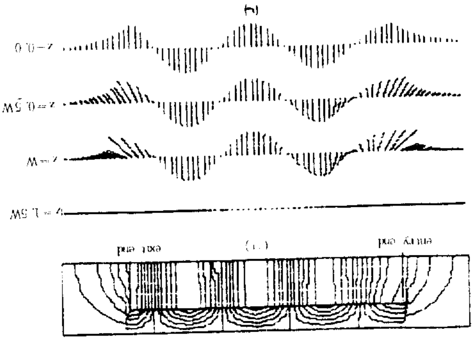


그림5.1.4. end effect에 의한 渦電流密度 J_{rzt}의 分布
Fig.5.1.4. The distribution of eddy current density J_{rzt} with end effect

위 그림은 式(3.16)의 過渡項으로부터, 1次側에 正弦波 移動磁界를 형성하게 卷線을 施行한 경우의 end effect에 의한 영향으로 발생하는 渦電流의 z成分J_{rz}의 特性을 x방향으로 나타낸 것이다. 入口端側의 크기는 슬립이 작아 질 수록 중심부로 크게 침투되어 反射波는 급하게 감쇠되는 것을 볼 수있

다. 또한 슬립0.2, 0.0에서의 反射波의 特性은 달라지는데 이는 그림 5.1.2, 5.1.3에서 보는 바와같이 進行波가 깊숙하게 침투되어 영향을 주었기 때문인 것으로 판단된다.

5.1.4 渦電流의 2次側위 x-z 平面分布



(ㄱ) The distritutior of the eddy curent density J_{rz} on x-z plane

(ㄴ) Teh vector diagram of the eddy current with x, z component.

그림 5.1.5. 渦電流密度 J_{rz}의 x-z평면분포(슬립 0.4)

Fig. 5.1.5. The distribution eddy current density J_{rz} on the x-z plane(0.4 slip)

그림(ㄱ)은 운전推力을 실제로 발생시키는 渦電流의 z성분의, 2次側의 $x-z$平面에서 2次元的인 분포특성을 보인 것이다. 즉 3章에서의 각 領域渦電流特性式에, 正弦波電流로 勵磁시키는 경우 슬립0.4에서의 값을 계산하여 x방향으로 1[cm]씩, z방향으로 0.5w[m]씩 要素로 나누어 각 節點에서의 절대값이 같은 점을 이어서 그린 것이다. 이로써 2次側 위의 각 領域에서, 推力發生의 직접원인이 되는 渦電流의 z成分의 분포특성을 直觀的으로 把握할 수있다. 즉 有効幅領域안에서는 z방향인 슬롯방향으로의 성분만 있으며 over hang과 端部의 바깥에서는 그 크기가 크게 감소되어 휘는 모양으로 되는데 이는 일반적으로 예상되는 결과와 부합되는 것으로 볼 수있다.

그림(ㄴ)은 渦電流가 실제로 흐르는 모양을 알아보기 위하여 그린 것이다. 즉 각 要素의 節點에서 渦電流의 x성분과 z성분으로 벡타圖를 그린 것으로 有効幅領域안에서는 x성분은 매우 작아서, 거의 z성분만 x방향으로 正弦的인 분포를 한다. 따라서 이 두 그림 (ㄱ), (ㄴ)을 綜合하여 類推하면 渦電流의 분포상태를 쉽게 把握할 수있다. 이와 관련된 文獻으로는 end effect를 고려하지 않고 다만 類推하여 나타낸 것과 數値解法에 의해 그리려고 시도한 경우가 있는 데[2-6, 10-20] 이를 참고하면 그림(ㄴ)의 妥當性을 입증할 수 있다.

5.2 空隙에서의 磁束分布

5.2.1 1次側의 x방향으로의 磁束分布

그림 5.2.1은 端部의 존재로 인한 영향인 end effect를 확실히 究明하기 위하여 그린 것이다. 즉 1次側의 勵磁電流에 의한 電流導體의 분포가 동일하게 巻線이 施行된 경우 空隙안에서 x방향으로의 각 위치에서 磁束密度의 크기, 즉 移動磁界 分布特性 式(3.27)의 절대값을 계산하여 그린 것이다. 이 그림에서 入口端과 出口端領域에서 磁束의 歪形이 매우 심해지고, 運轉速度가 높을 수록 入口端쪽의 進行波의 침투현상이 더욱 심해짐을 알 수있는 데 이는 다음 절의 그림 5.2.2, 5.2.3의 進行波와 反射波를 참고하면 분명히 알 수있다. 이는 Yamamura 氏등의 實驗結果와[6), 19), 21)] 잘 일치한다.

5.2.2 空隙磁束密度의 進行波와 反射波

그림 5.2.2와 5.2.3은 각각 入口端과 出口端側에서의 進行波와 反射波의 x방향으로의 변화특성을 알아 보기위하여 식(3.27)의 過渡項 B_{yt}의 첫항과

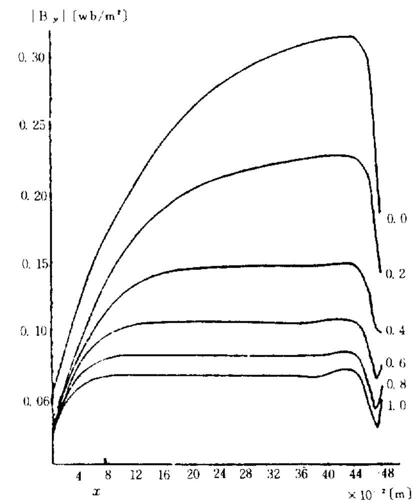


그림 5.2.1. x에 따른 空隙磁束密度 B_y

Fig. 5.2.1. Air-gap flux density B_y vs. x

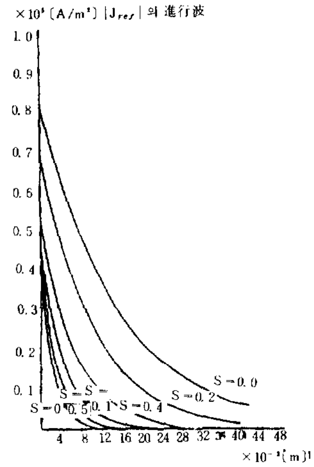


그림 5. 2. 2. 空隙磁束密度 B_y의 進行波
Fig. 5. 2. 2. the forward wave of air-gap flux density B_y

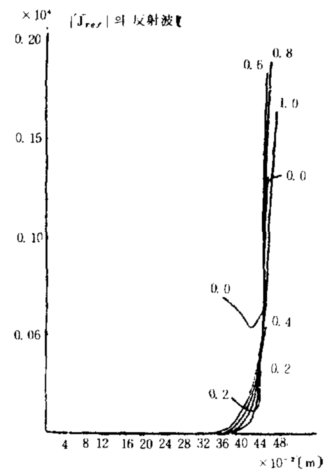


그림 5. 2. 3. 空隙磁束密度 B_y의 反射波
Fig. 5. 2. 3. the back ward wave of air-gap flux density B_y

둘째항을 각각 계산하여 구한 결과를 그린 것이다.
이 두그림에서 速度가 커질 수록 進行波는 1次側의 중앙부분 깊이까지 침투되어, 反射波는 오히려 負방향으로의 침투가 빨리 감쇠됨을 보인다. 이것은 L. I. M 特有의, 端部의 존재로 인한 end effect라 할 수있다. 그림 5. 1. 2의 結果는 Yamamura 의 實驗値[21]와 잘 일치한다.

6. 結 論

(1) L. I. M의 運轉時 각 슬립에서 2次側위의 渦電流 분포특성을 有効領域과 over-hang 領域等으로 區分하여 精度높게 究明하였다. (5. 1절). 아울러 移動磁界인 空隙磁束密度特性에 관하여도 特性式을 誘導하여 檢討하였다(5. 2절). 이때 에너지分布의 歪形等으로 L. I. M의 運轉特性에 가장 큰 영향을 주는 端部의 존재로 인한 영향, 즉 end-effect를 구성하는 進行波(5. 1. 2, 5. 2. 2절)와 反射波(5. 1. 3, 5. 2. 3절)의 성질과 그 영향(5. 1. 1, 5. 1. 4, 5. 1. 5, 5. 2. 1절)까지도 綜合的으로 조사·검토하였다.

(2) 앞으로 本 研究에서의 理論的 結果를 根據로 하여 推力, 渦電流損失特性의 精密한 解析은 물론 end effect와 edge effect의 보상, Goodness factor 와 end effect를 고려한 最適設計에 관하여 研究하고자 한다.

참 고 문 헌

1) E.R. LAITHWAITE "Linear electric machines- A personal view" Proc.of the IEEE, vol63-2, pp250-290, 1970.
2) E.R. LAITHWAITE "Induction machines for special purpose" George Newnes Ltd (book), London, 1966.
3) S.A. NASAR &I. BOLDEA "Linear motion electric machines" John wiley & sons(book), 1976.
4) E.H. WERNINCK(editor) "electric motor handbook (author:Laithwaite)" Mc graw-hill(book), pp186-223, 1978.
5) M.POLOUJADOFF "The theory of linear indction machinery "Oxford univ. press, 1980.
6) S. YAMAMURA "Theory of linear induction motors "Univ of TOKYO press(book), 1978.
7) J. LAMMERANER & M. STAFL "Eddy currents" ILIFFE book. Ltd(book), 1966.
8) R.L. STOLL "The analysis of eddy crrents" Oxford univ press, 1974.
9) J.A. TEGOPOULOS et al "Eddy currents in linear conducting media "EISEVIER Science pub. B.V(book), 1985.
10) M. VICTORI "Lineare induktions motoren "ETZ-B, BD.21, pp536-539, H.23,1969.
11) M. POLOUJADOFF et al "Les hynotheses de calcul

des moteurs lineares a induction "R.G.E-TOME 80, no.1, pp29-33, janvier, 1971.

12) SLEMON & STRAUGHEN "Electric machines" Addison-Wesley(book), pp450-456, 1980.

13) J.C SABONNADIERE et al "Determination des lignes de courant et characteri sation de l effect de bord "R.G.E-TOME80, no.1, pp34-38, janvier, 1971.

14) O.K. GASHUS et al "Courants de foucault dans une feuille conductrice mince" R.G.E. TOME.80, no.2, fevrier, pp95-98, 1971.

15) H.WEH et al "Kraft wirkungen orthogonal zur be-begungstrichtung beim asynchronen linear motors "ETZ-A BD.93, H.1, 1972.

16) D.H.IM, E.U. LEE, S.M. JANG "The analysis of performance characteristics of a L.I.M with taken into consideration of end effects(I)" KIEE, vo131-4, pp288-295, 1982.

17) H.J. HOLLEY et al "Computation of fields & forces in a two sided linear induction motor"IEEE, trans, vol.PAS-92-4, pp1310-1315, 1973.

18) S.A. NASAR & L.D.C.JR "Certain approaches to analysisofsinglesidedlinearinductionmotors"Proc.IEE, vol-120-4, pp477-483, 1973.

19) G.B. KLIMAN & D.G.ELLTOT "Linear induction motor experiments in comparison with mesh / matrix analysis "IEEE.trans, vol.PAS93, pp1624-1633, 1974.

20) MOSEBACH et al "Finite length in linear induction machines with different iron contours"IEEE, vol.PAS-96-4, 1977.

21) S.YAMAMINURA et al "On end effect of the linear induction motor" JIEEJ, vol.90-3, pp459-468, 1970.