解 說
16—1—2

電氣機械 作動源으로서의 回轉磁界

(The Rotating Field as an Operating Source of Electrical Machinery)

康 昌 彦*
(Chang-eon Kang)

1. 緖 言

電氣機械가 交流의 電力源으로서 作動할때는 印加된 交流電源이 單相 또는 二相, 三相,…多相인가에 따라서 交番磁界 移動磁界, 回轉磁界를 形成하며 이들 各各의 磁界는 諸般 電氣機械의 目的 및 用途에 따른 設計및 製作過程에 따라서 必要로 하는 磁界를 發生케 하며, 發生된 磁界는 이들 電氣機械를 所要의 目的대로 作動케 할 것이다.

移動磁界는 誘導型積算電力計等을 作動시키는 磁界로서 서로 位相이 다른 電流가 흐르는 二個의 Coil을 回轉磁界의 方向과 同一方向으로 配分할때 生起는 磁界로서 電力計 圓板의 一部를 移動해서 驅動 Torque를 發生케 한다. 따라서 移動磁界는 回轉磁界의 一種으로 看做해서 解析할 수 있으므로 여기서는 交番磁界 및 回轉磁界의 理論的인 解析 및 多相交流를 加할 때 回轉磁界의 變化 脈動現象 및 이의 除去策에 對하여 詳述코저 한다.

2. 交番磁界

電氣機械에 單相交流를 印加하면 이때 單相交流는 交番磁界를 形成하면, 이交番磁界에 依하여 電氣機械는 作動케된다. 지금 **그림 1**과 같은 coil에 電流 $i=I_m\sin wt$

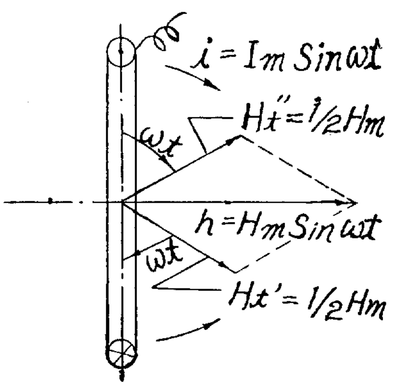

그림 1. 單相交流에 依한 交番磁界

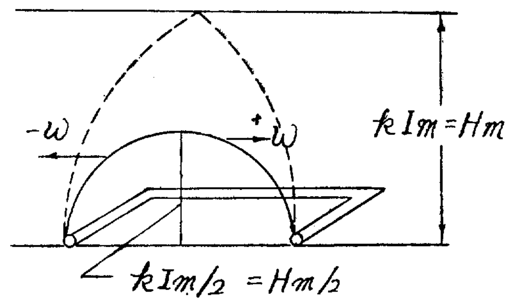

그림 2. 單相 Coil에 依한 磁界分布

가 印加되었다면 交番磁界의 最大値는 $H_m=kI_m$로 된다. 만약 交番磁界를 回轉機에 應用했다면 最大値 H_m의 交番磁界는 最大値가 $H_m/2$이고 角速度는 w로서 反時計方向 및 時計方向으로 回轉할려는 두個의 回轉磁界와 等價인것으로 生覺할 수 있다.

그림 1.에서 磁界는 x軸에 $h=H_m\sin wt$의 交番磁界를 H_t'와 H_t''라면 $t=0$에 있어서 H_t'는 y軸의 (+)方向에 一致하고 H_m''는 y軸의 (—)方向에 있으므로 $H_t'+H_t''=0$, 任意의 時間 t에 있어서는 **그림 2**와 같이 되고 兩者의 合成은 圖示한 것과 같이 $H_m\sin wt$로 된다. 여기서 $wt=\pi/2$일때는 $H_t'+H_t$는 x軸上에 있고 그 合成은 H_m이다.

單相導線에 依하여 生起는 磁界의 最大値를 kI_m이라하고 任意의 電氣角 θ에서 磁界의 强度 h는 다음과 같이 된다.

$$h=kI_m\cos wt\cdot\cos\theta=\frac{kI_m}{2}\{\cos(wt-\theta)+\cos(wt+\theta)\} \quad\cdots(1)$$

故로 最大値 kI_m의 1/2을 最大値로 하고 方向은 서로 相反되며 角速度가 w로서 移動하는 두個의 磁界의 合成인 最大値가 kI_m인 交番磁界로 된다.

3. 平衡交流에 依한 回轉磁界

A. 二相交流에 依한 回轉磁界

같은 構造의 Coil을 **그림 3**과 같이 90°의 角度로 配置하고 各各의 Coil에 다음과 같은 平衡電流를 흘리면

$$\left.\begin{aligned} i_1&=I_m\sin wt \\ i_2&=I_m\sin\left(wt-\frac{\pi}{2}\right)\end{aligned}\right\} \quad\cdots\cdots(2)$$

* 延世大學校 理工大 電氣工學科. 正會員.
Dept. of Electrical Eng, College of Science & Engineering, Yonsei University(M)

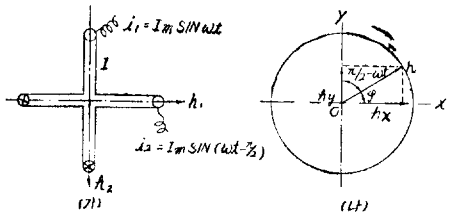

그림 3. 2相 Coil에 依한 回轉磁界

그림 3에서와 같이 i_1 i_2에 比例하는 磁界 h_1, h_2가 生긴다. H를 h_1, h_2에 依한 合成磁界라면

$$H=\sqrt{h_1^2+h_2^2}\,\exp\left(-j\tan^{-1}\frac{h_2}{h^1}\right)=H_m\exp\left[-hj\tan^{-1}(-\cot wt)\right]$$

$$=H_m\exp\left[-j\tan^{-1}\left\{\tan\left(wt-\frac{\pi}{2}\right)\right\}\right]=H_m\exp j\left(\frac{\pi}{2}-wt\right) \quad \cdots\cdots(3)$$

(但 $H_m=kI_m$)

即 두코일에 生起는 合成磁界는 H_m로서 $t=0$일때 位相角 $\frac{\pi}{2}$이며 y의 正方向에 있고 時間 t에 있어서는 角速度가 w이고 回轉方向이 時計方向인 圓形回轉磁界임을 알 수있다.

이것을 **그림 4**에서 表示한바와 같이 a,b 코일의 幅을

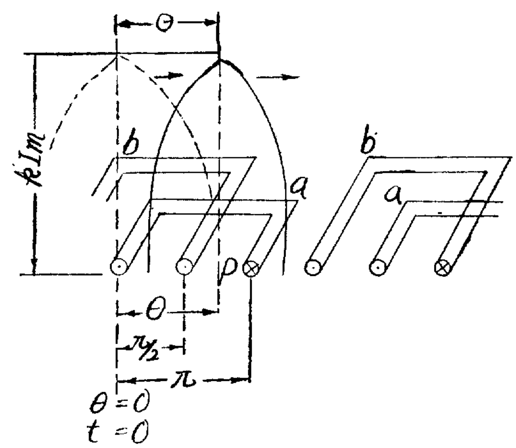

그림 4. 2相 Coil에 依한 磁界分布

電氣角으로 表示해서 이를 順次로 90°式 配置할때 a,b 코일의 만드는 磁界分布는 正弦波形으로 分布되므로 0點을 基準으로 右側方向의 電氣角 θ인 點 p의 磁界의 세기는

$$\left.\begin{aligned} h_a&=H_m\sin wt\cdot\sin\theta \\ h_b&=H_m\sin\left(wt-\frac{\pi}{2}\right)\cdot\sin\left(\theta-\frac{\pi}{2}\right) \\ &=H_m\cos wt\cdot\cos\theta \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(4)$$

合成磁界는

$$h_J=h_a+h_b=H_m\cos(wt-\theta) \quad \cdots\cdots(5)$$

이다.

式(5)에서 보는 바와 같이 $t=0$일때는 $\theta=0$(原點 0)로서 $H_0=H_m$이며 p點에서는 $H_m\cos\theta$이다.(點線表示) 또 $t=\frac{\theta}{w}$秒後의 磁界分布는 實線表示와 같이 $wt=\theta$에서 最大로 된다. 故로 $t=\frac{\theta}{w}$秒後 磁界가 $wt=\theta$만큼 右側으로 移動함을 알 수 있다.

B 對稱三相交流에 依한 回轉磁界

120°式時計方向으로 配置된 세個의 코일에 式 6과 같은 三相對稱交流를 加하면

$$\left.\begin{aligned} i_1&=I_m\sin wt \\ i_2&=I_m\sin\left(wt-\frac{2}{3}\pi\right) \\ i_3&=I_m\sin\left(wt-\frac{4}{3}\pi\right) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(6)$$

各 코일에 正方向으로 나타나는 磁界는 **그림 5**과 같은

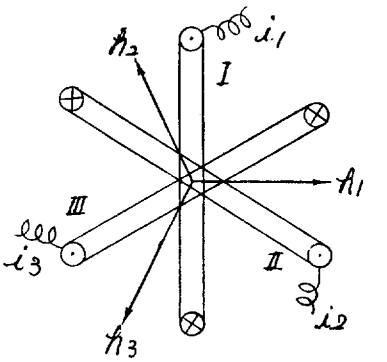

그림 5. 3相 Coil에 依한 回轉磁界圖

方向으로 나타나고 그크기는

$$\left.\begin{aligned} h_1&=kI_m\sin wt=H_m\sin wt \\ h_2&=kI_m\sin\left(wt-\frac{2}{3}\pi\right)=H_m\sin\left(wt-\frac{2}{3}\pi\right) \\ h_3&=kI_m\sin\left(wt-\frac{4}{3}\pi\right)=H_m\sin\left(wt-\frac{4}{3}\pi\right) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(7)$$

로 된다. 지금 이磁界 h_1, h_2, h_3,를 x, y,軸成分으로 分解分成하면

$$H_x=h_1+h_2\cos\left(-\frac{2}{3}\pi\right)+h_3\cos\frac{\pi}{3}$$

$$=kI_m\left\{\sin wt-\frac{1}{2}\sin\left(wt\frac{2}{3}\pi\right)-\frac{1}{2}\sin\left(wt-\frac{4\pi}{3}\right)\right\}$$

$$=\frac{3}{2}kI_m\sin wt=\frac{3}{2}H_m\sin wt$$

$$H_y=h_1\sin 0+h_2\sin\left(-\frac{2}{3}\pi\right)+h_3\sin\frac{2}{3}\pi$$

$$=\frac{3}{2}kI_m\cos wt=\frac{3}{2}H_m\cos wt$$

따라서 合成磁界 H는 다음과 같이된다.

$$H=\sqrt{H_x^2+H_y^2}\,\exp\left(j\frac{H_y}{H_x}\right)=\frac{3}{2}H_m\exp\{j\tan^{-1}(\cos wt)\}$$

$$=\frac{3}{2}H_m\exp\left\{j\left(\frac{\pi}{2}-wt\right)\right\} \quad \cdots\cdots(8)$$

即 合成磁界는 한코일이 形成하는 最大磁界의 3/2倍이고 $t=0$ 때 位相角 $\frac{\pi}{2}$로서 w인 角速度로 時計方向으로 回

轉하는 回轉磁界이다.

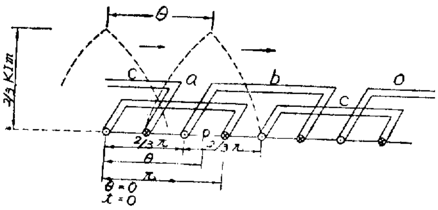

그림 6. 3相 Coil에 依한 磁界分布

그림 6에서 表示한바와 같이 a,b,c 코일이 $\frac{2}{3}\pi$式 電氣角으로 配列된 코일에 對稱三相交流를 加할때 點 0로부터 θ되는 任意의 點 P의 磁界는

$$h_a = kI_m \sin wt \cdot \sin\theta = \frac{1}{2} kI_m\{\cos(wt-\theta)\cos(wt+\theta)\}$$

$$h_b = kI_m \sin(wt - \frac{2}{3}\pi)\cdot\sin(\theta - \frac{4}{3}\pi)$$

$$= \frac{1}{2} kI_m\{\cos(wt-\theta) - \cos(wt+\theta-\frac{4}{3}\pi)\}$$

$$h_c = kI_m \sin(wt - \frac{4}{3}\pi)\cdot\sin(\theta - \frac{4}{3})$$

$$= \frac{1}{2} kI_m\{\cos(wt-\theta) - \cos(wt+\theta-\frac{2}{3}\pi)\}$$

P點의 合成磁界 H_9는

$$H = h_a + h_b + h_c = \frac{3}{2} kI_m \cos(wt-\theta) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(9)$$

가 된다. 따라서 $\frac{3}{2}kI_m$을 最大로, w되는 角速度로 θ方向으로 移動함을 알 수 있다.

C. 回轉磁界의 形成解說

三相電氣機械의 固定子에 **그림** 7(가)와 같은 電流를 三相對稱으로 印加할때 이 卷線에 依하여 回轉磁界가 生起는 理由를 圖形으로 解說하여 보면 지금 **그림 7**에서 (가)에 依한 磁界分布는 t_1, t_2, t_3에 있어서 各各 **그림 7** (나), (다)(라)와 같이되고 a 相電流 i_a는 t_1에서 陽으로 最大가 되고 b,c 相 電流 i_b, i_c는 半最大値로 된다. 이때 磁束分布도 **그림 7**(나)에서와 같이 最大이다. 即 正電流에 依한 磁束도 a 相에서 最大, b,c 相에서는 半으로 된다.

다음 t_2에서 c 相電流는 負로 最大値가 되고 a,b 相 電流는 正의 半最大値가 된다. **그림 7** (다)에서 a 相의 磁束分布는 t_1에서와 同一하며 振幅만 前振幅의 半으로 되어있다. b 相의 磁束分布는 前과 同一한 振幅을 갖고 있으나 電流가 反轉되어 있으므로 t_1 때와는 그 形成特性이 反對로 된다. c 相의 磁束分布는 極性이 t_1에서와 同一하나 그 振幅이 半倍로 되어있다. 또 合成磁束分布를 보면 磁束波形은 移動하고 있음을 알 수 있다.

t_3에 對한 磁束分布도 t_1, t_2 때와 恰似한 過程을 거쳐 **그림 7**(라)와 같이 t_2 때보다 右側으로 移動되어 있다. 따라서 合成磁束은 固定子 鐵心을 따라서 一定한 速度로 回轉하는 것을 알 수 있다. 瞬間에서 한 週期가 지난後 合成磁束은 **그림 7**(나)의 位置에 돌아오게 된다.

지금 f cycle의 電流가 p 極 固定子 卷線에 通할時 合成磁束은 每 cycle當 $\frac{p}{2}$ 만큼 回轉한다.

D. 對稱 3相 交流에 依한 回轉磁界

같은 構造의 코일 3個를 時計方向으로 $\frac{2\pi}{n}$式 配置하고 n相 對稱電流를흘릴 때 各코일이 中心에서 正方向으로 나타나는 磁界는 各各

$$\left.\begin{array}{l} h_1 = kI_m \sin wt \\ h_2 = kI_m \sin\left(wt - \frac{2\pi}{n}\right) \\ \cdots\cdots \\ h_n = kI_m \sin\{wt - (n-1)\frac{2\pi}{n}\} \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

가 된다. 이를 各各 x, y軸 成分으로 分解 合成하면 다음과 같이 된다(但 h_1方向을 x軸으로함)

$$h_x = h_{1x} + h_{2x} + \cdots\cdots + h_{nx} = \sum_{k=1}^{n} h_{kx} = kI_m \sum_{k=0}^{n-1} \sin\left(wt - \frac{2\pi k}{n}\right)\cos\left(-\frac{2\pi k}{n}\right)$$

$$= kI_m \sum_{k=0}^{n-1}\{\sin wt\cdot\cos^2\frac{2\pi k}{n} - \cos wt\cdot\sin\frac{2\pi k}{n}\cdot\cos\frac{2\pi k}{n}\}$$

$$= \frac{kI_m}{2}\sum_{k=0}^{n-1}\{\sin wt + \sin wt\cdot\cos\frac{4\pi k}{n} - \cos wt\sin\frac{4\pi k}{n}\}$$

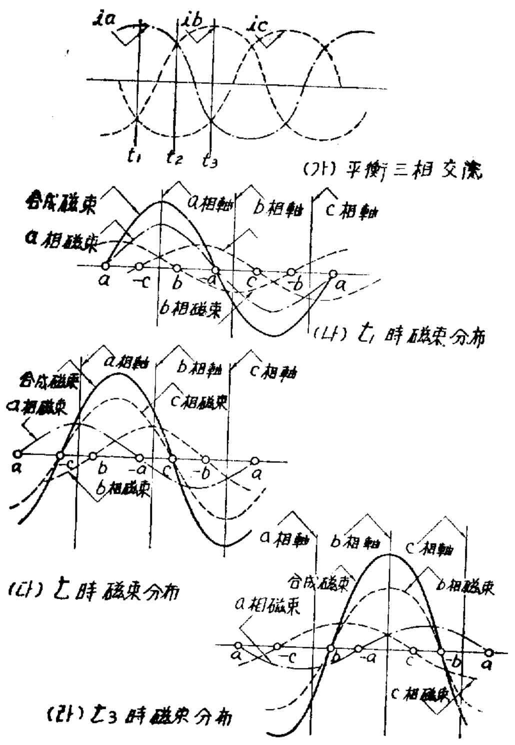

그림 7. 平衡三相交流의 t_1, t_2, t_3,時 磁束에 依한 回轉磁界 形成 解說圖

$$=\frac{nkI_m}{2}\sin wt+\frac{kI_m}{2}\{\sin wt\sum_{k=0}^{n-1}\cos\frac{4\pi k}{n}-\cos wt\sum_{k=0}^{n-1}\sin\frac{4\pi k}{n}\quad\cdots\cdots(11)$$

그러나

$$\sum_{k=0}^{n-1}\varepsilon^{j\frac{4\pi k}{n}}=1+\varepsilon^{j\frac{4\pi}{n}}+\varepsilon^{j\frac{8\pi}{n}}+\cdots+\varepsilon^{j\frac{4\pi(n-1)}{n}}$$

$$=\frac{1-(\varepsilon^{j\frac{4\pi}{n}})^n}{1-\varepsilon^{j\frac{4\pi}{n}}}=\frac{1-\varepsilon^{j4\pi}}{1-\varepsilon^{j\frac{4\pi}{n}}}\quad\cdots\cdots(12)$$

또 $\sum_{k=0}^{n-1}\varepsilon^{j\frac{4\pi k}{n}}=\sum_{k=0}^{n-1}\cos\frac{4\pi k}{n}+j\sum_{k=1}^{n-1}\sin\frac{4\pi k}{n}\quad\cdots\cdots(13)$

式(12) 및 (13)에서

$$\sum_{k=0}^{n-1}\cos\frac{4\pi k}{n}=0\qquad\sum_{k=0}^{n-1}\sin\frac{4\pi k}{n}=0\quad\cdots\cdots(14)$$

따라서 式(11)式은 다음과 같이 간단히 된다.

$$h_x=\frac{n}{2}kI_m\sin\omega t\quad\cdots\cdots(15)$$

$$h_y=h_{1y}+h_{2y}+\cdots+h_{ny}=\sum_{k=1}^{n}h_{ky}$$

$$=kI_m\sum_{k=0}^{n-1}\sin\left(\omega t-\frac{2\pi k}{n}\right)\sin\left(-\frac{2\pi k}{n}\right)$$

$$=kI_m\sum_{k=0}^{n-1}\left(\cos\omega t\cdot\sin^2\frac{2\pi k}{n}-\sin wt\cdot\cos\frac{2\pi k}{n}\cdot\sin\frac{2\pi k}{n}\right)$$

$$=\frac{kI_m}{2}\sum_{k=0}^{n-1}\left(\cos\omega t-\cos\omega t\cdot\cos\frac{4\pi k}{n}-\sin\omega t\cdot\sin\frac{4\pi k}{n}\right)$$

$$=\frac{n}{2}kI_m\cos\omega t-\frac{1}{2}kI_m\left\{\cos\omega t\sum_{k=1}^{n-1}\cos\frac{4\pi k}{n}+\sin\omega t\sum_{k=0}^{n-1}\sin\frac{4\pi k}{n}\right\}=\frac{n}{2}kI_m\cos\omega t\quad\cdots\cdots(16)$$

合成磁界 H 는

$$H=\sqrt{h_x^2+h_y^2}\,e^{\left(j\tan^{-1}\frac{h_y}{h_x}\right)}=\frac{n}{2}kI_m\exp\{j\tan^{-1}(\cot wt)\}$$

$$=\frac{nkI_m}{2}e^{j\left(\frac{\pi}{2}-wt\right)}\quad\cdots\cdots(17)$$

가 된다. 따라서 한코일 磁界의 $\frac{n}{2}$ 곱 磁界가 角速度 w 로 相回轉方向으로 回轉하는 圓形回轉磁界가 된다. 이때 回轉磁界는 다음 章에서 後述하겠지만 無脈動인 理想的인 回轉磁界를 形成케된다.

4. 回轉磁界의 脈動現象

아직까지 回轉磁界는 一定한 세기의 것으로 取扱하였으나 理想的인 一定한 세기의 回轉磁界를 얻는다는 것은 相數를 無限大로 하지 않으면 안된다. 三相電流를 實例로 磁界를 生覺해 보면 120°式位相을 가진 a相, b相 c相의 三相電流에 依하여 **그림 5**에 磁界를 形成하는데 이 磁界를 a 相이 最大가 되는 α 點과 b 相이 zero가 되는 點 β 에서 各 코일의 磁界를 考察해 보자.

i) α 點(a 相電流가 最大되는 點)

$$h_{a\alpha}=kI_m\sin 90\cdot\sin 90=kI_m$$

$$h_{b\alpha}=kIm\sin(90-120^\circ)\cdot\sin(90^\circ-120^\circ)=\frac{k}{2}I_m$$

$$h_{c\alpha}=kI_m\sin(90-240^\circ)\cdot\sin(90^\circ-240^\circ)=\frac{k}{2}I_m$$

合成 磁界 h_α 는

$$h_\alpha=h_\alpha+h_{a\alpha}+h_{b\alpha}=2kI_m\quad\cdots\cdots(18)$$

ii) β 點(b 相電流가 zero가 되는 點)

여기서는 $\omega t=120^\circ$ $\theta=120^\circ$ 이므로

$$h_{a\beta}=kI_m\sin 120^\circ\sin 120^\circ=\frac{\sqrt{3}}{2}kI_m$$

$$h_{b\beta}=kI_m\sin(120-120)\cdot\sin(120-120)^\circ=0$$

$$h_{c\beta}=kI_m(120-240)\ \sin(120-240)=\frac{\sqrt{3}}{2}kI_m \text{ 이다.}$$

合成磁界 h_β 는

$$h_\beta=h_{a\beta}+h_{b\beta}+h_{c\beta}=\sqrt{3}\,kI_m\quad\cdots\cdots(19)$$

式(18) 및 式(19)는 α 와 β 되는 瞬時의 合成磁界를 나타내는 式이고 그 크기의 比는

$$h_\alpha:h_\beta=2:\sqrt{3}\quad\cdots\cdots(20)$$

로서 이 比率을 유지하면서 磁界는 變化 할것이다. 即三相交流에 依한 回轉磁界의 形成을 時間的으로 나타내면 **그림 8**과 같이 됨을 알 수 있다. 그림에서 볼수 있는 것

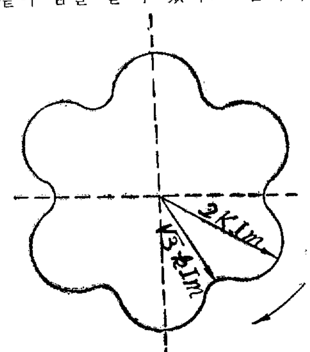

그림 8. 回轉磁界 脈動現況圖

같이 그 크기는 時間과 位置에 따라서 脈動하면서 回轉한다. 이와같은 脈動現象은 相數를 增加시키므로서 減少하며 理想的인 回轉磁界는 相數를 無限히 增加시키므로서 可能하나, 相數를 늘이지 않드라도 均一한 回轉磁界를 얻기 爲한 試圖가 延世大學校 電氣工學科의 吳相世教授指揮下에 同極(Homopole) 및 異極(Hetcropole)을 利用한 回轉磁界 研究가 進行中에 있으며 새로운 電氣機械構成方法으로 이미 商工部에 特許公告가 되어 있음을 添言해 둔다.

5. 不平衡 電流에 依한 回轉磁界

A. 二相 不平衡 電流에 依한 回轉磁界

그림 9에서 두個의 코일에 $i_1=I_{m1}\sin\omega t$, $i_2=I_{m2}\sin(\omega t-\frac{\pi}{2})$와 같이 電流値가 不平衡일 境遇에는 이를 電流에 依한 磁界를 時計方向과 反時計方向의 두個의 回轉磁界로 다음과 같이 分解할 수 있다.

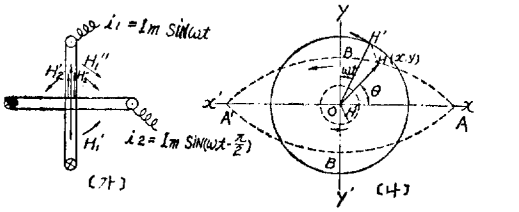

그림 9. 不平衡 2 相電流에 依한 楕圓型 回轉磁界

$$H''=\frac{k}{2}(I_{m1}+I_{m2})$$

$I_m>I_{m2}$라면

$$H'=\frac{k}{2}(I_{m1}-I_{m2})$$

H''와 H'의 任意時間 t에서 合成 H를 **그림 9**에서 보여주고 있다. H의 x,y軸 成分을 H_x, H_y라면

$$\left.\begin{aligned}H_x&=(H''+H')\sin\omega t\\ H_y&=(H''-H')\cos\omega t\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(21)$$

$$故로\quad \frac{H_x^2}{(H''+H')^2}+\frac{H_y^2}{(H''-H')^2}=1\cdots\cdots(22)$$

式(22)는 楕圓의 方程式이고 H는 $AA'=2(H''+H')$을 長軸으로 $BB'=2(H''-H')$을 短軸으로 하는 楕圓回轉磁界이다. 任意時間 t에서 H의 크기와 y軸과 이루는 角을 θ라면

$$\left.\begin{aligned}H&=\sqrt{(H''+H')^2\sin^2\omega t+(H''-H')^2\cos^2\omega t}\\ \theta&=\tan^{-1}\frac{(H''+H')\sin\omega t}{(H''-H')\cos\omega t}=\tan^{-1}\left(\frac{H''+H'}{H''-H'}\tan\omega t\right)\end{aligned}\right\}(23)$$

과 같이 되며 H의 回轉速度는 瞬時로 아래와 같이 變化한다.

$$\frac{d\theta}{dt}=\frac{\omega\cdot\sec^2\omega t}{1+\left(\frac{H''+H'}{H''-H'}\right)^2\tan^2\omega t}\cdot\frac{H''+H'}{H''-H'}=\frac{H''^2-H'^2}{H^2}\omega$$
$$\cdots\cdots(24)$$

따라서 回轉速度率은 磁界세기의 自乘에 逆比例해서 變化하며 H가 長軸에 一致할 때는 $\frac{H''-H'}{H''+H'}\omega$로 最小角速度, 短軸과 一致할때는 $\frac{H''+H'}{H''-H'}$로 最大角速度가 된다.

B. 三相 不平衡 電流에 依한 回轉磁界

그림 10에서 코일 Ⅰ, Ⅱ, Ⅲ에 式(25)와 같은 電流를 흘릴때 코일 中心軸에 나타나는 磁界는 式(26)으로서 各코일의 磁界를 正逆 두 方向으로 回轉하는 두개의 回轉磁界로 分解해서 $t=0$되는 瞬時의 各回轉磁界는 **그림 10** (나)와 같이 된다.

$$\left.\begin{aligned}i_1&=I_m\sin\omega t\\ i_2&=I_m\sin(\omega t-120°)\\ i_3&=I_m\sin(\omega t-240°)\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(25)$$

$$\left.\begin{aligned}h_1&=kI_{m1}\sin\omega t\\ h_2&=kI_{m2}\sin(\omega t-120°)\\ h_3&=kI_{m3}\sin(\omega t-240)\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(26)$$

지금 $I_{m1}>I_{m2}>I_{m3}$라면 그림에서(H''는 圖示하지 않았으나 y軸의 正方向으로 함) H_1, H_2', H_3,는 서로 120°式 各各 位相差가 있고 $H_1'>H_2'>H_3'$이다. 이런 境遇 當然히 $H''>H'$이고 H''는 時計方向, H'는 反時計方向으로 回轉하는 磁界이다. 따라서 크기가 다른 正逆 두 方向으로 回轉하는 두개의 圓形 回轉磁界로서 그 合成은 2相 不平衡 電流의 境遇가 같이 楕圓回轉磁界 임을 알 수 있다.

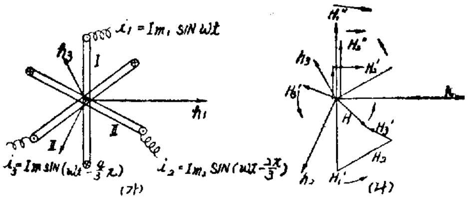

그림 10. 不平衡 3 相電流에 依한 楕圓型 回轉磁界

C. 두個 코일 電流에 依한 回轉磁界

任意의 角度 φ되는 두個의 코일에 흐르는 電流에 依하여 誘起되는 磁界가 $h_1=H_{1m}\sin wt$, $h_2=H_{2m}\sin(\omega t-\theta)$일때 合成 磁界는 一般으로 楕圓回轉磁界이다. **그림 11**에서 h_1, h_2를 正逆 두方向으로 回轉하는 圓形 回轉磁界로 分解할수 있다. 이 圓形回轉磁界는 $\omega t=\pi/2$되는 瞬時에 圖示의 aa'와 bb'로 向하고 反時計方向인 回轉磁界 a와 b의 合은H_1, 時計方向인 回轉磁界 $a'b'$의 合은 H_2로 나타내고있다. H_1과 H_2는 서로 反對方向으로 回轉하는 圓形回轉磁界이므로 兩者의 合成은 楕圓回轉磁界이다. 그래서

$$H_1=\frac{1}{2}\sqrt{\{H_{1m}+H_{2m}\cos(\varphi-\theta)\}^2+\{H_{2m}\sin(\varphi-\theta)\}^2}$$
$$H_2=\frac{1}{2}\sqrt{\{H_{1m}+H_{2m}\cos(\varphi+\theta)\}^2+\{H_{2m}\sin\varphi(\theta-\omega)\}^2}$$
$$\cdots\cdots(20)$$

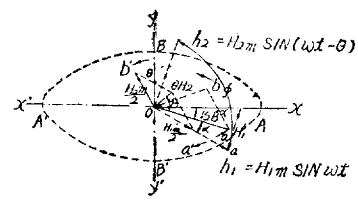

그림 11. 任意角度 2 個 Coil 回轉磁界

또 $t=\pi/2$되는 瞬間에 H_1 및 H_2가 h_1에 向하는 角을 α,β라면 이것을 $\beta-\alpha/2w$ 秒만큼 經過한 瞬間에는 H_1과 H_2는 重複되며 이때 合成磁界는 最大値로서 長軸 AA'

가 되며 AA'와 直角으로 短軸 BB'가 있다. 即 長軸$=2(H_1+H_2)$, 短軸$=(H_1\sim H_2)$가 됨을 알 수 있는데 $H_1 \gtrless H_2$에 따라서 楕圓回轉磁界의 回轉方向이 反時計 方向인가 時計方向인가를 決定하며 $H_1=H_2$ 일때는 合成磁界는 長軸方向의 交番磁界이다.

D. V 結線에 依한 回轉磁界

V 結線은 그 中性點接續方法에 따라서 **그림 12(가)** 및 **그림 13(가)**와 같이 두個 方法이 可能하다.

지금 **그림 12**의 코일 Ⅰ, Ⅱ에 依하여 形成되는 磁界는 다음과 같다.

$$\left.\begin{aligned} h_1 &= H_m \sin \omega t \\ h_2 &= H_m \sin(\omega t-120) \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (28)$$

正方向일때 h_1, h_2를 두個의 圓形回轉磁界로 分解해서 $\omega t=0$의 瞬間에 磁界를 그리면 **그림 12(나)**와 같이되고 反時計方向의 回轉磁界 H_1'와 H_2의 合成은 H', 時計方向인

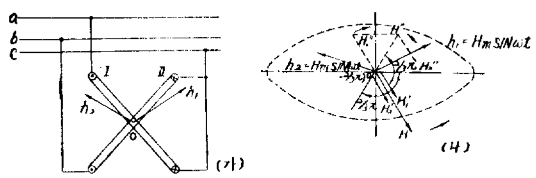

그림 12. 3 相 V 結線과 그에 依한 楕圓型 回轉磁界

回轉磁界 H_1''와 H_2''의 合成은 H''로 되므로 $H'=H_m$, $H''=H_m/2$이므로 兩者의 合成은 楕圓 回轉磁界가 된다.

그림 13(가)와 같이하면 h_1, h_2는 그림과 같이 된다. 따라서 이를 두個의 圓形回轉磁界로 分解해서 $\omega t=0$ 되는 瞬間의 磁界를 圖示하면 **그림 13(나)**와 같이 되며 反時計方向인 回轉磁界 H_1'와 H_2'는 反對로된다. 이 合成은 零이고 時計方向인 回轉磁界 H_1''와 H_2''의 合成은 H로서 그 强度는 $\sqrt{3}H_m/2$이고 이런 境遇에 特別히 코일 Ⅰ, Ⅱ에 依한 磁界의 세기가 H인 圓形回轉磁界이다.

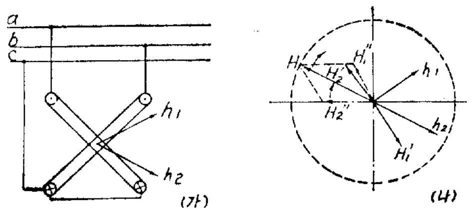

그림 13. 3 相 V 結線時 圓型 回轉磁界

6. 楕圓回轉磁界의 解析

그림 14는 原點 0에 있어서 楕圓의 動徑에 따라서 反時計方向으로 回轉하는 楕圓回轉磁界를 나타내는 것이다 이 楕圓回轉磁界는 圖面에서와 같이 H_1(實線表示)과 H_2(點線表示)로 되는 두個의 反對方向으로 回轉하는 磁界의 合成을 生覺하면 된다.

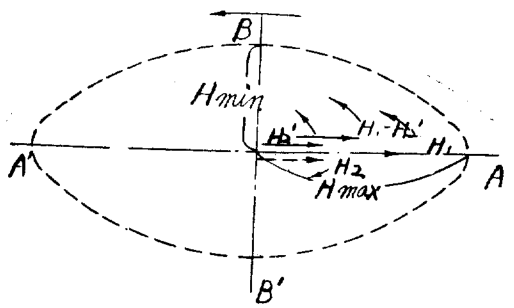

그림 14. 楕圓回轉磁界 分析 設明圖

이때 楕圓動徑의 最大値 H_{max}, 最小値 H_{min}라면

$$\left.\begin{aligned} H_1+H_2 &= H_{max} \\ H_1\sim H_2 &= H_{min} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (29)$$

이다.

$$\text{故로}\quad \left.\begin{aligned} H_1 &= \frac{H_{max}+H_{min}}{2} \\ H_2 &= \frac{H_{max}\sim H_{min}}{2} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (30)$$

上記한 두個의 圓形回轉磁界中 H_1을 다시 反時計方向으로 回轉하는 圓形回轉磁界인 (H_1-H_2')와 H_2'(實線)로 나누어 生覺하면 (여기서 $|H_2'|=H_2|$라 함) 楕圓回轉磁界는 다음과 같이 세개의 圓形回轉磁界로 分解된다.

(a) 反時計方向 回轉의 圓形回轉磁界 H_1-H_2'

(b) 反時計方向回轉의 圓形回轉磁界 H_2'

(c) 時計方向 回轉의 圓形 回轉磁界 H_2

여기서 (b)와 (c)는 크기가 같고 回轉方向이 反對인 磁界이므로 그 合成은 $0A$ 軸에 交番하는 磁界이다. $0A$를 時間의 越算點으로 하면

$$h=2H_2 \sin\left(\omega t+\frac{\pi}{2}\right)=(H_{max}-H_{min})\sin\left(\omega t+\frac{\pi}{2}\right) \cdots (31)$$

이다. 以上과 같이 楕圓回轉磁界는 圓形回轉磁界나 交番磁界의 合成으로 生覺할 수 있다. 따라서 一般으로 楕圓回轉磁界는 다음과 같이 세가지 方法으로 分解되는데 이 들중에서 어떤 方法으로 든지 分解해도 좋다.

(가) 角速度가 같고 回轉方向이 反對이며 磁界의 세기가 다른 두個의 圓形回轉磁界

(나) 한개의 交番磁界와 한개의 원형회전자계

(다) 空間과 時間的으로 位相이 다른 두개의 交番磁界

7. 回轉磁界에 依한 誘起電壓

多相交流가 印加됨에 따라서 回轉磁界가 形成되며 이 回轉磁界에 依하여 誘起되는 電壓을 살펴보면 우선 印加電壓이 正弦波이고 各卷數은 均一하며 空隙은 지나서 磁束分布가 一樣하게 다음과 같이 分布되었다고 하면

即 $B=B_m \sin\varphi \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (32)$

이고 L을 極間隙이고 하면 每極當 總磁束 b는

$$b=\int_0^\pi L\cdot Bd\varphi=\int_0^\pi L\cdot B_m \sin\varphi d\varphi=2L\cdot B_m \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(33)$$

로서 나타낼수 있으며 이때의 誘起電壓을 e_a라고 하면 $B\times L$에 回轉磁界의 速度 $v=2\pi f$를 곱한 値로서 다음과 같이 된다.

$$e_a=B\cdot L\cdot v=B_m \sin\varphi\cdot L\cdot 2\pi f=B_m\cdot L\cdot 2\pi f \sin\omega t \quad\cdots\cdots(34)$$

式(33)과 (34)에서

$$e_a=\frac{b}{2}\cdot 2\pi f\cdot \sin\omega t \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(35)$$

따라서 導體 1回線(1 turn)에 對한 電壓은 $b\cdot 2\pi f\cdot \sin\omega t$로 되고 도체가 N回線 감겨져 있다면 이때의 誘起電壓 e_n은

$$e_n=b\cdot 2\pi f\cdot N\sin\omega t\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(36)$$

이다 따라서 實効値 E는

$$E=\frac{2\pi f}{\sqrt{2}}\cdot N\cdot b\times 10^{-8}=4.44 f\cdot N\cdot b\times 10^{-8}[\text{volts}] \cdots(37)$$

로 나타낼 수 있다.

8. 結 言

지금까지 交流機械를 作動케 하는 原理로서 交番磁界 및 回轉磁界의 原理를 理論的으로 解析하였으며 이들 磁界의 形成되는 過程을 圖說로 詳述하였다. 多相 交流印加時는 印加電流의 상태 또는 機械製作過程에 依하여 磁界의 形成過程이 圓形에서 楕圓으로 變하는 狀況을 考察할때 製作時 섬세한 注意가 必要함을 다시한번 일깨워준다.

또한 交流機械는 單相보다 二相이 더욱 安定狀態이고 二相보다는 三相이 더 効率的인 動作을 한다는 것은 回轉磁界가 相數를 增加시킴에 따라 脈動現象이 漸次減少하여 安定狀態로 됨을 4節에서 알 수 있다. 그러나 實際의 商用電力源으로 서는 單相, 二相, 三相이므로 脈動現象을 없앨려면 位相變成裝置가 必要함으로 經濟的인 面에서나 容積面에서도, 不便하므로 現在는 그대로 使用하고 있는 實情이다. 即 脈動現象을 없애기 爲해서는 相數를 높이는 것 보다는 電氣機械設計過程에서 諸般 惡要素를 除去할 수 있다면 보다 高能率이 機械가 될수 있음을 推理할 수 있다. 지금 同極 및 異極形成過程에 依하여 商用電力源으로도 이런 現象을 除去할 수 있음이 判明되어지고 있으나 앞으로 이에 對한 보다 많은 研究發展이 期待된다.

參 考 文 獻

1. Alternating Current Machinery by Bailey & Gault
2. Electric Machinery by Kingsley
3. Theory of Alternating current Machinery by Langsdorf
4. 電氣工學ハントブツク 電氣學會
5. 電壓調整方法改良을 爲한 研究 康昌彦
6. 電氣機械 設計學 竹內壽太郎
7. 回轉磁界을 利用한 새로운 電氣機械 呉相世
8. 小形 回轉機 ハンドブツク 太隅菊次郎茂梶
9. 三相回轉 村田愛祐
10. 一般電氣工學 丁性柱

1967年 5月 10日 接受