



線間短絡,一線地絡が同時に発生する場合の凸極同期 発電機の過渡現象

| | |
|-------|---|
| メタデータ | 言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-05-23 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 三浦, 五郎 メールアドレス: 所属: |
| URL | http://hdl.handle.net/10258/3091 |

線間短絡，一線地絡が同時に発生する 場合の凸極同期発電機の過渡現象

三 浦 五 郎

Transients of Salient-pole Synchronous Machine on a Phase Grounded and Two Other Short-circuited Faults

Goro Miura

Abstract

In this paper, the transient performances of a salient-pole type synchronous generator are solved on armature currents, field current, amortisseur currents, phase voltages and short-circuit torque, when there occur at terminals a phase grounded and two other short-circuited faults.

As a result, some formulas are obtained in convenient forms, which can be utilized for the comprehension of transient characteristics of the machine.

I. 緒 言

凸極同期発電機が，電力系統における種々の短絡故障によつて起こる過渡現象の解明は，機器の設計，保護ならびに系統の運転上甚だ重要な問題であることは言をまたない。電機単独の問題としても，短絡故障には3相短絡，線間短絡，1相中性点短絡，2相中性点短絡の4種類があり，そのいづれについても在来から論議されている。ここにとりあげたのは，線間短絡と1相中性点間短絡とが同時に発生する場合の故障であつて，上記4種類の基本的故障の多重問題である。しかし多重問題はこれ以外に起こり得ないのであつて，その意味で基本的故障に比肩する問題といえる。実際には3相短絡と同様，起こる機会は甚だ少ない。そして故障の程度は，3相短絡と2相中性点短絡の中間に位することが推察される。

II. 基礎方程式とその解

同期機械については，基準直交系における Park's equation を用いる。過渡現象中は励磁の変化はないとして，同期リアクタンスに次過渡値を用い，回転子の全回路抵抗を零とおく。なお鉄芯飽和は無視する。さて発電機動作に対する基準系方程式は，電機子抵抗を省略すれ

$$\left. \begin{aligned} -e_d &= px'_d i_d + x'_q i_q \\ -e_q &= E - x'_d i_d + px'_q i_q \\ -e_0 &= px_0 i_0 \\ E &= -x_{afd} I_{f0} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

I_{f0} は無負荷誘起電圧を発生するに必要な励磁直流である。

上式を $(\alpha\beta 0)$ 軸に変換する。同軸は本題のごとき不平衡故障を処理するに便である²⁾。

$$\left. \begin{aligned} e_\alpha &= e_d + e_0 \\ e_\beta &= -\frac{1}{2}e_d + \frac{\sqrt{3}}{2}e_q + e_0 \\ e_c &= -\frac{1}{2}e_d - \frac{\sqrt{3}}{2}e_q + e_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} e_d &= e_\alpha \cos\theta + e_\beta \sin\theta \\ e_q &= e_\alpha \sin\theta - e_\beta \cos\theta \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ば(3)式は Camburn 氏等³⁾によつて導出されている。以上の関係は電圧 e のみならず、電流 i 、磁束 ϕ についても成立することは当然である。(3)式によつて Park's equation (1)式を変換するとき

$$\left. \begin{aligned} -e_d &= \frac{p}{2} \left[x'_d + x'_q + (x'_d - x'_q) \cos 2\theta \right] i_d \\ &\quad + \frac{p}{2} (x'_d - x'_q) \sin 2\theta i_\beta + E \sin\theta \\ -e_\beta &= \frac{p}{2} (x'_d - x'_q) \sin 2\theta i_d \\ &\quad + \frac{p}{2} \left[x'_d + x'_q - (x'_d - x'_q) \cos 2\theta \right] i_\beta - E \cos\theta \\ -e_0 &= px_0 i_0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

これも古く Clark 氏等によつて発表されている³⁾

つぎに発電機の端子条件として無負荷より a 相地絡、 bc 両相間短絡を惹起することとすれば、次式のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} e_a &= 0 \\ e_b &= e_c \\ i_b + i_c &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

- 1) E. Clarke: Circuit Analysis of A-C Power Systems. Vol. I, p. 308.
- 2) R. D. Camburn and E.T.B. Gross: Analysis of Synchronous Machine Short Circuits, T. A. I. E. E. 69, 671 (1950).
- 3) E. Clarke, C. N. Weygandt and C. Concordia: Overvoltages Caused by Unbalanced Short Circuits, T. A. I. E. E. 57, 453 (1938).

これを $(\alpha\beta 0)$ 軸に変換すれば

$$\left. \begin{aligned} e_\alpha + e_0 &= 0 \\ e_\beta &= 0 \\ i_\alpha &= 2i_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(4) 式に条件 (6) 式を賦与するが，抵抗分が無いからこの基礎微分方程式は，直ちに解くことができる。両辺の p は積分して払うことができ，その際の積分常数は $t=0$ において $i_\alpha = i_\beta = 0$ より求め得る。かくして i_α, i_β は次式のごとく算出される。

$$\left. \begin{aligned} i_\alpha &= \frac{2E}{A} \left\{ 2x'_q \cos \theta - (x'_d + x'_q) \cos \theta_0 - (x'_d - x'_q) \cos (2\theta - \theta_0) \right\} \\ i_\beta &= \frac{2E}{A} \left\{ (2x'_q + x_0) \sin \theta - (x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 + (x'_d - x'_q) \sin (2\theta - \theta_0) \right\} \\ A &= x'_d(x_0 + 2x'_d) + x'_q(x_0 + 2x'_d) \\ &\quad - [x'_d(x_0 + 2x'_q) - x'_q(x_0 + 2x'_d)] \cos 2\theta \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

(7) 式は減衰を考慮しない突流を示す。同式で x_0 を $4x_0$ と置換するときは， a 線開放， bc 線間短絡の解式と全く一致することがわかる。

また i_α, i_β の各項を Fourier series によつて展開することもできる。これは次節の減衰率の適用に関係を有するので，一括して示せばつぎのようになる。

$$\begin{aligned} & i_\alpha \text{ の第 1 項} \cdots \cdots \text{奇数高調波} \cdots \cdots \text{減衰率 } C \\ & \quad \left. \begin{array}{l} \text{// 第 2 項} \cdots \cdots \text{偶数} \quad \text{//} \\ \text{// 第 3 項} \cdots \cdots \text{偶数} \quad \text{//} \end{array} \right\} \cdots \cdots \text{// } T_{\alpha\alpha} \\ & i_\beta \text{ の第 1 項} \cdots \cdots \text{奇数高調波} \cdots \cdots \text{減衰率 } C \\ & \quad \left. \begin{array}{l} \text{// 第 2 項} \cdots \cdots \text{偶数} \quad \text{//} \\ \text{// 第 3 項} \cdots \cdots \text{偶数} \quad \text{//} \end{array} \right\} \cdots \cdots \text{// } T_{\alpha\beta} \end{aligned}$$

III. 逆相リアクタンス

突流式 (7) を完成するには，減衰時定数 $C, T_{\alpha\alpha}, T_{\alpha\beta}$ を誘導する必要がある。減衰率の表示には，逆相リアクタンス x_2 を用いるのが便利であるから，まずこれから求めることにしよう。前述のとおり i_α, i_β のそれぞれ第 1 項は奇数調波であり，電流の基本波成分を含んでいる。Fourier 展開によつて示せば

$$\left. \begin{aligned} i_{\alpha (odd)} &= \frac{4E}{x_0 + 2x'_d + \sqrt{(x_0 + 2x'_d)(x_0 + 2x'_d)} x'_d/x'_q} \sum_{n=0}^{\infty} (-b)^n \cos(2n+1)\theta \\ i_{\beta (odd)} &= \frac{2E}{x'_d + \sqrt{x'_d x'_q} (x_0 + 2x'_d)/(x_0 + 2x'_d)} \sum_{n=0}^{\infty} (-b)^n \sin(2n+1)\theta \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ただし

$$b = \frac{\sqrt{x_q''(x_0+2x_d') - \sqrt{x_d''(x_0+2x_q')}}}{\sqrt{x_q''(x_0+2x_d') + \sqrt{x_d''(x_0+2x_q')}}} \quad (9)$$

i_α, i_β の基本波成分 $i_{\alpha 1}, i_{\beta 1}$ は (8) 式の級数第 1 項である。そのベクトル量を $\dot{i}_\alpha, \dot{i}_\beta$ とするとき

$$\begin{cases} \dot{i}_{\alpha 1} = \dot{i}_\alpha \text{ の実数部} \\ \dot{i}_{\beta 1} = \dot{i}_\beta \text{ の実数部} \end{cases}$$

であるから明らかに

$$\begin{aligned} \dot{i}_\alpha &= \frac{4E \epsilon^{j\theta}}{x_0 + 2x_d' + \sqrt{(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')x_d'/x_q''}} \\ \dot{i}_\beta &= \frac{-j2E \epsilon^{j\theta}}{x_d' + \sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')/(x_0 + 2x_q'')}} \end{aligned}$$

一方, Clark によつて ($\alpha\beta 0$) 軸と対称座標軸との関係は

$$\begin{cases} \dot{i}_1 = \frac{1}{2}(\dot{i}_\alpha + j\dot{i}_\beta) \\ \dot{i}_2 = \frac{1}{2}(\dot{i}_\alpha - j\dot{i}_\beta) \end{cases}$$

のごとく与えられるから, これより正相および逆相電流は次式のように算出される。

$$\left. \begin{aligned} \dot{i}_1 &= \frac{1}{D} \left\{ x_q''(x_0 + 4x_d')(x_0 + 2x_q'') \right. \\ &\quad \left. + (x_0 + 4x_q'')\sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')} \right\} E \epsilon^{j\theta} \\ \dot{i}_2 &= -\frac{1}{D} x_0 \left\{ x_q''(x_0 + 2x_d') + \sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')} \right\} E \epsilon^{j\theta} \\ D &= [x_d'(x_0 + 2x_d') + \sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')}] \\ &\quad \times [x_q''(x_0 + 2x_d') + \sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')}] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

別宮貞俊氏は 1 線地絡, 2 線間短絡における対称分電流は

$$\frac{\dot{i}_1}{\dot{i}_2} = \frac{x_0 + 4x_2}{-x_0} \quad (11)$$

であることを古くに発表されている⁴⁾。(10) 式を (11) 式に代入して運算すれば, 逆相リアクタンス x_2 は次式のごとく求まる。

$$x_2 = \frac{2x_d' x_q'' + \sqrt{x_d' x_q''(x_0 + 2x_d')(x_0 + 2x_q'')}}{x_0 + 2x_d' + 2x_q''} \quad (12)$$

上の x_2 において, $x_0 = \infty$ とすれば線間短絡の場合, $x_0 = 0$ とすれば 3 相短絡の場合, また x_0 を

4) 別宮貞俊: 増補対称座標法解説. p. 72.

$4x_0$ と置換すれば 2 線地絡の結果⁵⁾と一致することがわかる。

IV. 減衰率の算定

減衰率は回転子回路の磁束に基づくものと，電機子回路の磁束に基づくものとの 2 種類に大別される。まず前者の減衰率は，回転子回路の直流分および偶数高調波の磁束を支配し，したがって i_a, i_β の基本波を含む奇数調波成分を支配することになる。対称座標法の見地からみれば，正相基本波電流に関しては本短絡は， x_e なる外部リアクタンスを通じての等価 3 相故障に等しい。ここに x_e は

$$x_e = \frac{x_0 x_2}{x_0 + 4x_2} \quad (13)$$

であることは別宮氏の方法⁴⁾から容易に導かれる。故に短絡時定数 T_d'', T_d' は次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} T_d'' &= T_{d0}'' \frac{x_d'' + x_e}{x_d' + x_e} \\ T_d' &= T_{d0}' \frac{x_d' + x_e}{x_d + x_e} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ただし T_{d0}'' および T_{d0}' はそれぞれ，次過渡および過渡直軸開路時定数である。

かくして i_a, i_β の奇数調波成分はつぎのごとくなる。

$$\left. \begin{aligned} i_{a(0ad)} &= \frac{4}{d} x_q'' EC \cos \theta \\ i_{\beta(0ad)} &= \frac{2}{d} (2x_q' + x_0) EC \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

ここに

$$C = \left[\left(1 - \frac{x_d'' + x_e}{x_d' + x_e} \right) \varepsilon^{-t/T_d''} + \left(\frac{x_d'' + x_e}{x_d' + x_e} - \frac{x_d'' + x_e}{x_d + x_e} \right) \varepsilon^{-t/T_d'} + \frac{x_d'' + x_e}{x_d + x_e} \right] \quad (16)$$

つぎに電機子回路に基づく減衰率は， a, β 2 回路の磁束をおのおの独立的に支配する。 a 回路は a 相捲線のみ関与するが， a 相と大地間の抵抗およびリアクタンスは $r + r_0, x_2 + x_0$ である。また

$$\begin{cases} r_0 = r + 3r_g \\ x_0 = x_2 + 3x_g \end{cases}$$

より直ちに

$$T_{aa} = \frac{2x_2 + x_0}{2r + r_0} \quad (17)$$

5) W. C. Deusterhoef: The Negative-Sequence Reactance of an Ideal Synchronous Machine, T. A. I. E. E. 68, 510 (1949).

4) 前出。

を得る。 T_{aa} は i_a のみならず, i_b にも適用される。また β 回路の抵抗およびリアクタンスは $2r, 2x_2$ であるから, 直ちに

$$T_{a\beta} = \frac{x_2}{r} \quad (18)$$

以上の減衰時定数を II 節最後に述べたことによつて, (7) 式の各項に附加すればよい。

さて (2) 式におけると同様の電流変換式を用い, (6) 式の条件を代入すれば

$$\left. \begin{aligned} i_a &= \frac{3}{2} i_a \\ i_b &= -i_c = \frac{\sqrt{3}}{2} i_b \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

を得る。これより不平衡突発電流 i_a, i_b, i_c は, つぎのように算出されるのである。

$$\left. \begin{aligned} i_a &= \frac{3E}{A} \left\{ 2x'_q C \cos \theta - \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 - (x'_d - x'_q) \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{aa}} \right\} \\ i_b &= -i_c = \frac{\sqrt{3}E}{A} \left\{ (2x'_q + x_0) C \sin \theta \right. \\ &\quad \left. - \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 - (x'_d - x'_q) \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

A, C はすでに求めた。 $t=0$ の瞬間では $i_a=i_b=i_c=0$ を満足し, $t=\infty$ では全減衰項は消失する。

V. 界磁過渡電流

回転子各部の電流を計算するには, 回転子附着の両軸電流 i_d, i_q を知る必要がある。端子条件 (5) 式を用いれば, 直交軸と相軸の電流変換は

$$\left. \begin{aligned} i_d &= \frac{2}{3} i_a \cos \theta + \frac{2}{\sqrt{3}} i_b \sin \theta \\ i_q &= \frac{2}{3} i_a \sin \theta - \frac{2}{\sqrt{3}} i_b \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

で与えられるから, これに前節の i_a, i_b を代入すればよい。

$$\left. \begin{aligned} i_d &= \frac{E}{A} \left\{ (4x'_q + x_0 - x_0 \cos 2\theta) C \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 \cos \theta - (x'_d - x'_q) \cos \theta \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{aa}} \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 \sin \theta - (x'_d - x'_q) \sin \theta \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \\ i_q &= -\frac{E}{A} \left\{ x_0 C \sin 2\theta \right. \\ &\quad \left. + 2 \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 \sin \theta - (x'_d - x'_q) \sin \theta \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{aa}} \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 \cos \theta - (x'_d - x'_q) \cos \theta \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

i_a, i_q ともにその第1項は偶数高調波(永久値を含む)を，第2, 3項は奇数高調波を表わす。 i_a の第1項はその3項とも直流分を含んでいるが， i_q の第1項には含まれていないことも，(8)式と比較考察すれば明瞭である。

さて直軸捲線には3個の回路があり，その界磁回路とアモルト回路についてはつぎの関係が成立する⁶⁾。

$$\left. \begin{aligned} E_{fd} &= (R_{fd} + p x_{ffd}) I_{fd} + p x_{f1d} I_{1d} + p x_{afd} i_a \\ 0 &= p x_{f1d} I_{fd} + (R_{1d} + p x_{11d}) I_{1d} + p x_{a1d} i_a \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

各定数は第1図に示すごとくである。上式より I_{fd} を求めると

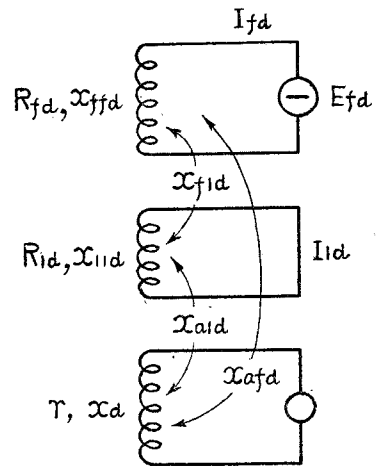
$$\left. \begin{aligned} I_{fd} &= \frac{(p x_{11d} + R_{1d}) E_{fd} - p G(p) i_a}{B(p)} \\ B(p) &= (R_{fd} + x_{ffd} p)(R_{1d} + x_{11d} p) - x_{f1d}^2 p^2 \\ G(p) &= \frac{1}{B(p)} [x_{afd}(R_{1d} + x_{11d} p) - x_{f1d} x_{a1d} p] \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

いま過渡現象中は $p = \infty$ で， I_{fd} の第1項は零となる。したがって定態時 ($p = 0$) の励磁直流のみを考慮すればよい。

$$\left. \begin{aligned} I_{fd}(p=0) &= I_{f0} = \frac{E_{fd}}{R_{fd}} \\ I_{fd} &= I_{f0} - p G(p) i_a \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

あるいは

$$-x_{afd} I_{fd} = E + x_{afd} p G(p) i_a \quad (26)$$



第1図 直軸捲線回路

上式の i_a は(22)式に求めた。この i_a の各項に， $x_{afd} p G(p)$ の対応値を乗じたものを求める。

i_a の直流分の次過渡成分，および直流分以外のすべての高調波においては，回転子全回路の抵抗はそのリアクタンスに比し省略できる。このときの $x_{afd} p G(p)$ は

$$[x_{afd} p G(p)]_{p=\infty} = k(x_a - x'_a)$$

ただし

$$k = \frac{x_{11d} x_{afd}^2 - x_{f1d} x_{a1d} x_{afd}}{x_{11d} x_{afd}^2 - 2x_{f1d} x_{a1d} x_{afd} + x_{ffd} x_{a1d}^2} \quad (27)$$

i_a の直流分の過渡成分においては対応値は

$$[x_{afd} p G(p)]_{R_{1d}=\infty, p=\infty} = x_a - x'_a$$

また i_a の直流分の定常成分においては

6) 三浦五郎：直列コンデンサ三相故障時の同期機界磁内部における異常突流の解析。連大，365 (昭30)。

$$[x_{afd} p G(p)]_{p=0} = 0$$

である。以上より界磁電流の直流分の減衰は次式の F によるべきである。

$$F = (x'_d + x_e) \left[\left(\frac{k(x_d - x'_d)}{x'_d + x_e} - \frac{x_d - x'_d}{x'_d + x_e} \right) \varepsilon^{-t/T_{d''}} + \frac{x_d - x'_d}{x'_d + x_e} \varepsilon^{-t/T_{d'}} \right] \quad (28)$$

アモルトを有しないときは F は

$$F = (x_d - x'_d) \varepsilon^{-t/T_{d'}}$$

である。

ところで i_a の直流分は C によつて減衰する。この直流分は (22) 式の第 1 項

$$\frac{E}{A} (4x'_q + x_0 - x_0 \cos 2\theta)$$

に含まれる。この値は対称座標法の理論より、 $\frac{E}{x'_d + x_e}$ であることが了解される。以上の関係を (25) または (26) 式に代入すれば、界磁過渡電流はつぎのごとく完成する。

$$\left. \begin{aligned} I_{fa} &= I_{f0} + \frac{I_{f0}}{x'_d + x_e} F \\ &+ k(x_d - x'_d) I_{f0} \left\{ \left[\frac{1}{A} (4x'_q + x_0 - x_0 \cos 2\theta) - \frac{1}{x'_d + x_e} \right] C \right. \\ &- \frac{2}{A} \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 \cos \theta - (x'_d - x'_q) \cos \theta \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\alpha}} \\ &\left. - \frac{2}{A} \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 \sin \theta - (x'_d - x'_q) \sin \theta \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

$t=0$ の瞬間は $I_{fa} = I_{f0}$, $t = \infty$ では偶数高調波の永久項が残存する。

VI. 制動捲線電流

直軸および横軸のアモルト電流 I_{1a} , I_{1q} についても、界磁電流 I_{fa} と同様の計算によつて求まる。(23) 式を I_{1a} について解けば

$$\left. \begin{aligned} I_{1a} &= -\frac{p x_{f1a}}{B(p)} E_{fa} - p H(p) i_a \\ H(p) &= \frac{1}{B(p)} \left[x_{a1a} (R_{fa} + x_{ffa} p) - x_{f1a} x_{a1a} p \right] \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

定態時は $I_{1a}(p=0) = 0$ である。故に

$$I_{1a} = -p H(p) i_a$$

$p H(p)$ あるいは $x_{a1a} p H(p)$ の対応値を求める。

$$\left\{ \begin{aligned} [x_{a1a} p H(p)]_{p=\infty} &= (1-k)(x_d - x'_d) \\ [x_{a1a} p H(p)]_{R_{1a}=\infty, p=\infty} &= 0 \\ [x_{a1a} p H(p)]_{p=0} &= 0 \end{aligned} \right.$$

したがって直流分の減衰については， i_d は C によつたが， I_{1d} は次式

$$R = (1-k)(x_d - x'_d) \varepsilon^{-t/T_d''} \tag{31}$$

によるべきである。

かくて直軸アモルト電流 I_{1d} はつぎのように算出される。

$$\left. \begin{aligned} -x_{a1d} I_{1d} &= \frac{E}{x'_d + x_e} R \\ &+ (1-k)(x_d - x'_d) E \left\{ \left[\frac{1}{A} (4x'_d + x_0 - x_0 \cos 2\theta) - \frac{1}{x'_d + x_e} \right] C \right. \\ &- \frac{2}{A} \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 \cos \theta - (x'_d - x'_q) \cos \theta \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\alpha}} \\ &\left. - \frac{2}{A} \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 \sin \theta - (x'_d - x'_q) \sin \theta \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \end{aligned} \right\} \tag{32}$$

つぎに横軸アモルト電流 I_{1q} については第2図の回路定数に対し

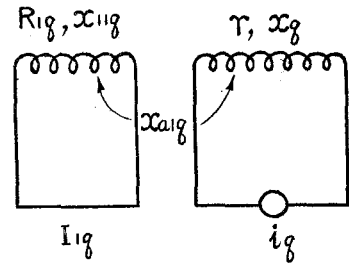
$$0 = (R_{1q} + p x_{11q}) I_{1q} + p x_{a1q} i_q$$

が成立する。 i_q はすでに求めたが直流分を有しないから，全交流分に関しては $p = \infty$ とおいて

$$x_{a1q} I_{1q} = -(x_q - x'_q) i_q \tag{33}$$

を得る。これを計算すれば次式のごとくなる。

$$\left. \begin{aligned} x_{a1q} I_{1q} &= \frac{(x_q - x'_q) E}{A} \left\{ x_0 C \sin 2\theta \right. \\ &+ 2 \left[(x'_d + x'_q) \cos \theta_0 \sin \theta - (x'_d - x'_q) \sin \theta \cos (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\alpha}} \\ &\left. - 2 \left[(x'_d + x'_q + x_0) \sin \theta_0 \cos \theta - (x'_d - x'_q) \cos \theta \sin (2\theta - \theta_0) \right] \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \right\} \end{aligned} \right\} \tag{34}$$



第2図 横軸巻線回路

VII. 等価励磁と短絡相電圧

直軸と横軸に存在する磁束 ψ_d, ψ_q を考える。

$$\left. \begin{aligned} \psi_d &= x_{afd} I_{fd} + x_{a1d} I_{1d} + x_d i_d \\ \psi_q &= x_{a1q} I_{1q} + x_q i_q \end{aligned} \right\} \tag{35}$$

I_{fd}, I_{1d}, I_{1q} はすでに算出したから，これらを上式に代入してさらに

$$E + \frac{E}{x'_d + x_e} (R + F) = \left\{ E + \frac{x_d - x'_d}{x'_d + x_e} E \right\} C$$

の関係を利用すれば，直軸の2回転子回路に基づく等価励磁は

$$-(x_{afd}I_{fd} + x_{aid}I_{id}) = EC + (x_a - x'_a)i_a$$

となる。横軸励磁はアモルト回路による $x_{qiq}I_{iq}$ だけである。以上の関係を用いれば、(35) 式の ϕ_a, ϕ_q はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_a &= -EC + x'_a i_a \\ \phi_q &= x'_q i_q \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

ここに i_a, i_q は(22)式に示すとおりである。

いま i_a, i_q を(3)式に示すとき電流変換によつて、 i_a, i_β で表示すれば

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_a &= -EC + x'_a (i_a \cos \theta + i_\beta \sin \theta) \\ \phi_q &= x'_q (i_a \sin \theta - i_\beta \cos \theta) \end{aligned} \right.$$

故に a 相磁束 ϕ_a はつぎのように計算される。

$$\begin{aligned} \phi_a &= \phi_a \cos \theta + \phi_q \sin \theta = -EC \cos \theta \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[x'_a + x'_q + (x'_a - x'_q) \cos 2\theta \right] i_a + \frac{1}{2} (x'_a - x'_q) \sin 2\theta i_\beta \end{aligned}$$

さて端子条件(5), (6) 両式より

$$\begin{aligned} e_b = e_c &= -\frac{1}{2} e_a + e_0 = -\frac{3}{2} e_a \\ &= -\frac{3}{2} (-p\phi_a) = \frac{3}{2} p\phi_a \end{aligned}$$

を得るから、これに上式の ϕ_a を代入すれば短絡相電圧は

$$\left. \begin{aligned} e_b &= \frac{3}{4} p \left[x'_a + x'_q + (x'_a - x'_q) \cos 2\theta \right] i_a \\ &\quad + \frac{3}{4} p (x'_a - x'_q) \sin 2\theta i_\beta + \frac{3}{2} EC \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

となる。これに i_a, i_β の減衰項を附加した完全式を代入すればよいのであるが、この結果はとうてい簡潔でない。いま簡便な近似として、 $x'_a = x'_q$ なる対称機の条件を用いれば

$$e_b = \frac{3x_0 EC}{2(x_0 + 2x'_a)} \sin \theta \quad (38)$$

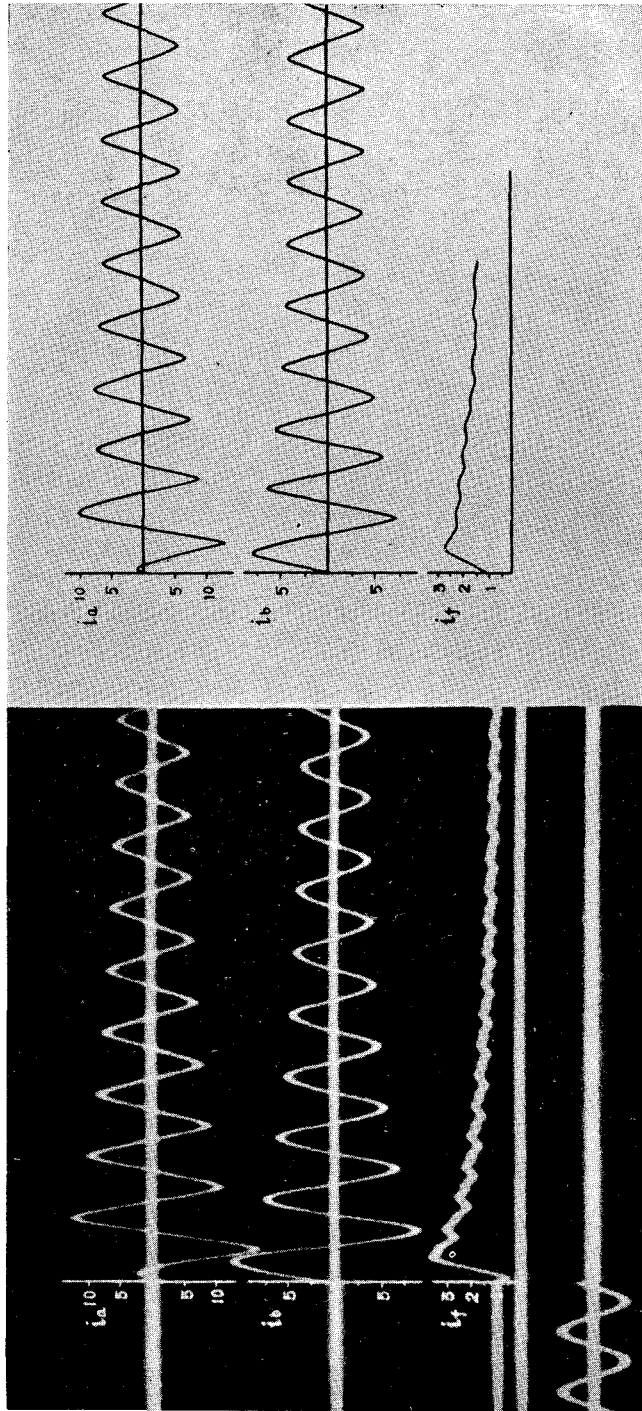
を得る。

VIII. 短絡回転力

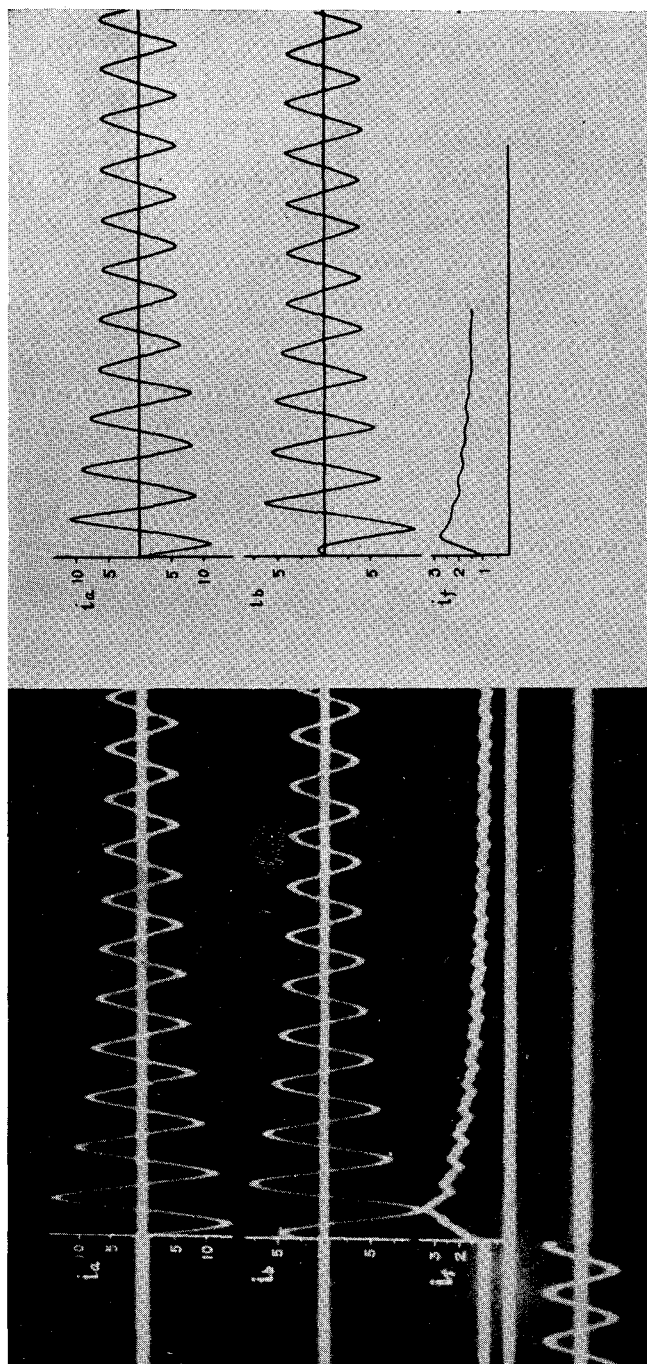
基準直交系における回転力は

$$T = \phi_a i_q - \phi_q i_a$$

である。(36)式の ϕ_a, ϕ_q を用いれば



第3図 電機子巻線電流 i_a , i_b および界磁巻線電流 i_f ($\theta_0 = 0$)



第 4 図 電機子捲線電流 i_a, i_b および界磁捲線電流 i_f ($\theta_0 = \pi/2$)

$$T_{\text{exa}} = -i_q [EC + (x'_a - x''_a) i_a] \quad (39)$$

i_a, i_q は (22) 式に示すものを用いる。近似式として $x'_a = x''_a$ とおくときは

$$T_{\text{app}} = -i_q EC$$

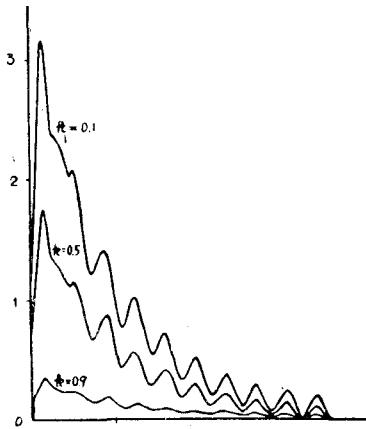
であり，以下これを計算するとつぎの結果を得る。

$$T_{\text{app}} = E^2 \left\{ \frac{x_0 C^2}{2x''_a (2x''_a + x_0)} \sin 2\theta + \frac{2C \varepsilon^{-t/T_{a\alpha}} \cos \theta_0}{2x''_a + x_0} \sin \theta - \frac{C \varepsilon^{-t/T_{a\beta}} \sin \theta_0}{x''_a} \cos \theta \right\} \quad (40)$$

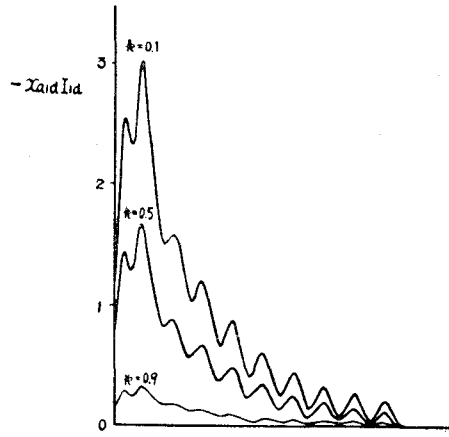
IX. 数値例と実験

実験室内の小型凸極同期機を使用して実験し，またその定数を用いて各種過渡現象を計算し検討を加える。同期機定数 (飽和値) はつぎのとおりである。

| | | |
|---------------|-----------------|----------------|
| $x'_a = 0.14$ | $x'_d = 0.15$ | $x_0 = 0.06$ |
| $x'_q = 0.12$ | $r = 0.06$ | $k = 0.9$ |
| $x_d = 0.39$ | $T'_{d0} = 8.7$ | $E = \sqrt{2}$ |
| $x_q = 0.31$ | $T'_{d0} = 49$ | $I_{f0} = 1$ |



第5図 直軸制動捲線電流 I_d
($\theta_0 = 0$)



第6図 直軸制動捲線電流 I_d
($\theta_0 = \pi/2$)

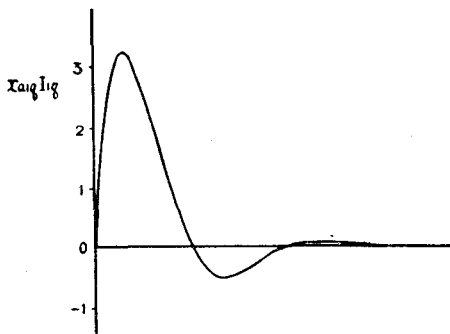
本文の (20), (29), (32), (34), (38), (39), (40) の各式より，上の定数に対する電機子電流 i_a, i_b ，界磁電流 I_{fd} ，制動捲線電流 $-x_{ad} I_d, x_{aq} I_q$ ，短絡相電圧 e_b ，短絡回転力 $T_{\text{exa}}, T_{\text{app}}$ を計算できる。この計算式の一部をつぎに示す。

$$i_a = \frac{1}{A} \left\{ (0.387 + 0.568 \varepsilon^{-t/19.9} + 0.062 \varepsilon^{-t/8.17}) \cos \theta - 1.10 \varepsilon^{-t/1.77} \cos \theta_0 + 0.085 \varepsilon^{-t/1.77} \cos (2\theta - \theta_0) \right\}$$

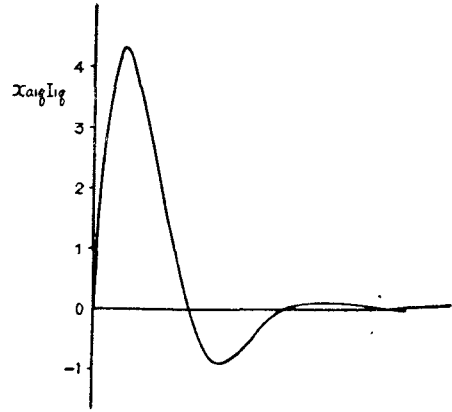
$$i_b = \frac{1}{A} \left\{ (0.28 + 0.41 e^{-t/19.9} + 0.045 e^{-t/8.17}) \sin \theta \right. \\ \left. - 0.784 e^{-t/2.16} \sin \theta_0 + 0.049 e^{-t/2.16} \sin(2\theta - \theta_0) \right\}$$

$$A = 0.083 - 0.0012 \cos 2\theta$$

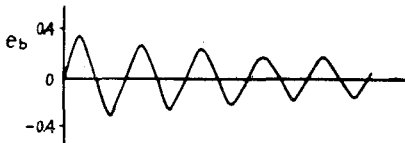
$$I_{fd} = 1 + 1.47 (e^{-t/19.9} - e^{-t/8.17}) \\ + k \left\{ 1.63 e^{-t/8.17} + \left(\frac{0.135 - 0.015 \cos 2\theta}{A} - 1.63 \right) \right. \\ \left. \times (0.38 + 0.558 e^{-t/19.9} + 0.061 e^{-t/8.17}) \right. \\ \left. - \frac{1}{A} \left[0.13 \cos \theta_0 \cos \theta - 0.01 \cos \theta \cos(2\theta - \theta_0) \right] e^{-t/1.77} \right. \\ \left. - \frac{1}{A} \left[0.16 \sin \theta_0 \sin \theta - 0.01 \sin \theta \sin(2\theta - \theta_0) \right] e^{-t/2.16} \right\}$$



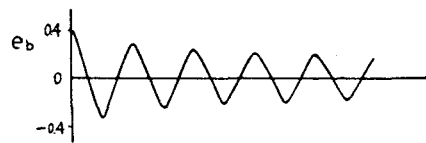
第7图 横轴制动捲線電流 I_{1q} ($\theta_0 = 0$)



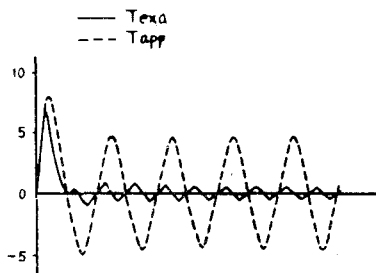
第8图 横轴制动捲線電流 I_{1q} ($\theta_0 = \pi/2$)



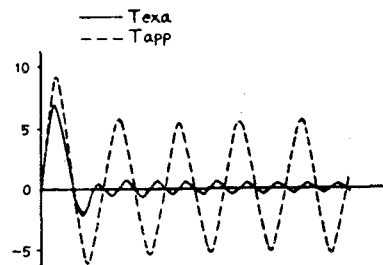
第9图 短絡相電圧 e_b ($\theta_0 = 0$)



第10图 短絡相電圧 e_b ($\theta_0 = \pi/2$)



第11图 短絡回轉力 T ($\gamma_0 = 0$)



第12图 短絡回轉力 T ($\gamma_0 = \pi/2$)

I_{1d} , I_{1q} , e_b , T については数式を省略する。以上を第 3 図～第 12 図に示す。なお実験による電磁オシログラムとの比較を第 3, 4 図に示してある。

X. 結 言

凸極同期機の過渡現象の研究を大別すると，負荷回路に静電コンデンサを含まない場合と含む場合になる。送電線路が直列 R , L 回路とみなされるときは，同期機の直横リアクタンスにそれぞれ加算して解析すればよい。コンデンサを含まないときは，3相，線間，1相中性点のそれぞれ短絡に関して有名な Doherty, Nickle 氏⁷⁾の研究があり，また2相中性点短絡には Smith 氏⁸⁾等の研究がある。コンデンサを含む場合は多くの高調波が出現して，現象は複雑となるがこの場合の解析は最近筆者によつて，3相および線間短絡について完成された^{9)~11)}。続いてコンデンサを有する場合の2相中性点短絡と，本文にとりあげたとき特殊短絡の解析が，今後に残される問題となる。

本論文は1線地絡，他2線間短絡という故障が，2相中性点短絡と甚だ相似する問題であることを示し，あわせて各種突流，電圧および短絡回転力を解析したものである。それらは各節に示す近似式で与えられ，かつ十分の精度をもつて実験値と合致することがわかつた。

本研究は，北大工学部小串孝治教授の御指導に負うところ大であることを記し，謝意を表す。また有益な御助言を頂いた早大埴野一郎教授と，御討議下さつた本学電気工学科諸教官に感謝する。

(昭和 32 年 4 月 30 日受理)

-
- 7) R. E. Doherty and C. A. Nickle: Synchronous Machines—IV and V, T. A. I. E. E. 47, 457 (1928), 49, 700 (1930).
 - 8) J. B. Smith and C. N. Weygandt: Double-Line-to-Neutral Short Circuit of an Alternator, T. A. I. E. E. 56, 1149 (1937).
 - 9) 三浦五郎: 直列コンデンサ補償送電線における三相突流理論. (第 1 報), 電学誌, 73, 1345 (1953).
 - 10) 三浦五郎: 同上. (第 2 報), 電学誌, 74, 930 (1954).
 - 11) 三浦五郎: 直列コンデンサ系統における線間短絡突流. 電学誌, 77, 404 (1957).