

無負荷運轉時的 凸極同期機の 3相短絡

李 晚 榮

1. 緒 言

同期機の 短絡現象은 그에 隨伴되는 諸問題 例컨대 短絡電流를 遮斷하는 O.C.B.의 遮斷容量의 決定問題, 短絡事故로 인한 通信線의 誘導阻害問題, 또는 送電安定度問題等등에 必然的으로 聯關性을 맺고 있는 關係上, 同期機の 各種突發短絡事故에 對한 解明이 距今 40年前에 이미 活潑한 研究가 이루어졌던 것이다. 따라서 同期機の 短絡現象에 對한 研究를 歷史的으로 考察해 보건데 1912년에 Steinmetz, Berg, Boucherot等이 發表한 古典文獻부터 始作하여 1918년에 Diamont, 1923년에는 Franklin, Laffoon, Lyon 등이, 1924년에는 Karapetoff가 또 1925년에는 伊藤, 清水, Biermanns等에 依해서 研究된 論文이 發表되었으나 大概가 圓筒型回轉子機에 對한 研究였고, Blondel氏가 2反作用法(Two reaction theory)을 提唱한 以來 1925年頃부터 凸極機の 過渡現象에 對한 問題가 本格的으로 研究對象이 되어서 1926~27年間に Doherty, Nickle等 依해 一括大成을 보게 되었다해도 過言이 아니며 其外도 1929年頃에 Park, Ku 등이 發表한 業績의 貢獻도 至大하다고 하겠다. 이와같이 同期機에 關한 研究는 1930年代를 全盛時代라 하겠고 우리나라 今의 電氣界가 그 年代를 彷彿케 한다. 單行本으로는 Concordia의 1951年版의 "Synchronous Machines"은 確實히 名著라 하겠다. 上述한 바와 같이 同期機の 過渡現象에 關한 一連의 歷史的 研究가 成就되었다 하더라도 短絡現象 그 自體가 複雜해서 各自의 解法이 區區하여 斯界의 專門家일지라도 本論題의 解析의 過程을 體系的으로 明確하게 理解習得하는데 困難한 點이 許多하리라 推測下에서 앞으로 發刊될 本學會誌를 통해서 各種 短絡現象에 關한 解說을 한篇씩 連載해서 될 수 있는데 3. 明瞭親切하게 執筆紹介코저한다.

2. 本 論

平衡 3相電壓을 誘起하고 있는 發電機의 端子를 3相 短絡하면 그 瞬間에 매우큰 突發短絡電流가 흐르지만

漢陽大學校工科大學教授

차차 減衰해서 數秒後에는 持續短絡電流(Sustained s.c. current)의 값에 到達하게 된다. 그렇다면 短絡 瞬間부터 持續電流에 達할때 까지의 過渡現象을 如何히 數學的으로 解明할 것인가 하는 問題가 本論文의 骨子인 것이다. 一般的으로 어떤 研究對象을 解析的으로 檢討하러 할때 반드시 그 對象의 物理的 現象을 數理的 關係式으로 表現하므로써 비로소 解析可能如否가 決定될 것이다. 따라서 本論稿에서 取扱하게될 凸極同期 機를 表示하는 回路를 構想해 볼때 다음과 같은 同期 機의 電壓微分方程式*이 成立될 것이다.

$$E = (T_0 p + 1)I - (X_a - X_a')T_0 p i_a \dots\dots\dots (1)$$

$$e_a = pI - (X_a p + r)i_a + X_q i_q \dots\dots\dots (2)$$

$$e_q = I - X_a i_a - (X_q p + r)i_q \dots\dots\dots (3)$$

여기서 記號 $p = \frac{d}{dt}$. (1)式은 界磁回路를 (2)와 (3)式은 電機子回路를 表示하는 關係式이다.

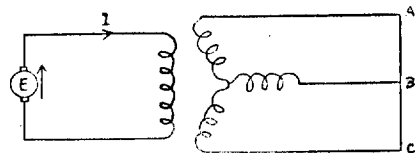


Fig. 1—Balanced Three-Phase Short Circuit under no load.

突發 3相短絡 直前에는 無負荷運轉인 故로 發電機端子에는 電流의 흐름이 없을 것이다. 그러므로 $i_a = 0$, $i_q = 0$ 의 關係가 成立하는 故로 (1), (2) 및 (3)式에서 各各 다음과 같은 條件式을 얻게 된다.

$$E = I \dots\dots\dots (4)$$

$$e_a = 0, \dots\dots\dots (5)$$

$$e_q = E \dots\dots\dots (6)$$

다음으로 突發 3相短絡 直後에 發電機狀態를 살펴보면 短絡瞬間 相電壓은 消滅할 것이고 그와 同時에 매우큰 平衡 3相過渡電流가 흐르게될 것이다. 卽

* 同期機の 電壓微分에 關해서는 앞으로 發刊될 本學會誌에 機會를 얻는대로 詳細히 紹介하겠다.

$$e_a=0, \dots\dots\dots(7)$$

$$e_q=0, \dots\dots\dots(8)$$

$$E=E(\text{不變}) \dots\dots\dots(9)$$

따라서 3相短絡 前後에서 瞬間的으로 突變하는 現象을 觀察해 보면 短絡境界條件 (4)~(9)에서 다음과 같은 表를 얻게 된다.

Table I. Boundary conditions under three phase short circuit

定常運轉時	E	e_a	e_g
3相短絡直前	E	0	E
3相短絡直後	E	0	0
瞬時變化量	0	0	$-E$

定常狀態에서의 同期機方程式 (1), (2) 및 (3)은 無負荷 運轉中 突發 3相短絡을 發生시키므로서 다음과같은 過渡時의 同期機方程式으로 變하게 된다.

$$(T_0p+1)I - (X_a - X_d')T_0p i_a = 0 \dots\dots\dots(10)$$

$$pI - (X_d p + r) i_a + X_q i_q = 0 \dots\dots\dots(11)$$

$$I - X_d i_a - (X_q p + r) i_q = -E \dots\dots\dots(12)$$

이 過渡微分方程式系의 解를 Laplace變換法에 依해서 I , i_a 및 i_q 의 값을 求해 보기로 하자. 이 微分方程式系에 Laplace變換을 實施하면

$$(T_0s+1)I(s) - (X_a - X_d')T_0s I_d(s) = 0 \dots\dots(13)$$

$$sI(s) - (X_d s + r)I_d(s) + X_q I_q(s) = 0 \dots\dots(14)$$

$$I(s) - X_d I_d(s) - (X_q s + r)I_q(s) = -E/s \dots\dots(15)$$

먼저 $I_d(s)$ 를 求해보면

$$I_d(s) = \frac{1}{D(s)} \begin{vmatrix} T_0s+1 & 0 & 0 \\ s & 0 & X_q \\ 1 & -E/s & -(X_q s + r) \end{vmatrix} \\ = \frac{X_q E(T_0s+1)}{sD(s)} \dots\dots\dots(16)$$

이다. 여기서

$$D(s) = \begin{vmatrix} T_0s+1 & (X_d' - X_d)T_0s & 0 \\ s & -(X_d s + r) & X_q \\ 1 & -X_d & -(X_q s + r) \end{vmatrix}$$

$r^2 T_0$ 의 값은 無視할 程度로 極히 작은 數字임으로,

$$D(s) = \left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) \left[X_d' X_q T_0 s^2 + (X_d' + X_q) r T_0 s + X_d' X_q T_0 \right]$$

로 因數分解가 可能할 것이며 또한 []內的 2次方程式을 因數分解코지 그의 根을 求함에 있어서 $X_d'^2 X_q^2 T_0^2$ 은 $X_d'^2 X_q r^2 T_0^2$, $X_d'^2 r^2 T_0^2$ 및 $X_q^2 r^2 T_0^2$ 의 어느 項보다도 數 1000餘倍나 큰 故로 이 2次方程式의 2根은

$$s_{2,3} = \frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} \pm j \text{로 될 것이다. 따라서 } D(s) \text{는}$$

다음과 같이 近似的 因數分解가 可能하다. 即

$$D(s) = \left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) \left(s + \frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} + j \right) \left(s + \frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} - j \right) \dots\dots\dots(17)$$

이와 같이해서 (16)式은

$$I_d(s) = \frac{X_q E(T_0s+1)}{s \left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) \left(s + \frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} + j \right) \left(s + \frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} - j \right)} \dots\dots\dots(18)$$

周波數領域의 函數 $I_d(s)$ 를 逆變換하므로서 時間領域의 函數 即 過渡電流의 直軸分 $i_d(t)$ 를 求할 수 있다. 따라서 (18)式의 各極點(pole)에서의 留數(residue)를 求해 가지고 다음과 같이 合算하면 될 것이다.

$$s=0: sI_d(s)e^{st} \Big|_{s=0} = \frac{E}{X_d}, \dots\dots\dots(19)$$

$$s = -\frac{X_d}{X_d' T_0} : \left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) I_d(s)e^{st} \Big|_{s = -\frac{X_d}{X_d' T_0}} \\ = \frac{(X_d - X_d')E}{X_d X_d'} e^{-\frac{X_d}{X_d' T_0} t}, \dots\dots\dots(20)$$

다음으로 $s_{2,3} = -\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q} \pm j = \alpha \pm j\beta$ 에 對해서 $\alpha < -1$ 인 故로

$$s_{2,3} = \pm j : \frac{N_d(s)}{D_d'(s)} \Big|_{s_2 = +j} \\ = \frac{X_q E(1 + jT_0)}{(j) \left(\frac{X_d}{X_d' T_0} + j \right) \left[(X_d' + X_q)r T_0 + jT_0 \right] + j2X_d' X_q T_0} \\ = \frac{X_q E(1 + jT_0)}{-2X_d X_q - (X_d' + X_q)r T_0 + j \frac{X_d(X_d' + X_q)r}{X_d' + X_q} - j2X_d' X_q T_0} \\ = \frac{(0.5)(1.0)(1+j200)}{(-0.8) - 1.4 + j(0.008) - j40} \\ = \frac{(0.5)(1.0)(j200)}{-j40} = \frac{jX_q E T_0}{-j2X_d' X_q T_0}$$

$$\text{即 } \frac{N_d(s)}{D_d'(s)} \Big|_{s=0} = -\frac{E}{2X_d'} < 0^{\circ}$$

따라서 $2 \left| \frac{N_d(s)}{D_d'(s)} \right| e^{\alpha t} \cos(\beta t + 0^{\circ})$ 의 關係式에

$$\left| \frac{N_d(s)}{D_d'(s)} \right| = -E/2X_d', \quad \alpha = -\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d' X_q}, \quad \gamma$$

리고 $\beta=1$ 등을 代入하므로서 極點 $s_{2,3}$ 에 對한 解는

다음과 같이 된다.

$$-\frac{E}{X_d'} e^{-\frac{(X_d'+X_q)r}{2X_d'X_q}t} \cos t \dots\dots\dots(21)$$

이와같이 해서 3相短絡過渡電流의 直軸分 i_d 는 위에서 얻은 (19), (20) 및 (21)를 합하므로써 求해진다. 卽

$$i_d(t) = \frac{E}{X_d} + \frac{(X_d - X_d')E}{X_d X_d'} e^{-\frac{X_d}{X_d' T_0}t} - \frac{E}{X_d'} e^{-\frac{(X_d'+X_q)r}{2X_d'X_q}t} \cos t \dots\dots\dots(22)$$

여기의 T_0 는 開路時定數(open circuit time constant)라 불리우는 電機子卷線이 開路狀態에 있는 경우의 界磁回路의 時定數인 것이다.

(22)式을 다음과 같이

$$i_d(t) = \frac{E}{X_d} + \frac{(X_d - X_d')E}{X_d X_d'} e^{-\frac{t}{T_0'}} - \frac{E}{X_d'} e^{-\dots}$$

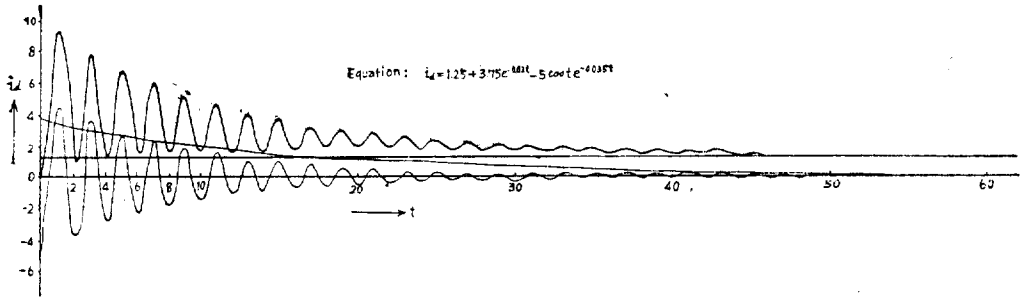


Fig. 2—Direct axis component of transient armature current

다음으로 短絡電流의 橫軸分 i_q 와 界磁電流 I 를 求해 보자. 于先 變換方程式組 (13)~(15)式에서

$$I_q(s) = \frac{1}{D(s)} \begin{vmatrix} T_0s+1 & -(X_d-X_d')T_0s & 0 \\ s & -(X_d s+r) & 0 \\ 1 & -X_d & -E/s \end{vmatrix}$$

$$= \frac{E}{sD(s)} [X_d' T_0 s^2 + (T_0 r + X_d) s + r]$$

電機子卷線 1相의 抵抗 r 는 無視할수 있을 程度의 작은 値이므로

$$I_q(s) = \frac{E(X_d' T_0 s + X_d)}{D(s)} \text{가 된다.}$$

卽

$$I_q(s) = \frac{E(X_d' T_0 s)}{(s + \frac{X_d}{X_d' T_0})(X_d' X_q T_0 s^2 + (X_d' + X_d) r T_0 s + X_d' X_q T_0)} \dots\dots\dots(24)$$

短絡電流의 直軸分 i_d 를 求할때와 똑같은 方法으로

$$-\frac{t}{T_a} \cos t \dots\dots\dots(23)$$

로 表示할때 새로운 時定數 T_0' , T_a 가 規定된다. 卽

$T_0' = \frac{X_d'}{X_d} T_0$ 를 界磁回路의 短絡過渡時定數(short circuit time constant)라 부르며 $T_a = 2X_d' X_q / (X_d' + X_q) r$ 를 電機子時定數(armature time constant)라 稱한다.

i_d 는 實驗室에서 測定할수 없는 過渡電流의 假想的直軸分(fictitious component)이지만 理論的으로 (23)式과 같이 表示되는 것이다. 이 i_d 의 第1項은 直流分, 第2項은 指數減衰分, 그리고 第3項은 減衰正弦波分으로 構成되어 있다는 것을 알수있어 大端興味로운 일이다. 同期機의 代表的 定數를 $X_d=0.8$, $X_q=0.5$, $r=0.01$, $X_d'=0.2$ 및 $T_0=200$ 라 假定하면 (23)式은

$$i_d(t) = 1.25 + 3.75e^{-0.02t} - 5\cos t e^{-0.035t} \dots\dots(24)$$

가 되며 이것을 圖示하면 Fig. 2와 같다.

(24)式的 $I_q(s)$ 를 逆變換하므로써 $i_q(t)$ 는 求해질 것이다.

$$s = -\frac{X_d}{X_d' T_0} : \left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) I_q(s) e^{st} \Big|_{s=0} = -\frac{X_d}{X_d' T_0}$$

$S_2, s = \alpha \pm j\beta$ 에서

$$\alpha = -\frac{(X_d'+X_q)r}{2X_d'X_q} = 0, \beta = 1 \text{ 이므로}$$

$$\frac{N_q(s)}{D_q'(s)} = \frac{E(X_d + X_d' T_0 s)}{\left(s + \frac{X_d}{X_d' T_0} \right) (2X_d' X_q T_0 s + (X_d' + X_d) r T_0)}$$

$$= \frac{E X_d' T_0}{2X_d' X_q T_0 s + (X_d' + X_d) r T_0}$$

亦是 $r \ll 1$ 인 故로

$$\frac{N_q(s)}{D_q'(s)} = \frac{E}{2X_q s}$$

여기서 $s = +j$ 일 때 $\frac{N_q(+j)}{D_q'(+j)} = \frac{E}{2X_q} e^{-j\frac{\pi}{2}}$ 인 故로

$s_{2,3} = -\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d'X_q} \pm j$ 에 대해서

$$\frac{N_q(s)}{D_q'(s)} e^{st} = \frac{E}{X_q} \cos\left(t - \frac{\pi}{2}\right) e^{-\alpha t} = \frac{E}{X_q} \sin t e^{-\alpha t}$$

$$s_{2,3} = \pm j$$

$$-\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d'X_q} t$$

이와같이 해서 求해진 短絡電流의 橫軸分 $i_q(t)$ 는

$$i_q(t) = \frac{E}{X_q} \sin t e^{-\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d'X_q} t} \dots\dots\dots(25)$$

윗 式에 代表的인 同期機定數를 代入하면

$$i_q = 2 \sin t e^{-0.035t} \dots\dots\dots(26)$$

로 表示되며 Fig. 3과 같이 時間이 經過함에 따라 正弦波의 幅이 減衰되어 究局에 가는는 消滅해 버리는 性質을 갖은 成分인 것이다.

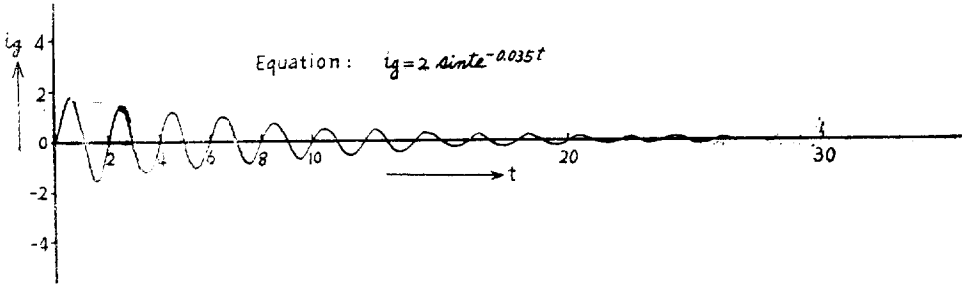


Fig. 3—Quadrature axis component of transient armature Current

다음에는 變換方程式組 (13)~(15)에서 界磁電流의 變換函數 $I(s)$ 를 求해보자.

$$I(s) = \frac{1}{D(s)} \begin{vmatrix} 0 & -(X_d - X_d')T_0s & 0 \\ 0 & -(X_d s + r) & X_q \\ -E/s & -X_d & -(X_q s + r) \end{vmatrix}$$

$$= \frac{X_q(X_d - X_d')T_0E}{D(s)}$$

$$I(s) = \frac{X_q(X_d - X_d')T_0E}{\left(s + \frac{X_d}{X_d'T_0}\right) \left[X_d'X_qT_0s^2 + (X_d' + X_q)rT_0s + X_d'X_qT_0 \right]} \dots\dots\dots(27)$$

윗 式의 3個의 極點에 對해서 各各 逆變換을 實施하면

$$s = -\frac{X_d}{X_d'T_0} : \left(s + \frac{X_d}{X_d'T_0} \right) I(s) e^{st} = \frac{X_d}{X_d'T_0}$$

$$= \frac{X_q(X_d - X_d')E \cdot e^{st}}{X_d'X_q s^2 + (X_d' + X_q)r s + X_d'X_q}$$

$$s = -\frac{X_d}{X_d'T_0}$$

$s = -\frac{X_d}{X_d'T_0} = -0.02$ 에 對해서 $T_0 \gg 1, r \ll 1$ 의

條件을 引用하면

$$\left(s + \frac{X_d}{X_d'T_0} \right) I(s) e^{st} = \frac{X_q(X_d - X_d')E}{X_d'X_q} e^{-\frac{X_d}{X_d'T_0} t}$$

$$s = -\frac{X_d}{X_d'T_0}$$

$$-\frac{X_d}{X_d'T_0} = \left(\frac{X_d}{X_d'} - 1 \right) E e^{-\frac{X_d}{X_d'T_0} t}$$

다음으로 $s_{2,3} = \alpha \pm j\beta, i.e. \alpha = -\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d'X_q}, \beta$

$= 1$ 에 對해서

$$\frac{N_1(s_2)}{D_1'(s_2)} = \frac{X_q(X_d - X_d')T_0E}{\left(s + \frac{X_d}{X_d'T_0} \right) \left[2X_d'X_qT_0s + (X_d' + X_q)rT_0 \right]}$$

$$= \frac{X_q(X_d - X_d')T_0E}{(j)(j2X_d'X_qT_0)}$$

$$s_2 = +j$$

$$= \frac{(X_d - X_d')E e^{j\pi}}{2X_d'}$$

따라서 $s_{2,3}$ 에 對한 留數는 $2 \left| \frac{N_1(s_2)}{D_1'(s_2)} \right| e^{\alpha t} \cos(\beta t + \theta)$

의 公式에서 얻을 수 있다. 卽

$$2 \left| \frac{N_1(s_2)}{D_1'(s_2)} \right| e^{\alpha t} \cos(\beta t + \theta) = \frac{(X_d - X_d')E}{X_d'} \cos t$$

$$+ \pi e^{-\frac{(X_d' + X_q)r t}{2X_d'X_q}} = -\left(\frac{X_d}{X_d'} - 1 \right) E \cos t$$

$$e^{-\frac{(X_d' + X_q)r}{2X_d'X_q} t}$$

以上과 같이 過渡時의 界磁電流는 各極點 s_1, s_2, s_3 에 對한 留數의 和와 短絡以前의 條件 $I = E$ 를 合算함으로써 求해진다. 換言해서 短絡後의 誘起電流와 短絡前의 定常值 E 와의 合을 意味하는 것이다.

$$I(t) = E + \left(\frac{X_d}{X_d'} - 1 \right) E e^{-\frac{t}{T_0}} - \left(\frac{X_d}{X_d'} - 1 \right) E \cos t e^{-\frac{t}{T_a}} \dots\dots\dots(28)$$

이 式에 同期機定數를 代入한 結果式은

$$I(t) = 1 + 3e^{-0.02t} - 3 \cos t e^{-0.035t} \dots\dots\dots(29)$$

가 되며 이것을 圖示하면 Fig. 4와 같다.

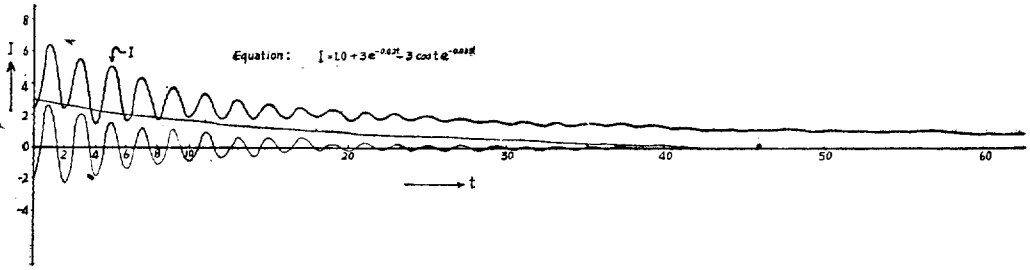


Fig 4. Transient field current on balanced three-phase short circuit
(Salient-pole machine without amortisseur winding)

Blondel氏의 2反作用法에 依據해서 誘導되는 各相電流는 다음과 같이 表示된다.

$$i_a = i_a \cos(t + \alpha) - i_q \sin(t + \alpha) + i_0$$

$$i_b = i_a \cos(t + \alpha - 120^\circ) - i_q \sin(t + \alpha - 120^\circ) + i_0$$

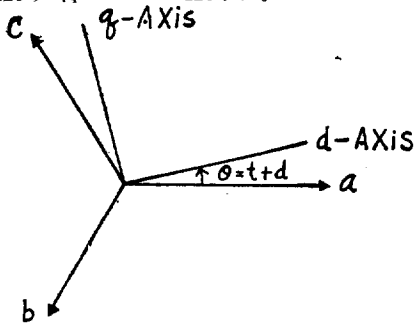


Fig 5. Relation between Blondel's axis and balanced three-phase

3相短絡은 平衡短絡인 故로 零相電流는 無함으로 式에서 $i_c = 0$ 이다.

$$i_a = i_a \cos(t + \alpha) - i_q \sin(t + \alpha) \dots \dots \dots (30)$$

$$i_b = i_a \cos(t + \alpha - 120^\circ) - i_q \sin(t + \alpha - 120^\circ) \dots \dots (31)$$

$$i_c = i_a \cos(t + \alpha + 120^\circ) - i_q \sin(t + \alpha + 120^\circ) \dots \dots (32)$$

따라서 電機子 a相의 短絡電流 i_a 는 위에서 얻은 (23)式의 直軸分과 (26)式의 橫軸分과를 (30)式에 代入하면 求해 진다.

$$i_a = \frac{E}{X_d} \cos(t + \alpha) + \frac{E(X_d - X_d')}{X_d X_d'} \cos(t + \alpha) e^{-\frac{t}{T_0}}$$

$$- \frac{E}{X_d'} \cos t \cos(t + \alpha) e^{-\frac{t}{T_a}} - \frac{E}{X_q} \sin t \sin(t + \alpha)$$

$$e^{-\frac{t}{T_a}} = \frac{E}{X_d} \cos(t + \alpha) + \frac{E(X_d - X_d')}{X_d X_d'} \cos(t + \alpha) e^{-\frac{t}{T_0}}$$

$$+ \alpha) e^{-\frac{t}{T_0}} - \frac{E}{2X_d'} e^{-\frac{t}{T_a}} [\cos \alpha + \cos(2t + \alpha)]$$

$$- \frac{E}{2X_q} e^{-\frac{t}{T_a}} [\cos \alpha - \cos(2t + \alpha)]$$

簡單히 整理하면

$$i_c = i_a \cos(t + \alpha + 120^\circ) - i_q \sin(t + \alpha + 120^\circ) + i_0$$

여기서 α 는 短絡瞬時에 있어서 界磁極의 中心軸과 a相의 磁化軸과의 位相角이다.

$$i_a = \frac{E}{X_d} \cos(t + \alpha) + \frac{E(X_d - X_d')}{X_d X_d'} \cos(t + \alpha) e^{-\frac{t}{T_0}}$$

$$- \frac{E(X_d' + X_q)}{2X_d' X_q} \cos \alpha e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{E(X_d' - X_q)}{2X_d' X_q} \cos$$

$$(2t + \alpha) e^{-\frac{t}{T_a}} \dots \dots \dots (33)$$

이 a相의 短絡電流 i_a 의 構成分을 잘살펴 보는데 第1項이 基本波持續分(sustained fundamental component), 第2項이 基本波交流分(damped fundamental component), 第3項이 減衰直流分(damped d-c component), 그리고 第4項이 制動卷線이 없는 機械에 誘起되는 所謂 第2調波(damped second harmonic component) 등을 包含하고 있음을 알게 되었고 其中的 第2, 3, 4項은 時定數 T_0' , T_a 에 支配되며 指數函數曲線에 따라 減衰되고 及其於是 第1項의 永久短絡電流에 落着하게 됨을 알수 있다. 위에서 求한 (33)式은 無負荷狀態에서 電壓을 誘起하고 있는 制動卷線이 없는 凸極機의 3相을 突然 短絡했을 경우의 電機子 a相의 短絡電流인 것이다. 上述한 基本波交流分의 制限하

는 것은 다만 直軸過渡 Reactance X_d' 이다. 이 X_d' 에 依해서 制限된 交流分의 基本波가 흐를때 電機子反作用으로 말미암아 界磁磁束을 減少시키는 傾向이 있어 그 電機子反作用의 程度에 따라 交流分도 短絡過渡時定數 T_0' 에 支配되어 指數函數의 乘數로 比較的 徐徐히 減衰해 간다. 또 直流分은 電機子時定數 T_a 에 支配하는 指數函數曲線에 따라서 比較的 急速히 減衰하며 亦是 T_a 에 依해서 減少하는 2倍周波數의 交流分이 있으나 그의 값은 基本波交流分의 最大値에 比하면 僅少하며

T_a 에 依해서 比較的 速히 減衰함으로 때로는 이것을 無視하는 境遇도 있다. 다음으로 既知定數 $X_d=0.8$, $X_q=0.5$, $r=0.01$, $X_d'=0.2$, 그리고 $T_0=200$ 등을 利用하여 (33)式의 波形을 檢討해 보면

$$i_a = 1.25 \cos(t + \alpha) + 3.75 \cos(t + \alpha) e^{-0.035t} - 3.5 \cos \alpha e^{-0.035t} - 1.5 \cos(2t + \alpha) e^{-0.035t} \quad (34)$$

이 되고 이 a 相의 短絡電流를 時間의 函數로 圖示하면 Fig. 6, Fig. 7과 같다

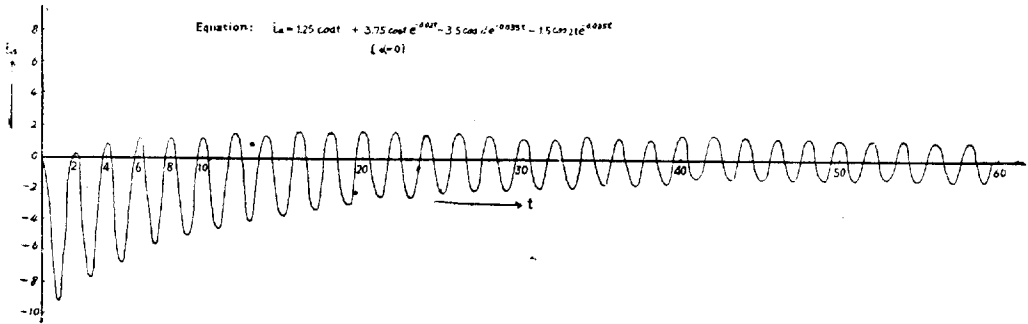


Fig. 6—Transient armature current in phase a on balanced three-phase short circuit. (Salient-pole Machine without armatisseur winding)

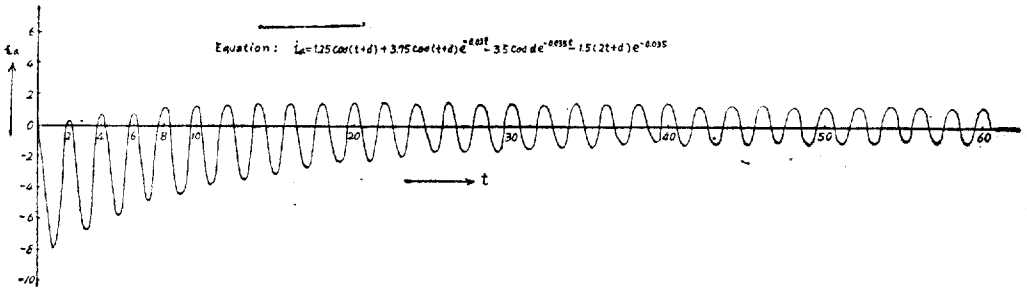


Fig. 7—Transient armature current in phase a on balanced three-phase short circuit. (Salient-pole machine without armatisseur winding)

以上은 a 相의 短絡電流 i_a 를 基準으로 論及했지만 b 相 및 c 相의 短絡電流에 關해서도 (31)式과 (32)式을 利用하여 다음 式들과 같이 簡單히 求할수 있으며 오로지 相異點은 a 相과의 位相差가 $\pm 120^\circ$ 라는 것 以外에는 다른이 없다. 卽

$$i_b = \frac{E}{X_d} \cos(t + \alpha - 120^\circ) + \frac{E(X_d - X_d')}{X_d X_d'} \cos(t + \alpha - 120^\circ) e^{-\frac{t}{T_0'}} - \frac{E(X_d' + X_q)}{2X_d' X_q} \cos \alpha e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{E(X_d' - X_q)}{2X_d' X_q} \cos(2t + \alpha - 120^\circ) e^{-\frac{t}{T_a}} \quad (35)$$

$$i_c = \frac{E}{X_d} \cos(t + \alpha + 120^\circ) + \frac{E(X_d - X_d')}{X_d X_d'} \cos(t + \alpha$$

$$+ 120^\circ) e^{-\frac{t}{T_0'}} - \frac{E(X_d' + X_q)}{2X_d' X_q} \cos \alpha e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{E(X_d' - X_q)}{2X_d' X_q} \cos(2t + \alpha + 120^\circ) e^{-\frac{t}{T_a}} \quad (36)$$

結 論

本論文에서 取扱한 制動卷線이 없는 凸極機의 3相短絡現象을 解明하는데 있어 ① 于先 任意力率의 電流를 橫軸分과 直軸分으로 分離해서 取扱하는 所謂 Blondel 氏의 2反作用法(two reaction method)를 썼고 ② 各種 Reactance를 表示하는에는 便利한 單位法(per-unit notation)을 使用했으며 ③ 電機子의 1相抵抗은 各種 Reactance(X_d , X_d' , X_q)의 어느것 보단도 僅少值임

參 考 文 獻

으로 實際計算에는 無視했으나 過渡電流의 變化를 左右하는 減衰定數(decreeent factor)에는 큰 影響을 주는 것이 究明되었다. 解析結果로서 ① 3相短絡電流의 初期値는 持續値보다 훨씬 큰 理由로서 短絡電流가 界磁束을 弱하게 만들어 그 反動으로 界磁回路에 一定磁束을 維持하기 爲하여 瞬間적으로 界磁電流가 增大함을 알게 되었고 ② 短絡電流의 直軸分과 橫軸分의 構成成分이 究明檢討되었고 ③ 發電機의 突發短絡電流는 一般的으로 直流分, 基本波交流分 및 第2調波等을 包含하나 그 全部가 時定數의 逆數인 減衰定數에 支配되어서 指數函數曲線에 따라 減衰되어 結局에는 持續短絡電流에 歸着한다는 事實과 ④ 3相短絡은 平衡短絡事故임으로 零相電流는 零이며 各相過渡電流의 位相差가 120° 라는 것에 變함이 없다는 것과 ⑤ 끝으로 凸極機를 定格速度로 運轉해 놓고 이것을 勵磁해서 無負荷電壓을 誘起시켜 그의 3相全端子를 突然 短絡해서 그의 過渡電流의 波形을 Oscillograph로 撮影하면 本論에서 解析한 結果式의 그것과 一致하게 됨을 알수있을 것이다.

(西紀 1963年 3月 9日 接受)

1. Doherty, R.E. and C.A. Nickle, "Synchronous Machines-I, an Extension of Blondel's Two-Reaction Theory," AIEE Transactions, Vol. 45, 1926, pp. 912-926.
2. Park, R.H., "Two-Reaction Theory of Synchronous Machines-II," AIEE Transactions, Vol. 52, 1933, pp. 352-355.
3. Doherty, R.E. and C.A. Nickle, "Synchronous Machines-V, Three-phase Short Circuit," AIEE Transactions, Vol. 49, 1930, pp. 700-714.
4. Concordia, C., "Synchronous Machines Theory and Performance," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1958. pp. 54-74