外部帰還形直列3相可飽和リアクトルのモード解析

同志社大学 岩 本 国 三

同志社大学 戸 高 敏 之

1. ま え が き

直列形可飽和リアクトルは、最も通俗な装置の一つであるが、その3相のものの動作に関しては、古く Milnes 氏により解析の原形⁽¹⁾が示されてから、自由および拘束磁化のものが小林氏⁽²⁾、いわゆる中間磁化のものが筆者らの手⁽³⁾⁻⁽⁵⁾により解析されている。これに外部帰還を施したものはいまだ十分な解析例を見受けなかったので、筆者らは長年この解析に従事し、今回その結果を報告するものである。

この解析の成果として、発生するモードは6個で多岐の動作状態をもつことが判明したほかに、理論上の制御特性が必ずしも一般に信じられているような直線ではなくわん曲する場合があることも明らかにできた。このわん曲の有無を支配するものは帰還回路の巻線抵抗であり、もし巻線の抵抗が制御特性の直線性を保つために不足であるときは補足の抵抗を追加して必要を満たすことになる。これらの抵抗を総称して補償抵抗と名づけ、制御特性の直線性を保つに必要な補償抵抗があるとき“補償あり”，そうでない場合を“補償なし”と呼ぶ。

第1図と第2図は本解析に使用した回路構成および磁心の理想特性を示す。第1図において R_f が零の場合は、たとえ整流器に順抵抗および逆抵抗が仮定されても、この種抵抗の電圧降下の中、順抵抗の負荷電流によるものは、負荷抵抗と類似の働きをして、第1図の e_{n+} を e_{n-} より高める効果がないことが主因とな

第1図 補償抵抗付帰還回路

Fig. 1. Feedback circuit with compensating resistance.

第2図 磁心の理想特性

Fig. 2. Idealized magnetization characteristic used for analysis.

り、発生するモードのすべてにおいて制御特性に直線性がないことを証明することができる。⁽⁶⁾

本論文では“補償あり”の場合だけについて調べたモードを紹介し、そのまとめとして制御特性、磁心の磁束レベルを評価し、なお要点において“補償なし”の場合と比較する。

2. 諸モードの解

各部の電圧、電流、巻線比などの諸定数を第1図に

Mode-Analysis of Three Phase Series Saturable Reactor with External Feedback. By K. IWAMOTO Member & T. TODAKA, Member (Engineering Department of Doshisha University)

岩本国三：正員，同志社大学工学部

戸高敏之：正員，同志社大学工学部

記入のように定める。各相の磁心に対する名称は第1図左側のものを+磁心、右側のものを-磁心とする。 u 相+磁心が飽和することにより、 u 相の飽和個数が初めて2個となるとき点弧角を α とし、この α より引続いて電角 $\pi/3$ の範囲を第1区と称する。1サイクル6区より成っている定常状態の諸モードは第1区で評価すれば十分で、他の5区の状態は第1区のものを転換して得られる。

帰還整流器の順抵抗は零とし逆抵抗はいったんこれを考えしかる後無限大にとる。この手続きで第1図の電位 e_{n+} および e_{n-} が不確定なしに定められる。帰還整流器の順逆抵抗を有限値として解析することは、“補償あり”において筆者らにより部分的に検討されたが、“補償なし”と同様に発生モード、制御特性に重大な支配を及ぼさぬことが判明したので、本論文では整流器は理想的なものとする。

諸モードは磁心の飽和、不飽和の動作状態と整流器の導通、不導通の動作状態の組み合わせせりなる6種類の動作形態の連鎖で作られるが、連鎖の形態は多様である。第3図はこのような連鎖を判りやすく表示するために考案した表示形式と連鎖の例を示す。

ここで横形の黒短ざくの記号は不飽和磁心の巻線を示し、位置が左のものは+磁心、右のものは-磁心を示す。各整流器の記号は、これらが不導通の場合を示す。巻線、整流器がそれぞれ飽和、導通に属せばその位置の記号を消す。なお、端子は上中下が u, v, w 各相に対応しているものとする。

総計6種類以内の各種動作形態の連鎖を決定するも

第3図 磁心不飽和および整流器不導通を示すモード図(第1区)

Fig. 3. Mode-graph in first domain showing unsaturated cores and unconducting rectifiers.

のは磁心の磁束変化の1サイクルの再帰性、飽和解除の条件、相電流の閉止、 e_{n+} と e_{n-} の差の評価などである。

第3図は単なる組み合わせ例を示したのではなく実際に解いて追跡された連鎖を示す。それぞれの動作形態には各欄の上に記入してある名称を与える。第1図で動作形態を任意に指定したとき、回路には通常のキルヒホッフ第1および第2法則による連立方程式が成立する。この場合、不飽和磁心を含む巻線には変圧器作用が営まれるものとする。これらの回路方程式を列記することは、自明かつ冗長であるので省略する。

一つの動作形態には連立方程式を解くことにより、各部電圧電流の解が得られる。すべての動作形態について得られた解を表示すると第1表となる。動作形態の名称は多様であるが、解は6種である。表中の定数 m, n_0, k, k_1, k_2 は次の定義に従う。

$$\begin{aligned} m &= (1 - N_f/N_0), \quad n_0 = N_0/N_c, \\ k &= n_0^2, \quad R_c/R_l, \quad k_1 = m^2 k + R_f/R_e + 2, \\ k_2 &= 1 + 2(R_f/R_e + m^2 k)/3 \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

これら6種の動作形態の中のいくつかが連鎖し、諸モードを作ってゆく状況を以下解析するのであるが、これに先だてて補償条件を示すことにする。

3. 補償条件

制御特性を直線化するには第1図の R_f を適当ならしめればよい。 R_f の効果を定性的に見ると、これは帰還回路に誘導される調波電圧が帰還整流器により整流され帰還電流となるのを防止するように存在すると考えることができる。ゆえに防止の目的を達成する条件は、 R_f を用いて e_{n+} を常に e_{n-} より高い電位に保たしめることである。いま、 w 相-磁心が不飽和の場合を考えると、等アンペアターンの法則により次式が成立する。

$$N_0 i_{qw} - N_c i_c - N_f i_f = 0 \dots\dots\dots (2)$$

また、 e_{n+} を e_{n-} より常に高い電位に保つには

$$e_{n+} - e_{n-} = N_f (E_c - i_c R_c) / N_c + i_f R_f > 0 \dots\dots\dots (3)$$

(2), (3)両式から(3)式が E_c の値のいかににかかわらず成立する条件を求めると

$$N_f (1 - N_f/N_0) k / N_0 \leq R_f / R_l \dots\dots\dots (4)$$

補償の目的を達する R_f は(4)式を満足すればいかなる値でもよいが、無用の損失を招かぬために等号をとることを推奨する。また、なるべく R_f を低く保とうとするならば k は適当に小さくすべきである。以後解析は(4)式が成立する R_f が接続されている場合とし

第 1 表 各部電圧電流の計算式 (第 1 区)

Table 1. Solutions for each part of modes in first domain.

		第 3 モード A_1		第 1 モード A_1		
		第 4 モード A_3		第 2 モード A_1		
	第 4 モード A_2	第 4 モード A_1	第 3 モード A_2	第 3 モード B	第 1 モード A_2	
	第 4' モード A_2, A_3	第 4' モード A_1, A_3	第 4 モード A_4	第 4 モード B		
	第 5 モード A	第 5 モード B	第 4' モード A_4, A_5	第 4' モード B	第 2 モード A_2	第 1 モード B
e_{gu+}	0	0	0	0	0	0
e_{gu-}	0	0	0	0	0	$e_v - e_w - n_0 E_c$
e_{gv+}	0	0	0	$-3e_u/2 + \{mk(e_v - e_w) + (2 + R_f/R_l)n_0 E_c\}/2k_1$	$(-3e_u + n_0 E_c)/2$	$3e_v - n_0 E_c$
e_{gv-}	0	0	0	0	0	0
e_{gw+}	0	0	0	0	0	0
e_{gw-}	0	$\{mke_w - (1 + 2R_f/3R_l)n_0 E_c\}/k_2$	$\{mk(e_w - e_v) - (2 + R_f/R_l)n_0 E_c\}/k_1$	$-3e_u/2 - \{mk(e_v - e_w) + (2 + R_f/R_l)n_0 E_c\}/2k_1$	$-(3e_u + n_0 E_c)/2$	$e_v - e_u - n_0 E_c$
i_{pu}	$e_u/R_l(1 + 2R_f/3R_l)$	$\{e_u + \{(R_f/R_l + m^2k)e_w - mn_0 E_c\}/k_2\}/R_l$	0	0	0	0
i_{pv}	$e_v/R_l(1 + 2R_f/3R_l)$	$\{e_v + \{(R_f/R_l + m^2k)e_w - mn_0 E_c\}/k_2\}/R_l$	$(e_v - e_w - mn_0 E_c)/R_l k_1$	$(e_v - e_w - mn_0 E_c)/R_l k_1$	0	0
i_{pw}	$e_w/R_l(1 + 2R_f/3R_l)$	$(3e_w + 2mn_0 E_c)/R_l k_2$	$(e_w - e_v + mn_0 E_c)/R_l k_1$	$(e_w - e_v + mn_0 E_c)/R_l k_1$	0	0
i_c	E_c/R_c	$n_0 m(3e_w + 2mn_0 E_c)/R_l k_2$	$n_0 m(e_w - e_v + mn_0 E_c)/R_l k_1$	$n_0 m(e_w - e_v + mn_0 E_c)/R_l k_1$	0	0
e_{n+}	0	$\{2R_f/R_l - (1 + 2N_f/N_g)mk\}e_w + (1 + 2N_f/N_g + 2R_f/R_l)n_0 E_c\}/k_2$	$e_w - \{(1 + mk)(e_w - e_v) + (2 + R_f/R_l + m)n_0 E_c\}/k_1$	$e_u + \{(R_f/R_l - N_f/N_g)k(e_w - e_v) + (R_f/R_l + 2N_f/N_g)n_0 E_c\}/2k_1$	$e_u + n_0 E_c/2$	$-2e_v + 3n_0 E_c/2$
e_{n-}	0	$\{-(R_f/R_l + m^2k)e_w + mn_0 E_c\}/k_2$	$e_v - \{e_v - e_w - mn_0 E_c\}/k_1$	$e_u - \{(R_f/R_l - N_f/N_g)k(e_w - e_v) + (R_f/R_l + 2N_f/N_g)n_0 E_c\}/2k_1$	$e_u - n_0 E_c/2$	$-2e_v + n_0 E_c/2$

て行なう。

4. モード解析

〈4・1〉 第 1 モード このモードは最小ゲート電流の通流形態であり、飽和個数 3 と 4 の動作形態が混在したものとなる。

帰還ありでは帰還なしの場合と異なり通流形態が各整流器の導通、不導通の別により多種あり得る。これら動作形態のすべてについて一応解を作ることができるが、動作形態の移動に当って物理条件から連鎖が不可の形態があるため、これらのすべてを吟味して除外すると、結局、連鎖可能なものとして第 3 図第 1 モード欄に示した A_1, A_2, B をつないだものが残る。第 3 図は u 相 + 磁心の飽和角 α より w 相 - 磁心の飽和角 $\alpha + \pi/3$ に至る区間 (第 1 区) を示し、動作形態は A (主通流モード), B (転移モード) に分類し脚号で派生を示す。各動作形態の解は第 1 表第 1 モード欄に示したとおりであり、記載を省略した電位 e_{nu}, e_{nv}, e_{nw} は第 1 表を参照し、電源電圧より巻線電圧と負荷電圧とを

差引いて導出できる。

動作形態 A_1 より A_2 に整流器の動作で転移 (以下略して整流転移) する位相角 γ_2 は、負電流 i_{gv} が時間の経過に伴って零となる条件 $i_{gv} = 0$ より

$$\sqrt{3} \cos \gamma_2 = -m v_c \quad (v_c = N_g E_c / N_c E_m) \quad (5)$$

(γ_2 に先んじる意味の整流転移角 γ_1 に該当するものは“補償なし”で現われ、これは条件 $e_{n+} = e_{n-}$ で決定されるが“補償あり”では存在しない)

磁心の作用で動作形態が転移 (以下略して磁気転移する) 位相角 β は u 相の - 磁心を飽和より解除する条件 $e_{gu-} = 0$ より

$$\sqrt{3} \cos \beta = v_c \quad (6)$$

u 相 - 磁心の β から $\alpha + \pi$ までの磁束変化量が零でなければならぬことから飽和角 α は求められ、次の関係となる。

$$\sqrt{3} m k (\sin \alpha - \sin \gamma_2) / k_1 + (2 + R_f/R_l) v_c (\gamma_2 - \alpha) / k_1$$

$$+v_c(\alpha-\gamma_2+\pi/3)=0 \dots\dots\dots (7)$$

最小の通流形態は $v_c=0$ より始まり、 γ_2 と β と α の3者が一致する。この場合の α を α_1 と称え、これは $\pi/2$ である。

ゲート電流を積分して一相の平均値 $\bar{i}_g$ を求めると

$$\bar{i}_g=2N_c E_c/3N_g R_c \dots\dots\dots (8)$$

(8)式は α のいかに関わらず $\bar{i}_g$ と E_c/R_c に比例性があることを示す。制御電流の平均値 $\bar{i}_c$ は最大出力電流の平均値を $\bar{I}_g=2E_m/\pi R_i$ とすれば

$$\bar{i}_c/\bar{I}_g=\pi v_c/2k \dots\dots\dots (9)$$

この $\bar{i}_c$ は以下の全モードを通じて計算されたが全部同一の算式となる。

〈4.2〉 第2モード v_c を増加すると α は進みついに $\alpha=\beta-\pi/3$ となり、動作形態 B は消失する。これは新しいモードであるので第2モードと称える。これを第3図の第2モード欄に示す。 γ_2 は第1モードのそれと条件に変化なく、 α の算式は $\alpha \geq \gamma_2 - \pi/3$ の範囲では第1モードのそれと同一である。 v_c が増加し α が進むと $\alpha \leq \gamma_2 - \pi/3$ となり、 A_2 は消失する。この場合の α の算式は上記に伴う修正を施し次式で定められる。

$$\sqrt{3} m k \sin(\alpha - \pi/3) = -\pi(2 + R_f/R_i) v_c/3 \dots\dots\dots (10)$$

A_2 が消失する境界の α は条件 $\alpha = \gamma_2 - \pi/3$ を用いて次式で求める。

$$\tan \alpha |_{\alpha=\gamma_2-\pi/3} = \frac{\sqrt{3} m^2 k + \pi(2 + R_f/R_i)/3}{m^2 k + \pi(2 + R_f/R_i)/\sqrt{3}} \dots\dots\dots (11)$$

第1モードと第2モードの境界の α を α_2 と称え、 α_2 は(6)式に条件 $\alpha = \beta - \pi/3$ を用いて(5)、(7)

第4図 $\alpha-k$ 線図の例

Fig. 4. An example of $\alpha-k$ diagram.

式から決定されるが、他方(11)式の数値計算結果はほとんどの k に対してほぼ $\pi/6$ となり、 α_2 に接近したことになる。第4図 $\alpha-k$ 線図に計算例を示す。

第2モードにおいてゲート電流の平均値は計算の結果(8)式と一致し、第1モードと同様制御特性に比例性が保たれる。

この第2モードが帰還なしの第2モードと非常に異なる点は、非通流となる期間 A_2 が若干とはいえ存在しうることである。しかもこの動作形態 A_2 は磁心の飽和状況からは通流可であるのに整流器の作用で通流不可となる特別の場合である。

〈4.3〉 第3モード v_c の増大によって飽和角 α がさらに進むと、 v 相と磁心の電圧 e_{ov+} が α において正となる機会を生じ、 $e_{ov+} \leq 0$ の状態まで磁束が飽和を持続する状態を生じる。これが第3モードであり第3図第3モード欄に示されるような飽和磁心数5個の動作形態を含む。

動作形態 A_1 から A_2 への整流転移角 γ_4 は $i_{ov}=0$ の条件で求め次式となる。

$$3k_1 \sin \gamma_4 + \sqrt{3}(k_1 - 2) \cos \gamma_4 = 2m v_c \dots\dots\dots (12)$$

(γ_4 に先んじる意味の整流転移角 γ_3 は“補償なし”において条件 $e_{nu}=e_{n+}$ となる機会に現われ“補償あり”では出現しない)

磁気転移角 β は $e_{ov+}=0$ の条件から

$$3k_1 \sin \beta + \sqrt{3} m k \cos \beta = (2 + R_f/R_i) v_c \dots\dots\dots (13)$$

第3モードを生じる境界の α を α_3 とすると、これはこのモードにおける転移角 β の算式(13)式に、(10)式を組み合わせ条件 $\beta = \alpha$ を用いて決定できる。前と同様その計算例を第4図に示す。

α の算式は A_1 の脱落した動作形態($\alpha_3 > \alpha > \alpha_4 = \gamma_4$)の場合、第2モードの(10)式が用いられる。 A_1 が生じた場合($\alpha < \alpha_4 = \gamma_4$)には、 α は次式で求められる。

$$\begin{aligned} & [\sqrt{3} m k \{ \sin(\alpha + \pi/3) - \sin \gamma_4 \} \\ & - (2 + R_f/R_i) v_c (\alpha - \gamma_4 + \pi/3)] / k_1 \\ & + [m k \{ \cos(\gamma_4 - \pi/3) \cos(\alpha - \pi/3) \} \\ & - (1 + 2R_f/3R_i) v_c (\gamma_4 - \alpha)] / k_2 = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

A_1 が生じる境界の α は(12)式に条件 $\alpha = \gamma_4$ を用い、かつ(10)式を用いれば

$$\begin{aligned} & \tan \alpha |_{\alpha=\gamma_4} = \frac{m^2 k \{ 3 - \pi(2 + R_f/R_i)/\sqrt{3} \}}{\pi(2 + R_f/R_i)^2 + m^2 k^*} \\ & * \frac{-\pi(2 + R_f/R_i)/\sqrt{3}}{\{\sqrt{3} + \pi(2 + R_f/R_i)\}} \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

その数値計算例を第4図に示す。これは α_3 にごく近接して現われる。

ゲート電流の平均値は、このモードにおいても(8)式と一致するので、制御電流に対する比例性が保たれる。

〈4.4〉 第4モード v_c をさらに増加すると、 w 相-磁心が第3モードの A_1 の負電圧でいったん飽和する期間を生じるが、しかし再び e_{ow-} が正となり、 w 相-磁心が再度不飽和となる。これが第4モードで動作形態の連鎖は第3図第4モード欄に示される。

γ_4 , β は前モードと同一の決定条件に従いが、(12), (13)式で求められる。再磁気転移角 β' は条件 $e_{ow-} = 0$ で求まり、次式となる。

$$-mk \sin(\beta' - \pi/3) = (1 + 2R_f/3R_l)v_c \quad \dots\dots\dots (16)$$

α, α' の決定条件は w 相-磁心の $\beta' - \pi/3$ から α' までと、 β' から $\alpha + \pi/3$ までの両期間の磁束変化量が零であることから求められる。したがって、決定のための算式は次の両式となる。

$$\begin{aligned} & \{mk\{\cos(\alpha' - \pi/3) - \cos(\alpha - \pi/3)\} \\ & - (1 + 2R_f/3R_l)v_c(\alpha' - \alpha)\}/k_2 \\ & + [\sqrt{3}\{k_1 - mk\}\{\sin\beta - \sin(\alpha + \pi/3)\} \\ & - (2 + R_f/R_l)v_c(\alpha - \beta + \pi/3)]/k_1 \\ & + \sqrt{3}\{\sin\alpha - \sin(\beta - \pi/3)\} = 0 \quad \dots\dots\dots (17) \\ & [\sqrt{3}mk\{\sin(\alpha + \pi/3) - \sin\gamma_4\} \\ & - (2 + R_f/R_l)v_c(\alpha - \gamma_4)]/k_1 \\ & + [mk\{\cos(\alpha' - \pi/3) + \cos(\gamma_4 - \pi/3) \\ & - \cos(\alpha - \pi/3) - \cos(\beta' - \pi/3)\} \\ & - (1 + 2R_f/3R_l)v_c(\gamma_4 + \alpha' - \alpha \\ & - \beta)]/k_2 = 0 \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

第4モードの始まりの α を α_4 とすると、これは $\alpha' = \beta'$ の条件で求められる。数値計算例を第4図に示す。

このモードでのゲート電流の一相あたりの平均値は次式となり、このモードから制御電流との比例性が失われることがわかる。

$$\begin{aligned} \bar{i}_g/\bar{I}_g = \{ & \cos(\beta' - \pi/3) - \cos(\alpha' - \pi/3) \\ & - (\alpha' - \beta' + \pi/3) \sin(\beta' \\ & - \pi/3)\} / (1 + 2R_f/3R_l) \quad \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

〈4.5〉 第5モードおよび第4'モード k の比較的小さい場合においては、 $\alpha = \alpha' = \beta - \pi/3$ となると第4モードが終わり、第3図第5モード欄に示すものになる。しかし k が大きい場合には w 相-磁心は第4モードの A_4 の負電圧で再度飽和となり、正電圧で不

飽和となる動作形態を生じる。これが第4'モードである。それゆえ k の大きい場合は第4モードは条件 $\alpha' = \beta'$ で終わる。第4図の α_4 は $k \leq 70$ においては第4モードと第5モードの境界であり、 $k > 70$ ののは第4と第4'モードの境界となり、第5モードは α_4' 以後で生じる。

磁気転移角 β は第4モードの β' の式と同一である。 α は次式から決定できる。

$$\begin{aligned} mk\{\cos\alpha - \cos(\beta - \pi/3)\} \\ = (1 + 2R_f/3R_l)v_c(\alpha - \beta + \pi/3) \quad \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

このモードのゲート電流の一相あたりの平均値は次式となる。

$$\bar{i}_g/\bar{I}_g = \cos(\alpha + \pi/3)/(1 + 2R_f/3R_l) \quad \dots\dots\dots (21)$$

ただし、 $\alpha \leq -\pi/3$ においては i_{ow} に逆電流が存在するので

$$\bar{i}_g/\bar{I}_g = 1/(1 + 2R_f/3R_l) \quad \dots\dots\dots (22)$$

このモードの終わりの条件は $\alpha = \beta - \pi/3$ であり、 $\alpha = -\pi/2$ で終わる。これは α_6 として第4図に示してある。

5. v_c - α 線図

$k=0$ の極値は自由磁化、 $k=\infty$ のそれは拘束磁化と呼ばれるものを与えるが、この両極限の検討することは必ずしも必要でない。それは実用上、両極限が完全に実現され難いためである。

筆者らはおよそ $k=0.1$ から $k=100$ (数値計算の難所では50)の範囲にわたり、 v_c の変化に伴う α の変化を追跡したが、パラメータの両端はほぼ前記2種の磁化状態に近いものである。その数値計算例を第5図に示す。これらの一部は電子計算機を用い数値解として算式を処理して得たものである。

第5図 v_c - α 線図(補償ありおよび補償なし)
Fig. 5. v_c - α diagram in compensated and uncompensated conditions.

第 6 図

Fig. 6.

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ などの値を記入し各モードの占拠分野を判りやすくした。この v_c - α 線図は帰還なしのそれ⁽³⁾⁽⁴⁾の横軸 v_c を $v_c/(1-N_f/N_g)$ に変更したものと類似する。“補償なし”では、 v_c - α 線図は第5図点線のように変化し、“補償あり”と比較して相当に差異を生じる。この差は制御特性の非直線性に関係すると考えられる。“補償なし”では第6図(a), (b)の動作形態のように $e_{n+}=e_{n-}$ に保たれる若干の期間が出現する。筆者らはこれらが連鎖する条件を調べ、成立したモードについて、点弧角、転移角、制御特性などの計算を施行したが若干複雑となる。第6図(a), (b)が混入してくる位置は第1, 第2モードで A_1 の前に(a)がはいり、第3モードでは A_1 の後に(b), (a)と続くかまたは単独ではいる。

以下、第4モードでは A_3 と A_4 の中間、第5モードでは B_1 の後に(b)がはいり。これらの詳細な内容は文献(6)に見られる。

6. 制御特性

“補償あり”では第3モードまで制御特性が直線となることは明らかである。第4モード以下のわん曲を含めてその数値計算した例を第7図に示す。 $N_f/N_g=2/3$, $k=1$ について計算したものであり、補償条件を満たす R_f を補足することにより得た実験値・印を添

第 7 図 各種制御特性の計算値および実験値

Fig. 7. Various control characteristics calculated and measured.

記した。ただし、横軸は(22)式による i_g を i_{gm} とし i_{gm} と i_g との比で示した。

“補償なし”の制御特性においてわん曲性の存在は理論上明らかであるので、これに該当する実証実験を施行したものを同図に示す。 Δ は $k=1$, $\bullet$ は $k=5$ で、 k が大きいほどわん曲が強くなるが双方に大差はない。もし制御回路にインダクタンス L をそう入すると、等価的に k が増加したようになるので、制御回路のリップル周波数 f_r によるリアクタンス $2\pi f_r L$ を R_c のように見立てて評価した $k=60$ の場合の実験結果も同図に記入した。これは最もわん曲が強い。“補償なし”の解析から得た $k=1, 2, 5$ および 50 の計算値を同図に示す。

理論値と実験値の差は帰還回路の巻線抵抗にあると考えられる。実際問題として通常の使用条件では、この巻線抵抗が補償の効果を生じ、直線に近い良好な特性をもたらすことになると考えられる。

7. マイナーループと応答時間

〈7.1〉 マイナーループ 巻線電圧を積分して得られる磁束の振幅は、リアクトルの動作に必要なマイナーループの最大振幅を与える。もしあらゆる場合においてその最大値が、磁心の正負飽和レベルに挟まれた範囲内であれば、リアクトルは正常に動作する。

第8図は解析過程において、巻線電圧を積分して求めた磁束振幅の数値計算の例を示す。 Φ_m を通常の変

第 8 図 制御電流に対するマイナーループの最大振幅の計算例

Fig. 8. An example of maximum amplitude of minor loop calculated for control current.

圧器設計における最大磁束とし、これに対する比をも
って示す。 Φ_m は

$$\Phi_m = E_m / \omega N_g \dots\dots\dots (23)$$

制御電流に対するマイナーループの振幅の変化は単
調でなく、極大値が存在する。その位置は第1モード
にある。この極大値が存在するという事は、極大値
をはずれた位置で正常な制御が進行しているとき、た
また極大値の近辺に制御点が移動すれば、マイナ
ーループが正負の飽和レベルの双方に接触して、異常
な動作状態が生起する機会があることを示している。
それゆえ、この極大値を知ることは適正な設計するた
めに必要なことである。

〈7・2〉 応答時間 応答時間の計算の基礎を帰還
なしの場合⁽⁵⁾と同様に、磁束の平均値を微分して実効
インダクタンスを決定する方法に置き算出した。その
数値計算した結果を第9図に示した。計算値は f を
電源周波数、 T を応答時間として fT で示されてい
る。

8. む す び

この解析は、磁心に理想特性を仮定した場合におい
て、理論上生起する諸現象を忠実に追跡したものでい
ささかも近似はない。各モードの形態は理論上におい
て得られたもので、実際上は磁心特性に理想特性を得
がたいので、いまのところ諸モードの微細構造を実験
的に実証することはできないが、この特性の理想、非
理想の問題にかかわりなく帰還を付した場合 R_f に特
別配慮をしないと制御特性が非直線となることは明確
に推論することができ、これは従来の常識を破ったも
のとしてよい。いわゆる“補償あり”についてはその
有効性を理論と実験の両面について確認できた。

なお、マイナーループおよび応答時間に関し定量的
評価を行なったことはリアクトルの設計において益す
るところ大であると信じる。

第9図 制御電流対基準化応答時間

Fig. 9. Normalized response time versus control current.

(昭和47年8月28日受付, 同48年3月26日再受付)

文 献

- (1) A. G. Milnes: Proc. Inst. Elect. Engrs. **98**, Pt. IV, 336 (1952)
- (2) 小林: 電学誌 **81**, 755 (昭36-5)
- (3) 岩本・戸高: 電学誌 **86**, 443 (昭41-3)
- (4) 岩本・戸高: 同志社大学理工学研究報告 **6**, 1, 19 (昭40-4)
- (5) 岩本・戸高: 昭44電気四学会連大 No. 668
- (6) 岩本・戸高: 同志社大学理工学研究報告 **14**, 2, 11 (昭48-8)