

磁気増幅器における跳躍および遅延現象 について (その二)

松 島 久 夫*

Jump and Delay Phenomena of Magnetic Amplifier (No.2)

Hisao Matsushima

1. 緒 言

一般に磁気増幅器には角形の磁気特性をもった磁性材料が使用されている。これは高増幅率特性を得るためであるが、コアの磁気特性が角形になれば跳躍現象とそれにとまなう遅延現象が生ずる。これは磁気増幅器使用の面からみれば取り除かねばならない現象である。このため動作安定を目的とし現在まで多くの人々が努力をかさね、磁気特性の面からも回路面からも検討し改善された結果、使用上に問題はなくなった。

一方においては、跳躍・遅延現象は、リアクトルの磁束変化の解析、あるいは応用面からみても非常に興味深い対象である。筆者は前回の報告でマイナーループを観測することにより、跳躍・遅延現象について二・三の考察をした。しかし、磁束変化が非常に複雑であるため結論を明確に述べる事が出来なかった。

今回は現象をより深く理解する目的で、角形特性のコアを使用した半波型磁気増幅器について、簡略なモデルを使用し、跳躍および遅延現象について考察したので報告する。

なおこの論文に使用した記号を表1に示す。

表 1

本文中に説明してあるものは省略する。また、電流・電圧・磁束をあらわした記号のうち大文字は平均値を、小文字は瞬時値をあらわす。

I_c, i_c : 制御電流	E_a, e_a : 電源電圧
I_o : 直流分電流	e_r : リアクトル電圧, リセット電圧
i_L : 負荷電流	e_g : ゲート電圧
H_c : 磁界の強さ	Φ : 磁束 $\Delta\Phi$: 微小磁束

2. 跳躍現象について

2-1 半波型磁気増幅器について

磁気増幅器を大きく分けると外部帰還型と自己帰還型になる。この報告では自己帰還型の最も

*電気工学科

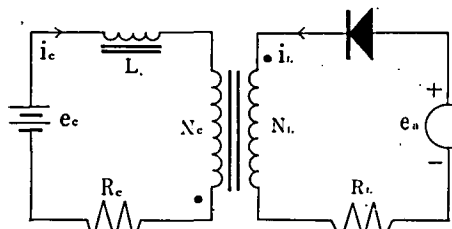


図1. 半波形磁気増幅器

基本的な回路である半波型磁気増幅器をとりあげて考察を進める。図1に半波型磁気増幅器の回路図を示す。この回路は、整流器と交流電源を含んだ出力回路、制御用電源を含んだ制御回路およびリアクトルより構成されている。図1からわかるように単一鉄心回路であるから、出力巻線 (N_L) より変圧器作用により交流電圧が制御巻線 (N_C) に誘起される。

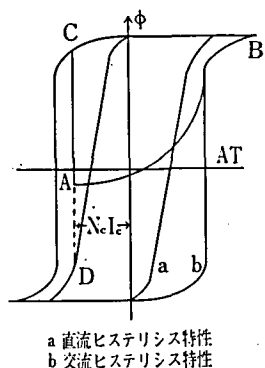


図2.

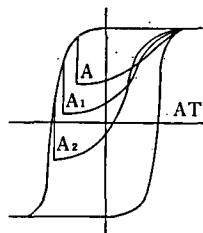
この誘起電圧の影響をなくすためにインピーダンス L が制御回路に挿入されている。

図に示す極性の半サイクルでは整流器は導通状態にあり、リアクトルは電圧を吸収してゲートに向い、電圧のある位相でリアクトルは飽和し負荷電流が流れる。次の半サイクルでは整流器は不導通の状態にあるから出力回路は遮断されリアクトルはリセットされる。以上が動作の概略であるが次に図2によりヒステリシスループで磁束変化を考える。

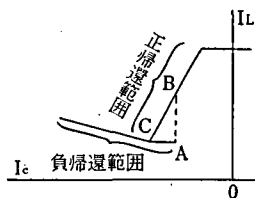
まず制御回路には制御電圧と回路の抵抗で定まる一定の直流電流が流れ、磁束はA点にリセットされているものとする。ゲート

期間でリアクトルは電圧を吸収するからA点より磁化がはじまる。電圧を吸収しつつ磁束レベルは上昇しB点で飽和する。

飽和すれば出力回路のインダクタンスは零になるから回路には電源電圧と負荷抵抗によって定まる電流が流れる。電流はゲート期間の終りには零に近づきC点で零になる。



制御入力によるマイナーループの変化



制御特性

これでゲート期間は終了し磁束レベルは $N_C I_c$ によって定まるD点にリセットされるべく降下するがD点に達する以前のA点でリセット期間は終了し再びA点からゲート期間がはじまる。以下同様な動作をくりかえす。

以上よりA点で定まるリセットレベルを制御すれば、ゲート期間に流れる電流を制御出来ることがわ

かる。またA点は $N_C I_c$ なる制御入力によって定まるから結局負荷電流は制御入力で定まる。その特性曲線は図3の如くなる。制御入力によるマイナーループの変化も同図に示してある。

図3の特性曲線のA・C点は図4における $N \cdot P$ なるマイナーループに対応する。 $N \cdot P$ は負帰還および正帰還の限界を示し、たとえば N において制御入力をわずか減少させれば磁束レベルの変化が生じマイナーループは N から N' へ変化する。またこれによる現象の遅れが遅延現象である。

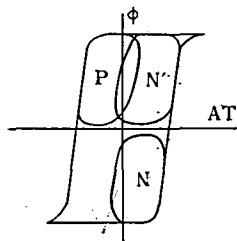


図4

図3.

2-2 制御特性と磁束変化

前記の如く磁気増幅器の制御特性は正帰還と負帰還の範囲に分けられる。図1における極性が正の半周期を示すものとすれば正帰還の範囲では正の半周期で飽和し、そのマイナーループは図3の様に制御入力に応じて変化⁽²⁾する。また負帰還の範囲では負の半周期で飽和する。

マイナーループの形状はコアの磁気特性および回路条件により種々変化⁽²⁾する。リアクトルが完全に飽和した場合は電源電圧のほとんどが負荷抵抗に加わり電流正弦波の状態となる。また制御特性の垂直に近い部分では電源電圧はリアクトルに加わり電圧正弦波に近い状態となる。図5は磁気増幅器の回路条件が⁽²⁾つねに変化していることを示している。

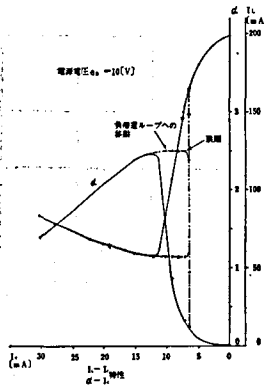


図 5

正負帰還の限界および磁束転移中のマイナーループ幅については、リアクトルの磁気特性が角形であるならば同一であるとみなしてよい。このことは図5からも推察できる。

2-3 半波型磁気増幅器の跳躍

前回の報告結果よりコアの磁化特性は次式であらわすことができる。ただし、コア特性は角形であるとする。

$$\sum Ni = NI_0 + \frac{Ne_r}{K} \quad (1)$$

I_0 は直流磁化電流分であり、 K は磁気特性と回路条件により定まる定数である。図1の半波型磁気増幅器回路において制御回路は抱束磁化状態とし、簡単のため電源電圧は方形波であるとする。また I_c は直流一定電流とすれば、交流電流が整流器により阻止されるリセット期間において巻線に流れる電流は I_c のみである。この期間のリアクトル誘起電圧をもとめる。(1)式より

$$e_r = N \frac{d\Phi}{dt} = K(I_c - I_0) \quad (2)$$

となる。よってリセット期間の磁束変化量は

$$\Phi_r = \frac{1}{N} \int_0^{\frac{T}{2}} e_r dt = \frac{1}{N\omega} \int_0^{\pi} e_r d\theta = \frac{K(I_c - I_0)}{2Nf} \quad (4)$$

ただし $\omega = 2\pi f$

したがって Φ_r は I_c と I_0 の差に比例する。

次の半サイクルであるゲート期間においてはリアクトルは交流により磁化される。図6の如きモデルを考えると A_1 から B_1 への変化は瞬間的に行なわれ B_1 から C_1 への変化は次式による。

$$e_a = e_{g1} RL \quad (4)$$

$$i_L - I_c = I_0 \frac{e_g}{K} \quad (5)$$

$$\Phi_g = \frac{1}{N\omega} \int_0^{\pi} e_{g1} \theta \quad (6)$$

電源電圧の平均値を E_a とすれば、

$$\Phi_g = \frac{E_a}{2fN} - i_L R_L \tag{7}$$

ここで磁束の転移期間を考え、また転移期間中は正負のマイナーループの幅が等しくかつ $i_L R_L \approx 0$ であるから

$$\Phi_g \approx \frac{E_a}{2fN} \tag{8}$$

となり Φ_g は電源電圧の平均値によって定まる。

$N \cdot N'$ のマイナーループにおいて Φ_r と Φ_g は等しいから(3)・(8)式より次式が得られる。

$$E_a \approx K(I_c - I_o) \tag{9}$$

したがって $N \cdot N'$ における制御電流は次式となる。

$$I_{cN} \approx I_{cN'} = \frac{E_a}{K} + I_o$$

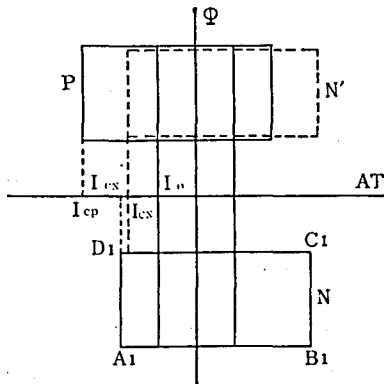


図 6

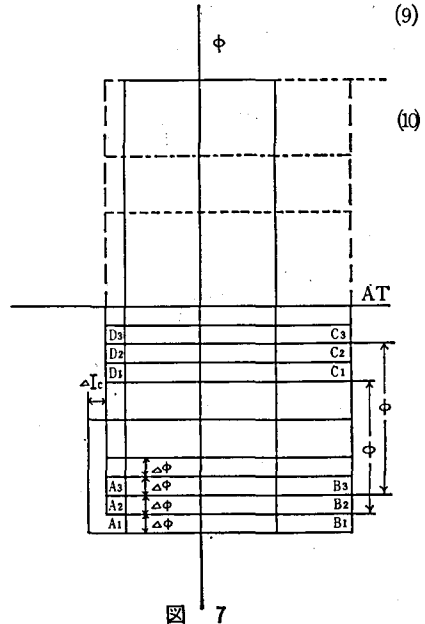


図 7

$I_{cN} \cdot I_{cN'}$: マイナーループ $N \cdot N'$ の制御電流

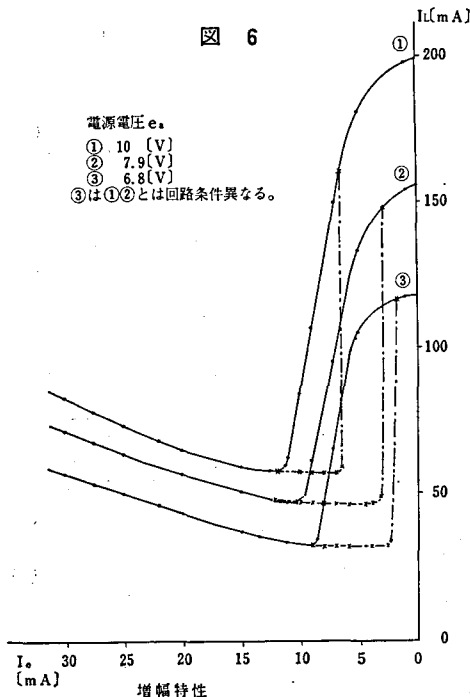
磁束の転移について考察する。 $N \cdot N'$ ループにおいては $\Phi_r = \Phi_g$ であるからこれを Φ とおく。

制御電流を ΔI_c だけ減少させ、図7の A_1 から変化をはじめたとすると最初のリセット期間・ゲート期間の磁束変化量は次式となる。

$$\Phi_{r1} = \Phi - \frac{K}{2Nf} \Delta I_c = \Phi - \Delta\Phi \tag{11}$$

$$\Phi_{g1} - \Phi_{r1} = \Delta\Phi = \frac{K}{2Nf} \Delta I_c \tag{12}$$

式(12)はゲート期間の磁束変化量は一定であるからである。2周期以後も磁束は $\Delta\Phi_1$ ずつ上昇を続ける。図7において制御電流を ΔI_c 減少させると1周期ごとに $\Delta\Phi_1$ ずつ磁束レベルが上昇し N から N' へマイナーループが変化する。結局、角形特性にお



8 図 特性曲線

いては瞬間的に磁束転移が行なわれしかも出力の変化はない。図3の特性曲線ではA点でこの磁束転移がおこなわれる。

ΔI_c をさらに増すとマイナーループは N' より変化し急激に出力が増加する。この場合の最大出力はリセット期間とゲート期間の電圧積分値の差に比例する。再び図3でA点で磁束転移がおこなわれ ΔI_c の変化によりAからBへ出力が急増する。

一般に跳躍といえば図3のAからBへの変化をさすが、これは2つの部分に分けて考えねばならない。つまり磁束転移の部分と出力変化の部分である。磁束転移によりマイナーループは N から N' にうつり N' で安定する。これは $\Delta I_c \neq 0$ の場合である。

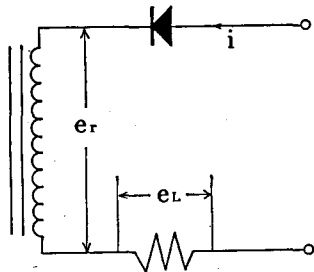
さらに ΔI_c を減少させると N' のマイナーループは急激に変化しそのときの制御電流に対応する最大値に達する。この2つの状態は一般の実験では見のがし易く磁束転移と出力の変化を同時に観測しがちである。図8に実際の跳躍特性を示す。

3. 時間遅延について

3-1 跳躍と遅延

磁気増幅器における時間遅延には正常動作中の応答の時間遅延と跳躍現象に付随する時間遅延とがある。ここでは後者の場合について考える。

まずリアクトルの磁気特性は角形であるとしそれに矩形波電圧を加えた場合を考える。図9が回路図である。まず正の電圧が回路に加わった場合の回路の諸量は次式のような関係になる。印加電圧を e_a とすれば、



$$e_a = iR_L + e_r \tag{13}$$

$$e_r = N \frac{d\Phi}{dt} \tag{14}$$

$$i = \frac{H_c}{N} \tag{15}$$

$$\text{上式より } N \frac{d\Phi}{dt} = e_a - iR_L \tag{16}$$

したがって1つの矩形波電圧による磁束変化量は次式となる。

$$\Delta\Phi = \frac{1}{N} \int_0^{T/2} (e_a - iR_L) dt \tag{17}$$

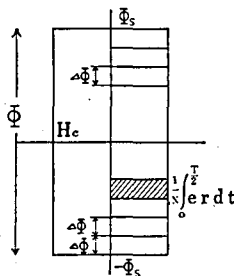


図 10

負の半周期になると励磁電流は整流器に阻止されない。ゆえに磁束は正の半周期が終了するときの状態に変化しない。最初、リアクトルの磁束レベルが $-\Phi_s$ の状態にあるとしこのリアクトルに図9の回路で矩形波電圧を加えると磁束レベルは電圧が加わるとに $\Delta\Phi$ ずつ上昇しやがて正の飽和に達する。負の飽和値 ($-\Phi_s$) から正の飽和 (Φ_s) までの全磁束量を Φ とすれば、

$$\frac{\Phi}{\Delta\Phi} = \frac{\Phi}{\frac{1}{N} \int_0^{T/2} (e_a - iR_L) dt} = n \tag{18}$$

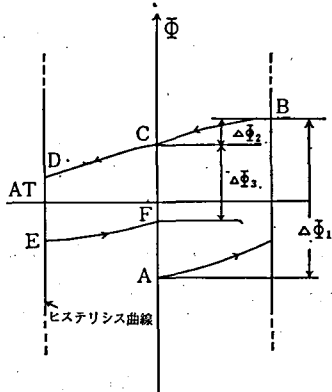


図 11

上式より n 個の矩形波電圧がリアクトルに加われれば磁束レベルは負の飽和から正の飽和に達することがわかる。(図11参照)

ここで電源電圧の周波数を f とすれば、1つの正の波形から次の正の波形が印加されるまでの時間は $1/f$ である。したがって負の飽和から正の飽和まで磁束が変化するために要する時間は次式となる。

$$\frac{\Phi}{\Delta\Phi} \frac{1}{f} = \frac{n}{f} \tag{19}$$

次に半波型磁気増幅器の磁束転移の場合を考えると、前節より明らかなごとく1周期に $\Delta\Phi$ ずつ磁束が変化する。ある跳躍の全磁束量を Φ とし、 N' ループに相当するリセット磁束量を $\Phi r'$ とすれば跳躍に要する時間は次式となる。

$$T = \frac{\Phi - \Phi r'}{\Delta\Phi} \frac{1}{f} \tag{20}$$

この T が跳躍による現象の遅れとしてあらわれるのである。

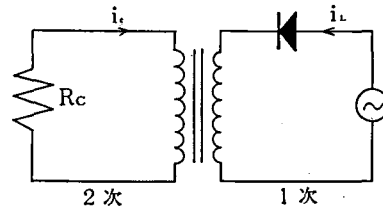


図 12

しかし、この T が大きな影響を与えるのはリアクトルに印加する電圧が微小の場合であり、一般の磁気増幅器においてリアクトル印加電圧による磁束変化量が全磁束の数十パーセントにおよぶ場合は1~数サイクルの遅れとなる。さらに磁気増幅器には制御回路があるため時間遅延は増加する。

3-2 第三巻線と時間遅延

図10を実際に即して考えると図11の如くなる。つまり磁束はA点から磁化が進みB点に達しさらにC点へ達して安定する。磁束の実際の変化量は $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2$ でリアクトル中の磁束は1種の交番磁束変化となる。前節より磁束レベルの変化を小さくすれば時間遅延は増加することが推測できる。そこで図13のように1つの閉回路を付加すると $\Delta\phi_1 \cdot \Delta\phi_2$ に応じた誘電圧が巻線に生じ変化をおさえるから結果として図12のごとく全磁束変化量は少くなる。

$$\Delta\Phi = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 \quad \text{1次巻線だけの場合の磁束変化量}$$

$$\Delta\Phi' = (\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2) - \Delta\phi_3 \quad \text{2次巻線を付加した場合の磁束変化量}$$

$$\Delta\Phi > \Delta\Phi'$$

これより遅延時間の増加することがわかる。また付加回路の R_c を小さくすればさらに遅延時間が増加する。これは図13の実験結果より明らかである。正常動作中の磁気増幅器において御電流を増加し負帰還の状態とし、制御入力を急にとり除いた場合も跳躍が生じ遅延がみられる。この場合制御入力を取り除いた回路が閉ループをなしている場合は遅延時間が大きい。図13は磁気増幅器に第三巻線を設けこれに挿入した抵抗値を種々変えた場合と電源電圧を変化させた場合の時間遅延の結果である。

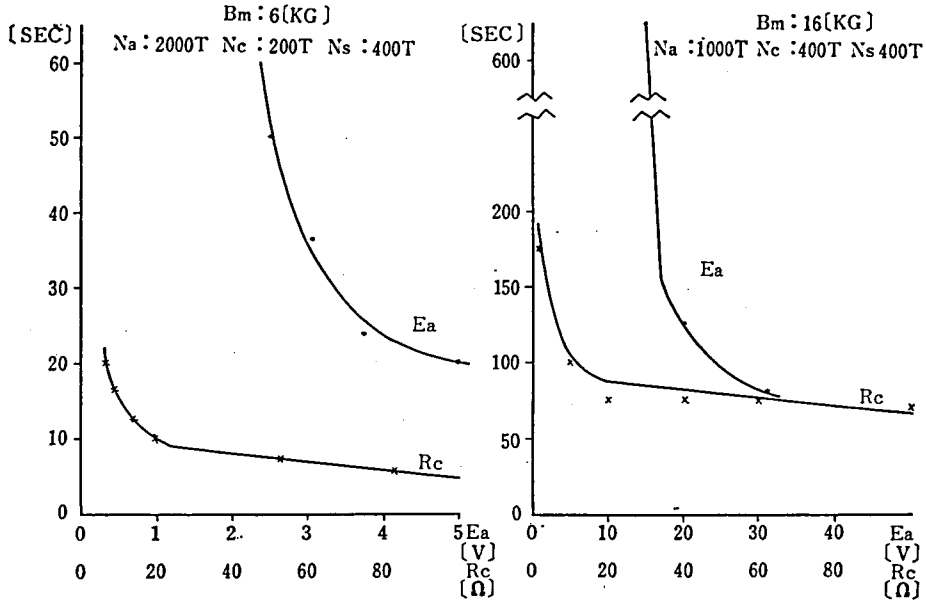


図 18 遅延時間特性曲線

4. 結 言

以上の考察結果より次のことがいえる。

コアの磁気特性が角形である場合は、

- (1) 跳躍現象は磁束転移の部分と、出力変化の部分に分けられ、特性曲線上で磁束転移は 1 点として示される。
- (2) 遅延現象は磁束転移の結果として生ずる。
- (3) 磁気増幅器回路に閉回路 (第三巻線) がありしかも回路抵抗が小なれば遅延時間は増加する。
- (4) したがって閉回路の挿入抵抗により遅延時間はある程度制御することができる。

(3)・(4)より制御回路が遅延現象におよぼす影響が明らかにされた。

以上、各限界のマイナーループおよび磁束転移中のマイナーループ幅は等しいとすることによりまたモデル回路を考えることにより1)磁気増幅器の跳躍・遅延現象を簡略に考察することが出来た。今後の方向としては遅延時間の制御と応用面を開拓して行きたい。

参 考 文 献

- (1)および(2)松島久夫：長野高専紀要 第1号 1965