籠型 誘導 電動機의 非對稱, 偏心 構造에 의한 磁氣 에너지 分布

김 상 백° 이 은 웅*
의정부공업고등학교 충 남 대 학 교

The magnetic energy distribution of asymmetrical & eccentrical the squirrel cage induction motor.

Sang - Baek Kim Eun - Woong Lee
Uijongbu Technical High School Chung Nam National Univ.

The squirrel cage three-phase induction motor has been used in all types of industry for a number of years. A series of noise components were identied analytically from the expressions for the mode numbers and frequencies of the magnetic force waves, taking into account the stator and rotor sldtting, eccentric-ity, asymmetric and iron saturation.

A method is presented for calculating the magnetic energy distribution of eccentrical and asymmetric the squirrel cage induction motor.

1. 序 論

環境 改善을 위한 電動機의 騷音 發生 原因을 分析, 除去하려는 硏究가 이루어지고 있으며,[1,2,3] 그와같은 騷音의 發生源은 다음과 같이 分類할수 있다.[4,5]

① 電磁氣的 騷音: 基本波 磁束과 高調波 磁束에 의한 振動音
② 機械的 騷音: 不平衡에 의한 振動音과 베어링音.
③ 通風音: 팬音과 닥트音.

騷音 原因중에 電磁氣的 騷音은 固定子, 回轉子에 作用하는 磁氣的인 힘에 起因하는 것으로, 電源 周波數에 관련되는 周波數를 가지게 되며, 運轉中에 電動機의 電源을 끊으면 이 騷音은 除去되기 때문에 다른 騷音과 쉽게 區別할 수있다.
이 電磁氣的 騷音은 다음과 같이 分類 할 수 있다.[4]

① 基本波 磁束에 의한 騷音: 이 振動은 주로 에어 갭, 磁氣回路의 不平衡, 1次 電壓의 不平衡, 固定子 捲線의 非對稱, 不平衡에 의해 發生한다.
② 高調波 磁束에 의한 振動: 슬롯수 組合이 不良하거나 固定子와 回轉子 슬롯의 組合이 不良하기 때문에 생기는 異常現象의 하나로 固定子와 回轉子의 슬롯 高調波 磁束의 相互干涉에 의해 생긴다.
③ 回轉子의 偏心: 回轉子의 回轉 中心과 機械的인 圓 中心이 일치되지 않은 경우에 발생하는 소음이다.

위와 같은 誘導電動機의 磁氣的 騷音의 根源은 時間的, 空間的으로 變化하는 固定子와 回轉子사이에서의 放射狀 磁氣力이 重要한 부분을 차지한다.[6,7]

2. 電動機의 空隙 퍼어미언스 분포 해석

2.1 空隙 磁束 分布 모델 및 관계식

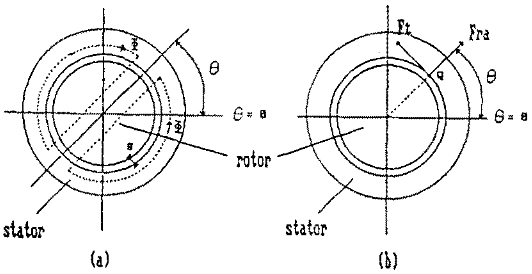

그림 2. 유도전동기 자속 분포 모델
(a) 자기 축 방향
(b) 공극에서 작용하는 기자력 F

磁氣 回路의 오옴(Ohm)의 法則에 의하면 磁束 密度 (B)는

$$\Phi = \frac{F}{R} \tag{2-1}$$

$$B = \frac{\Phi}{A} = \frac{F}{A \times R} = F \times \frac{\mu}{l} \tag{2-2}$$

여기서 F는 起磁力[AT], l과 A는 각각 磁路의 길이[m]및 단면적[m^2]이고, μ는 철심의 透磁率[H/m]이다.
또한 磁氣 抵抗은 $R = l / \mu \cdot A$[AT/Wb]로써, 單位 面積當의 퍼어미언스 Λ [Wb/AT]는 磁氣 抵抗의 逆數로 適用된다.

$$\Lambda = \frac{\mu}{l} \tag{2-3}$$

式(2-2)에 式(2-3)을 대입하면 式(2-4)를 얻는다.

$$B = F \times \Lambda \tag{2-4}$$

起磁力은 암페어(Ampere)의 周回 積分 法則에 의하면

$$F = \oint H \cdot dl = NI \tag{2-5}$$

空隙내의 고정자 內徑表面 한점에 作用하는 起磁力은 高調波 成分의 起磁力을 푸리에 級數로 나타내면 式(2-6)과 같다.

$$F(\theta) = \dot{F}_m \left(\cos\theta - \frac{1}{3}\cos 3\theta + \frac{1}{5}\cos 5\theta \cdots \right)$$
$$= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^{j+1} \frac{\dot{F}_m}{j} \{ \cos j\theta \} \tag{2-6}$$

여기서 $\dot{F}_m = (4\,i\,N)/\pi$으로 i는 여자 전류, N은 相當 導體數이고, j 는 高調波 常數로써 極當, 相當 슬롯수가 整數倍인 捲線으로 p와 Z_{st}의 공통 인수가 p일때 高調波 常數는 $j = p\,(c\,m \mp 1)$, c = 0,1,2,...이고, m은 相數로 對稱의 捲線 分布에서 相當 코일수는 相帶(phase-belt)라하여 동일한 분으로 나뉘어지므로써 $2m$相 捲線이 된다.[8]

3. 非對稱, 偏心 構造에의한 磁氣에너지 分布

3.1 비대칭 편심 구조

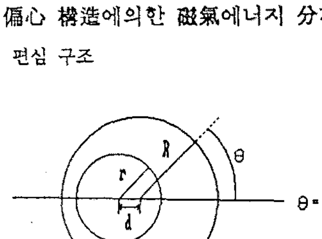

그림 3. 편심으로 고정된 회전자

그림 3은 回轉 中心(r=0)과 고정자 圓의 中心(R=0)이 一致되지 않는 경우로 空隙의 길이(g)는 式(3-1)로 나타내진다.

$$g(\theta) = (R - r) - d\cos\theta$$
$$= g_m - d\cos\theta$$
$$= g_m (1 - \varepsilon\cos\theta) \tag{3-1}$$

平均 空隙 g_m = R - r이며, 偏心率은 $\varepsilon = d / g_m$이 된다.

3.2 空隙 퍼어미언스

3.2.1 슬롯화된 경우

고정자 슬롯에 감겨진 권선에 전류를 흘리고 회전자는 평

활한 면으로 假定할때 空隙의 퍼어미언스[Wb/AT]는

$$\Lambda_{st}(\theta) = \sum_{j_{st}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{st}} \cos(j_{st} Z_{st} \theta)$$

$$= \sum_{j_{st}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{st}}{j_{st}} \cos(j_{st} Z_{st} \theta) \qquad (3-2)$$

Z_{st}는 고정자 슬롯수이고, 高調波 常數 $j_{st} = p(6c \pm 1)$, $c = 0,1,2,\cdots$이다.
마찬가지로 슬롯에 捲線이 감겨있는 회전자와 평활한 平面으로 假定한 고정자에 의해 정해지는 空隙의 퍼어미언스는

$$\Lambda_{rt}(\theta, t) = \sum_{j_{rt}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{rt}} \cos \{ j_{rt} Z_{rt} (\theta - \omega_{rt} t) \}$$

$$= \sum_{j_{rt}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{rt}}{j_{rt}} \cos \{ j_{rt} Z_{rt} (\theta - \omega_{rt} t) \} \qquad (3-3)$$

Z_{rt}는 회전자 슬롯수, ω_{rt}는 回轉 角速度로써 $(1-s)\omega_1$ 이고, j_{rt}는 회전자 高調波 常數로써 $j_{rt} = p(6c \pm 1)$ 이다.
또한 고정자와 회전자 모두 슬롯화된 경우 空隙을 포함한 總 磁氣 抵抗 R [AT/Wb]은 式(3-4)으로 나타낼 수있다.

$$R_{st,rt} = \frac{1}{\Lambda_{st}} + \frac{1}{\Lambda_{rt}} + \frac{1}{\Lambda_{g}} \qquad (3-4)$$

$\Lambda_g=\mu_0/g$, g는 空隙의 길이이고, 이에 對應하는 磁路의 總 퍼어미언스는 式(3-5)와같다.

$$\Lambda_{st,rt} = \frac{1}{R_{st,rt}} = \frac{\Lambda_{st}\Lambda_{rt}\Lambda_g}{\Lambda_{rt}\Lambda_g + \Lambda_{st}\Lambda_g + \Lambda_{st}\Lambda_{rt}} \qquad (3-5)$$

슬롯화된 고정자와 회전자 그리고 空隙으로 이루어지는 磁路의 퍼어미언스값은 式(3-6)에 의해 式(3-9)과같다.

$$\Lambda_{st,rt}(\theta,t) = \sum_{j_{st}=0}^{\infty}\sum_{j_{rt}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{st},rt} \cos\{(j_{rt} Z_{rt} \pm j_{st} Z_{st})\theta - j_{rt} Z_{rt} \omega_{rt} t\}$$

$$= \sum_{j_{st}=0}^{\infty}\sum_{j_{rt}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{st,rt}}{j_{st,rt}} \cos\{(j_{rt} Z_{rt} \pm j_{st} Z_{st})\theta - j_{rt} Z_{rt} \omega_{rt} t\} \qquad (3-6)$$

여기서 $j_{rt,st} = p(6c \pm 1)$, $c = 0,1,2,\cdots$ 이다.

3.2.2 非對稱, 偏心인 경우

고정자의 捲線分布가 對稱이고, 회전자가 완전한 圓形으로 정지되어 있으면서 偏心인 경우의 퍼어미언스는 다음과 같다.

$$\Lambda_{ec,rts}(\theta) = \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{ec,rts}} \cos(j_{ec,rts}\,\theta)$$

$$= \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{ec,rts}}{j_{ec,rts}\, g(\theta)} \cos(j_{ec,rts}\,\theta) \qquad (3-7)$$

여기서 회전자가 偏心 狀態로 정지(s=1)되어 있을때의 高調波 常數로써 $j_{ec,rts} = p(6c \pm 1)$, $g(\theta) = g_m(1-\varepsilon \cos\theta)$이다.
회전자가 偏心으로 回轉하는 경우는 式(3-8)과 같다.

$$\Lambda_{ec,rtd}(\theta, t) = \sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{ec,rtd}} \cos j_{ec,rtd} \cdot (\theta - \omega_{ec} t)$$

$$= \sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{ec,rtd}}{j_{ec,rtd}\, g(\theta)} \cos j_{ec,rtd}(\theta - \omega_{ec} t) \qquad (3-8)$$

여기서 ω_{ec}는 회전자의 角速度로써 $(1-s)\frac{\omega}{p}$이다.
따라서 偏心을 考慮한 回轉子의 퍼어미언스는 式(3-9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\Lambda_{ec,rtd,\,ec,rts}(\theta, t) = \sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{ec,rtd},\,j_{ec,rts}} \cos\{(j_{ec,rtd} \pm j_{ec,rts})\theta - j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} t\}$$

$$= \sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{ec,rts,rtd}}{j_{ec,rts,rtd} \cdot g(\theta)} \cos\{(j_{ec,rtd} \pm j_{ec,rts})\theta - j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} t\} \qquad (3-9)$$

또한 고정자 모양이 非對稱인 경우는 式(3-10)과 같다.

$$\Lambda_{asy,st}(\theta) = \sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{asy,st}} \cos(j_{asy,st}\,\theta)$$

$$= \sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{asy,st}}{j_{asy,st} \cdot g(\theta)} \cos(j_{asy,st}\,\theta) \qquad (3-10)$$

여기서 $j_{asy,st}$는 非對稱 고정자의 高調波의 常數로써 $j_{asy,st} = p(6c \pm 1)$ c=0,1,2,$\cdots$, $g(\theta) = g_m(1-\varepsilon \cos\theta)$이다.
非對稱을 考慮한 고정자의 퍼어미언스와 對稱으로 回轉하는 회전자의 퍼어미언스, 對稱이면서 偏心으로 回轉하는 회전자를 考慮한 퍼어미언스들을 結合하면 式(3-11)처럼 非對稱인 고정자와 偏心인 회전자의 퍼어미언스를 나타낼 수 있다.

$$\Lambda_{ec}(\theta,t) = \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{ec,rtd},\,j_{asy,st},\,j_{ec,rts}} \cos\{(j_{ec,rtd} \pm j_{ec,rts} \pm j_{asy,st})\theta - j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} t\}$$

$$= \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{ec,rtd,\,asy,st,\,ec,rts}}{j_{ec} \cdot g(\theta)} \cos\{(j_{ec,rtd} \pm j_{ec,rts} \pm j_{asy,st})\theta - j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} t\} \qquad (3-11)$$

여기서 $j_{ec} = p(6c \pm 1)$, $g(\theta) = g_m(1-\varepsilon \cos\theta)$이다.

3.2.3 飽和를 고려한 경우

磁束密度가 가장 큰 部分인 固定子와 回轉子의 齒 飽和(tooth saturation)는 空間과 時間의 變數로 결정되는 空隙 퍼어미언스의 크기로 나타낼 수 있다.
飽和 狀態의 固定子를 고려한 경우 式(3-12)와 같다.

$$\Lambda_{sa}(\theta,t) = \sum_{j_{sa}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{sa}} \cos \{ j_{sa}(2p\theta - 2\omega_1 t) \}$$

$$= \sum_{j_{sa}=0}^{\infty} \frac{\Lambda_{sa}}{j_{sa}} \cos \{ j_{sa}(2p\theta - 2\omega_1 t) \} \qquad (3-12)$$

j_{sa}는 飽和된 固定子의 高調波 常數로써, $j_{sa} = p(6c \pm 1)$이다.
非對稱, 偏心과 飽和를 考慮한 퍼어미언스는 式(3-13)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Lambda_{ec,sa}(\theta,t) = \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty}\sum_{j_{sa}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{asy,st},\,j_{ec,rts},\,j_{ec,rtd},\,j_{sa}}$$

$$\cos\{(j_{ec,rtd} \pm j_{asy,st} \pm j_{ec,rts} \pm 2j_{sa}\,p)\theta - (j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} \pm 2j_{sa}\,\omega_1)t\} \qquad (3-13)$$

고정자와 회전자의 슬롯, 偏心, 非對稱, 그리고 철심 飽和등을 고려한 경우 總 空隙 퍼어미언스는 式(3-6)과 式(3-13)을 結合시킴으로써 式(3-14)처럼 나타낼 수 있다.

$$\Lambda_{tot}(\theta,t) = \sum_{j_{ec,rts}=0}^{\infty}\sum_{j_{ec,rtd}=0}^{\infty}\sum_{j_{asy,st}=0}^{\infty}\sum_{j_{sa}=0}^{\infty}\sum_{j_{st}=0}^{\infty}\sum_{j_{rt}=0}^{\infty} \Lambda_{j_{asy,st}\,j_{ec,rts}\,j_{ec,rtd}\,j_{sa}}$$

$$\cos\{(j_{rt}Z_{rt} \pm j_{st}Z_{st} \pm j_{ec,rtd} \pm j_{asy,st} \pm j_{ec,rts} \pm 2\,j_{sa}\,p)\theta - (j_{rt}\,Z_{rt}\,\omega_{rt} \pm j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} \pm 2\,j_{sa}\,\omega_1)t\} \qquad (3-14)$$

여기서

$\Lambda_{j_{asy,st}\,j_{ec,rts}\,j_{ec,rtd}\,j_{sa}} = \Lambda_{asy,st,\,ec,rts,\,ec,rtd,\,sa} / j_{tot} \cdot g_m(1-\varepsilon \cos\theta)$ 이다.

3.4 起磁力

고정자 捲線에 흐르는 電流는 일련의 空間 高調波 起磁力을 發生시키며, 이와같이 發生하는 고정자의 起磁力은 式(3-15)로 나타내진다.

$$F_{st} = \sum_{k_{st}=1}^{\infty}\sum_{q_{st}=-\infty}^{\infty} F_{k_{st}q_{st}} \cos\{k_{st}P\theta - q_{st}\,\omega_1 t\} \qquad (3-15)$$

k는 起磁力의 空間 高調波 常數이고, q는 電流의 瞬時 高調波 常數로 波의 回轉 方向과 一致한다.
固定子를 基準으로한 回轉子의 起磁力은 式(3-16)와 같다.

$$F_{rt} = \sum_{k_{rt}=1}^{\infty}\sum_{q_{rt}=-\infty}^{\infty} F_{k_{rt}q_{rt}} \cos\{k_{rt}\,p(\theta - \omega_{rt}) - q_{rt}\,s\omega_1 t\} \qquad (3-16)$$

따라서 總 起磁力은 式(3-17)과 같이 얻을 수 있다.

$$F_{tot} = \sum_{k_{st}=1}^{\infty}\sum_{q_{st}=-\infty}^{\infty} F_{k_{st}q_{st}} \cos\{k_{st}\,p\,\theta - q_{st}\,\omega_1 t\}$$

$$+ \sum_{k_{rt}=1}^{\infty}\sum_{q_{rt}=-\infty}^{\infty} F_{k_{rt}q_{rt}} \cos\{k_{rt}\,p\,\theta - (q_{rt}\,s\omega_1 + k_{rt}\,p\,\omega_{rt})t\} \qquad (3-17)$$

3.5 電磁力

空隙에서의 磁束密度는 퍼어미언스와 起磁力를 算出함으로써 구해지므로, 空隙 內의 磁束密度를 얻을 수 있다.

$$B(\theta,t) = F_{tot}\,\Lambda_{tot}$$

$$= \sum_{m_{jst},\omega_{jst}} B m_{jst},\omega_{jst} \cos\{m_{jst}\theta - \omega_{jst} t\}$$

$$+ \sum_{m_{jrt},\omega_{jrt}} B m_{jrt},\omega_{jrt} \cos\{m_{jrt}\theta - \omega_{jrt} t\} \qquad (3-18)$$

여기서

$m_{jst} = j_{rt}Z_{rt} \pm j_{st}Z_{st} \pm j_{ec,rtd} \pm j_{asy,st} \pm j_{ec,rts} \pm 2j_{sa}\,P \pm k_{st}\,P$

$\omega_{jst} = j_{rt}\,Z_{rt}\,\omega_{rt} \pm j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} \pm 2j_{sa}\,\omega_1 \pm q_{rt}\,\omega_1$

$m_{jrt} = j_{rt}\,Z_{rt} \pm j_{st}\,Z_{st} \pm j_{ec,rtd} \pm j_{asy,st} \pm j_{ec,rts} \pm 2j_{sa}\,P \pm k_{rt}\,P$

$\omega_{jrt} = j_{rt}\,Z_{rt}\,\omega_{rt} \pm j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} \pm 2j_{sa}\,\omega_1 \pm q_{rt}\,s\omega_1 \pm k_{rt}\,P\,\omega_{rt}$

공극 변화에대한 자속밀도는 식(3-19)와 같이 나타낼 수있다.

$$B(\theta,t) = \mu_0 F_j \frac{\cos(\,j\,p\,\theta - \omega t\,)}{g(\theta)} \qquad (3-19)$$

여기서 $1 / g(\theta)$은 위치 θ에서의 空隙의 磁氣 콘덕턴스(λ) 이고, $\lambda(\theta) = 1 / g_m(1-\varepsilon \cos\theta)$이다.
電磁力(electromagnetic force) P는 접선 성분(P_t) 電磁力과 방사성분(P_{ra}) 電磁力으로 나누어지는데, 接線 方向의 電磁力(P_t)는 힘과 磁束密度와의 關係를 나타내는 비오 사바르(Biot-Savart)의 法則을 적용시켜 式(3-20)와 같이 퍼어미언스와 磁束 密度의 곱으로써 나타낼 수있다.

$$P_t(\theta,t) = \Lambda(\theta,t) \cdot B(\theta,t) \qquad (3-20)$$

放射狀 電磁力(electromagnetic force) P_{ra}는 電磁氣的 騷音의 主 요인원이면서,[8,9] 磁極의 單位 面積當 吸引力 또는 反發力의 式, 즉 磁束密度를 제곱한 式(3-21)으로 나타낼 수 있다.

$$P_{ra}(\theta, t) = \frac{B^2(\theta, t)}{2\mu_0}$$

$$= \sum_{m_j,\omega_j} P_{m_j\omega_j} \cos(m_j\,\theta - \omega_j\,t) \qquad (3-21)$$

여기서

$m_j = j_{rt} Z_{rt} \pm j_{st} Z_{st} \pm j_{ec,rtd} \pm j_{ec,rts} \pm 2j_{sa}P \pm K\ P$

$\omega_j = j_{rt} Z_{rt}\,\omega_{rt} \pm j_{ec,rtd}\,\omega_{ec} \pm (q+2j_{sa})\omega_1$

위의 식은 각기 다른 周波數에서 多樣한 모드수를 가지는 放射狀 電磁力波를 나타낸 것이다.

4. 非對稱 偏心 構造에서의 磁氣的 現狀 分析

4.1 物理 定數와 高調波 成分의 起磁力

4.1.1 物理 定數

표 4.1 物理 定數 (3相 籠型 誘導 電動機)

구 분	규 격
극 수 (P)	2 극
정 격 출 력	3.73 Kw [5Hp]
정 격 전 압 (E)	200 [VAC]
전 부 하 전 류 (I)	15 [A]
입 력 주 파 수 (f)	6 0 [Hz]
회 전 자 슬 롯 수 (Zrt)	42 개
고 정 자 슬 롯 수 (Zst)	36 개
상당 고정자 도체수 (N)	300 회
평 균 공 극 길 이 (g_m)	1.5×10^{-3} [m]
진 공 의 투 자 율 (μ_0)	$4\pi \times 10^{-7}$ [H/m]
철 심 의 比투자율(μ_r)	7000 [H/m]
결 선	△
고정자의 전류밀도 (I_0)	3.2 [A/mm²]
효 율 (η)	84 [%]
역 률 (cosφ)	82.5 [%]
전 부 하 슬 립 (s)	6.0 [%]

4.1.2 物理 定數에 따른 數値 計算

1] 全 負荷 電流 (I)

$$I = \frac{KVA}{\sqrt{3}\ E} = 14.24[A]$$

$$(\because KVA = \frac{kW}{\eta\ \cos\varphi} = 4.93 \times 10^3)$$

2] △ 결선이므로 相電流 (I_1)은

$$I_1 = \frac{14.24}{\sqrt{3}} = 8.22$$

3] 相當 권회수(導體數)

$$N = \frac{E}{2.22 \times f \times \Phi \times Kw} \times 10^8 = 298.2 \fallingdotseq 300 \text{ 회}$$

$$\because Kw = Kb \cdot Kp = 0.95$$

(Kw:권선계수,Kb:분포계수,Kp:단절계수)

4] 極當 磁束數 $\Phi = \dfrac{E}{2.22 \times f \times N_s \times Kw} \times 10^8 = 0.526 \times 10^6$

5] 極피치(τ)= [극당 암페어턴(Ac)] / [극당 비암페어턴(ac)]

$$A_c = \frac{3NI}{P} = \frac{3 \times 300 \times 8.22}{2} = 3699\ [A_c]$$

ac는 小型 기기의 定數에서 220로 본다.

$$\therefore \tau = \frac{1479.6}{220} \fallingdotseq 16.1 \times 10^{-2}\ [m]$$

6] 고정자 안지름 (D)

$$D = \frac{P\ \tau}{\pi} = \frac{2 \times 16.1}{\pi} = 10.7 \times 10^{-2} [m]$$

7] 축 방향 길이 (L)

Bg=4000 으로 가정하면 =0.4 $[Wb/m^2]$

$$\tau L = \frac{\pi}{2} \times \frac{\Phi}{Bg} = 129.2 \quad [cm]$$

$$L = \frac{129.2}{10.7} = 12.1 \quad [cm] = 9.2 \times 10^{-2}\ [m]$$

8] 철심의 표면적 (πDL)

$$\pi DL = 3.14 \times 10.7 \times 12.1 = 406.7 \quad [cm^2]$$

9] 기자력 (F)

고정자 권선에 흐르는 3 相 전류에 의한 合成 起磁力의 基本波및 第 5高調波는 다음과 같다.

$$F_1 = \frac{3\ F_m}{2} \cos(\ p\ \theta - \omega t\ ) \qquad (4\text{-}1)$$

$$F_5 = \frac{3\ F_m}{10} \cos(\ 5p\ \theta - \omega t\ ) \qquad (4\text{-}2)$$

여기서 $F_m = 4\sqrt{2}\ IN/\pi = 4\sqrt{2}(8.22)(300)/\pi = 4440.4[AT]$이다.

4.2 空隙 퍼어미언스의 分布

슬롯화, 偏心, 非對稱, 飽和등을 考慮한 空隙의 퍼어미언스를 算出한다. 따라서 원 중심과 회전 중심의 이격거리(d)를 기준으로한 공극 변화와 기본파및 제 5고조파의 퍼어미언스 변화값들을 각각 계산 및 프로그래밍하여 부록에 열거하고, 그래픽한 파형의 분포를 고찰한다.

공극 크기 변화에 따른 고조파 성분의 퍼어미언스는 편심율

(ε)값으로 산출할 수 있으며, 표4.2은 비대칭, 편심 구조에 따른 퍼어미언스이고 그에 대한 관련 파형은 그림 4.1와같다.

표 4.2 비대칭 편심 구조의 퍼어미언스

구 분	$\Lambda ec(\theta, t)$
기 본 파 (j = 1)	$\Lambda ec1\ \cos(2\theta - \omega t)$
제 5고조파 (j = 5)	$\Lambda ec5\ \cos\ 5(2\theta - \omega t)$

공극 퍼어미언스는 $\Lambda g = 4\pi x 10^{(-7)} / g_m(1 - \varepsilon\ \cos\theta)$ 이다.

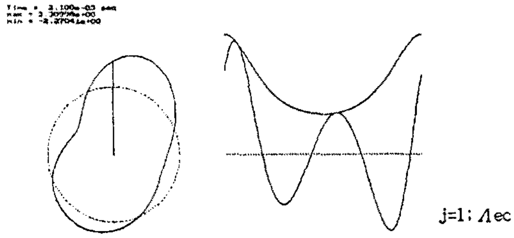

그림 4.1 비대칭 편심 구조의 퍼어미언스

4.3 電磁力의 分布

空隙간에 分布하는 電磁力은 흡인, 반발력으로 작용하며, 起磁力과 퍼어미언스에 의한 磁束密度 分布를 算出함으로써 알아낼 수 있다.

基本波및 高調波 成分의 起磁力과 非對稱, 偏心일때의 空隙퍼어미언스를 考慮한 電磁力波는 표 4.3 와 같이 산출할 수 있으며, ε = 0.75 일때의 파형 분포는 그림 4.2 과 같다.

표 4.3 電磁力 (P_{ra})

구 분	$Pec(\theta, t)$
j=1	Pjec=1cos{(4 ± 4p ± 6p)θ-(2ωec+10ω1)t}
j=5	Pjec=5 cos{(20 ± 20p ± 30p)θ-(10ωec + 50ω1)t }

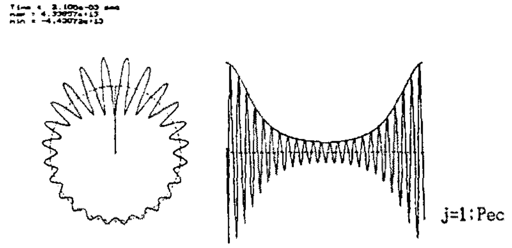

그림4.2 비대칭 편심구조의 전자력파

5. 結 論

電動機의 騷音 發生 原因中에서 여러가지 原因이 있으나, 그 중에서도 磁氣的 原因에 의한 騷音을 규명하기 위해 空隙 퍼어미언스 分布를 해석하였다.

그리고 해석 모델로 選定한 籠型 誘導 電動機에 適用하여 空隙 퍼어미언스를 해석하므로써 磁氣的 騷音의 原因을 分析하였다.

또한 騷音 原因이 되는 여러 空隙 퍼어미언스와 이에 對應하는 高調波 成分의 氣磁力으로 얻어지는 電磁力을 컴퓨터 處理하였으며 이렇게해서 얻어진 값들로 波型 그래프를 作成하여 非對稱, 偏心 構造의 振動的 磁氣 에너지 分布를 구하였다.

參 考 文 獻

(1) Ellison A.J., Moore C.J., Yang s.j., "Method of Acoustic Noi-se Radiated by an Eiectric Machine", IEE Proc., Vol. 116, No. 8, pp. 1419 - 1431, 1969.

(2) Ellison A.J., Yang S.J., "Effect of Rotor Eccentricity on Acoustic Noise from Induction Machines", IEE Proc., Vol. 118, pp. 174 - 184, 1971.

(3) Yang S.J., "Low-Noise Electrical Motors", Oxfod Univ., pp. 15- 36, 1981.

(4) 朴晃鎬, "誘導機器", 東明社, pp. 456 - 459, 1983.

(5) 沈在先, "전기기기의 전자적 소음 원인과 방지 대책의 고찰", 三陟工專論文集 10, pp. 319 -333, 1982.

(6) Tsivitse P.J., Weihsmann P.R, "Polyphase Induction Motor Noise", IEEE, Trans., IGA, Vol. 7, No. 3, pp. 339 - 358, 1971.

(7) Ellison A.J., Moore C.J., "Acoustic Noice and Vibration of Rotating Electric Machines", IEE Proc, Vol. 115, No. 11, PP. 1633-1640, 1968.

(8) Heller B., Hamata V., "Hamonic Field Effects in Induction Machines", Elsevier Sientic Publishing Co. 1977.

(9) Heller B., Jokl A.L., "Tangential Forces in Squirrel-cage Induction Motors", IEEE Trans PAS-88, No. 4, pp. 484-492, April 1969.