

非線形インダクタのモデリングとその単相並列インバータへの応用

齊藤兆古, 早野誠治, 津屋 昇 早乙女英夫  
(法政大学) (富士電機製造)

1983年11月18日

社団法人 電 気 学 会

東京都千代田区有楽町1-12-1

非線形インダクタのモデリングとその単相並列インバータへの応用  
Lumped-Circuit Models for Nonlinear Inductors and its Application  
to a Single Phase Parallel Inverter

斉藤 兆古, 早野 誠治, 津屋 昇 (法政大学)  
Yoshifuru SAITO, Seiji HAYANO, Noboru TSUYA (Hosei Univ.)

早乙女 英夫 (富士電機製造)  
Hideo SAOTOME (Fuji Electric Corp.)

## 1. 序 論

電気工学におけるモデリングは、その表現形式により分布定数モデルと集中定数モデルに分類できる。さらに、これらは線形モデルと非線形モデルに分類される。従来は解析手段が限られていたために、分布定数回路、集中定数回路を問わず、多くは実際の物理モデルを理想化した線形モデルであった。近年、デジタル計算機の普及に伴ない、より実際の物理モデルに近い非線形モデルの解析が可能となっている。デジタル計算機を解析手段の前提として考えた場合、数値の離散化を行なうため、本質的には分布定数系も集中定数系も同じモデルで表わすことができると考えられる。要は、解くべき系の大きさが異なるだけで、両者共に従来の回路概念から考えると集中定数モデルである<sup>[1]~[3]</sup>。従って、デジタル計算機を前提としたモデリングで最も重要な過程は、回路網を構成する素子のモデリングである。回路網を構成する素子の中で、エネルギーを蓄えるキャパシタンスやインダクタンスには、エネルギーの蓄積と放散の過程で経路が異なる、いわゆるヒステリシス現象が存在する。現在、デジタル計算機を前提とした回路網解析において、モデル化が困難である現象はこのヒステリシス現象である。ヒステリシス現象は、電界系におけるものと磁界系におけるものがあるが、磁界系におけるものは、電界系のそれよりも顕著である<sup>[4]~[5]</sup>。本論文ではまず、磁気ヒステリシス現象のモデリングを考察し、ついでその応用の一例として単相並列インバータのデジタルシミュレーションを行なった結果について述べる。

磁気ヒステリシス現象をモデリングする方法として、磁気記録の分野で用いられる Preisach の分布関数に基づくものと、Chua と Stromsmoe および Talukdar と Bailey が提案するモデルがある<sup>[6]~[8]</sup>。Preisach の分布関数は、実際の物理現象が駆動周波数の影響を受けるのにもかかわらず、駆動周波数に依存する項を含まない。また、分布関数を実験的に決定する場合、データのとり方によって異なる分布関数値が得られる。その上、実際の計算にあたって、初期磁化曲線を何とかして与えねばならず、汎用性に疑問がある<sup>[7]~[9]</sup>。Chua 等や Talukdar 等が提案するモデルは、ヒステリシス軌跡が磁束鎖交数の時間微分の符号が変わる最後の点によって、単一的に決定されることに基づいている。従って、駆動周波数の影響を含んでいるが、この場合も

パラメータ決定のために初期磁化曲線を仮定しなければならぬため、広汎な応用に適さない。要するに、Preisach, Chua, Talukdar等のモデルは、いずれもヒステリシス現象を再現するために2種のパラメータを必要とするのに、1種の実験データ(ヒステリシスループ)からこれら2種のパラメータを算定しているのである。

本論文では、ヒステリシス現象をモデル化する場合に最低2種のパラメータが必要であることから、これら2種のパラメータをそれぞれの実験データに基づいて決定している。その結果、Preisachモデルの弱点—即ち、駆動周波数によるヒステリシス現象への影響—を補ない、さらにChua等のモデルの弱点—即ち、初期磁化曲線の仮定の必要性—を除いたため、広汎な応用に有効なモデルとなっている。本論文で提案したモデルを単相並列インバータに適用し、単相並列インバータのシステムを磁束と電荷を変数とする状態変数モデルで表わした場合、磁束は磁気ヒステリシスを考慮しているため、電流が不連続となっても連続となり、その結果、従来サイリスタのモードに対応して計算を行なう過程、即ちモード解析の必要性がなくなり、転流失敗を含む極めて系統的なシミュレーションが可能であることを報告する。

## 2. 磁気ヒステリシスのモデリングと非線形インダクター

### 2.1 磁気ヒステリシスモデル

図1(a)に典型的な磁気ヒステリシスループを示す。同図の任意の点aにおける磁界の強さ $H_a$ は、磁束密度 $B_a$ に起因する磁界の強さ $H_\mu$ と磁気ヒステリシスに起因する磁界の強さ $H_s$ の2つの部分から成ると仮定する。即ち、

$$H_a = H_\mu + H_s \quad (1)$$

である。ここで、 $H_\mu$ と $B_a$ は

$$H_\mu = \frac{1}{\mu} B_a \quad (2)$$

で表わされる $\mu$ を仲介として関係づける。

ここで、 $\mu$ は透磁率の次元をもち、磁界の強さ $H_\mu$ または磁束密度 $B_a$ の関数として表わすと、(2)式は正規磁化曲線を表わすことになる。

さて、磁気ヒステリシス現象は、磁界の強さ $H$ もしくは磁束密度 $B$ を駆動関数として変化させた時に現われるものであるから、磁束密度 $B$ は時間の関数でもある。従って、(1)式で磁気ヒステリシスに起因する磁界の強さ $H_s$ と磁束の時間微分 $dB_a/dt$ とは、 $S$ を仲介として関係づける。

$$H_s = \frac{1}{S} \frac{\partial B_a}{\partial t} \quad (3)$$

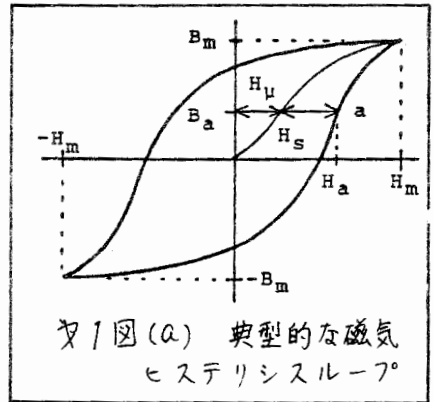
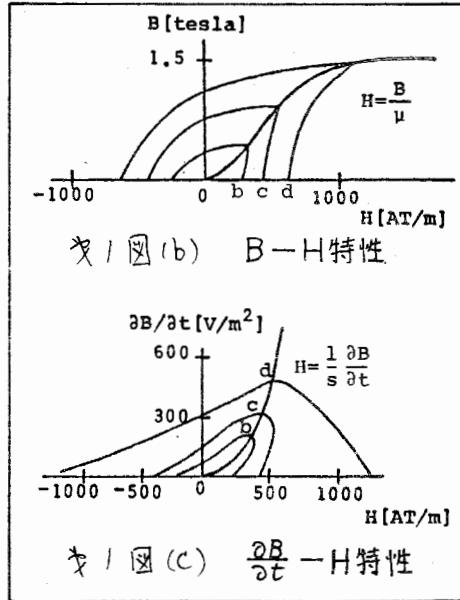


図1(a) 典型的な磁気ヒステリシスループ

ここで、 $S$  をヒステリシス係数と呼ぶこととし、その単位は  $[\Omega/m]$  である。(1)式に(2),(3)式を代入し

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{S} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (4)$$

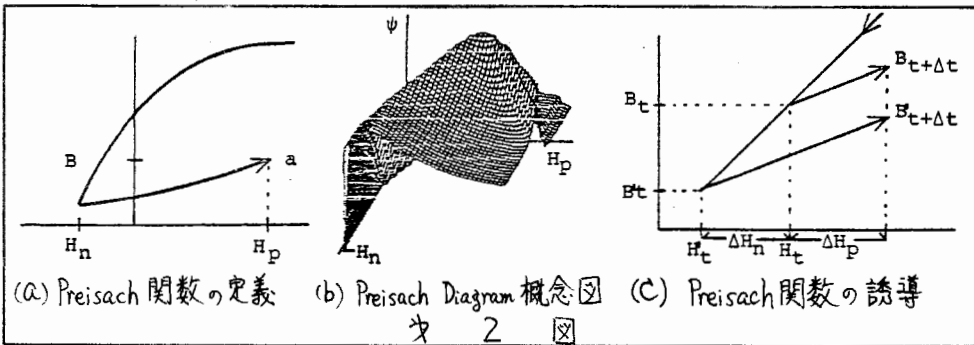
を得る。そこで、 $\mu$  と  $S$  のパラメータを決定するため、 $\Psi$  1 図(a)で磁束密度  $B$  もしくは磁界の強さ  $H$  の絶対値が最大の点を考えると、明らかに(4)式右辺 $\Psi$  2項で磁束の時間微分  $\partial B / \partial t$  は零である。従って、 $\Psi$  1 図(b)に示すようにヒステリシスループの各頂点を結ぶ線は磁気飽和を呈示する曲線を表わす。(4)式で磁束密度  $B$  が零となる点について考えると、 $\Psi$  1 図(b)においては  $b, c, d$  であり、この時(4)式の  $\partial B / \partial t$  は最大値をとることが明らかである。従って、 $\Psi$  1 図(b)のヒステリシスループに対応する磁束の時間変化  $\partial B / \partial t$  対磁界の強さ  $H$  の関係をプロットすると、 $\Psi$  1 図(c)を得る。 $\Psi$  1 図(c)の各ループの頂点  $b, c, d$  においては、磁束密度  $B$  は零であるから、磁束の時間変化  $\partial B / \partial t$  対磁界の強さ  $H$  のループ群の各頂点を結ぶ線は磁気ヒステリシスを呈示する曲線を表わすことになる。よって、(4)式のすべてのパラメータ、 $\mu$  と  $S$  が簡単な実験に基づいて算定されることになる。



## 2.2 Preisach の分布関数モデルとの比較

$\Psi$  2 図(a)で磁束  $B$  が正方向に増加する場合に加わっている磁界の強さを  $H_p$  で示し、磁束が減少している点から反転して増加する点の磁界の強さを  $H_n$  とすれば、点  $a$  における変分透磁率は次式で表わされる。

$$\Delta \mu = \frac{\partial B}{\partial H_p} \quad (5)$$



この変分透磁率  $\Delta\mu$  の  $H_m$  に対する変化率、即ち

$$\varphi = \frac{\partial \Delta\mu}{\partial H_m} = \frac{\partial^2 B}{\partial H_m \partial H_p} \quad (6)$$

が、いわゆる Preisach の分布関数であると考えられる<sup>[9]</sup>。(6)式からヒステリシス曲線を再現するために、各種の  $H_m$  と  $H_p$  に対する図(b)に示すような図が必要であり、これを Preisach Diagram と呼んでいる<sup>[9]</sup>。次に、ヒステリシスが存在せず磁気飽和だけがある場合の Preisach の分布関数を考えると、磁界の強さが反転する点  $H_m$  に対する同一  $H_p$  の点における変分透磁率  $\Delta\mu$  の変化率は、明らかに零である。即ち、Preisach の分布関数  $\varphi$  は磁気飽和曲線を呈示できないことを意味している。従って、図(b)の Preisach Diagram から磁気ヒステリシスを再現する場合、磁気飽和曲線を別に仮定する必要がある<sup>[10]</sup>。また、Preisach Diagram は測定時のヒステリシスループによって異なる分布で示される。これは、磁気ヒステリシスループの駆動周波数に対する影響を考慮していないためである。このことから、Preisach 分布関数で磁化特性を評価するには不十分であると指摘されている。本論文の提案するモデルと Preisach 分布関数の関係を調べるため、図(c)と(4)式を考えたと次式が成り立つ。

$$H_t + \Delta H_p = \frac{B_{t+at}}{\mu} + \frac{1}{S} \frac{\partial B_{t+at}}{\partial t} \quad (7)$$

$$H_t + (\Delta H_m + \Delta H_p) = \frac{B'_{t+at}}{\mu} + \frac{1}{S} \frac{\partial B'_{t+at}}{\partial t} \quad (8)$$

(7),(8)式で、 $\Delta H_m$  と  $\Delta H_p$  は極めて小さいため、 $\mu$  と  $S$  は一定値をとるものと仮定する。(7)式から(8)式を引くと次式を得る。

$$\frac{B_{t+at} - B'_{t+at}}{\mu} = \frac{1}{S} \left( \frac{\partial B'_{t+at}}{\partial t} - \frac{\partial B_{t+at}}{\partial t} \right) \quad (9)$$

(9)式で、磁束密度  $B'_{t+at}$  と  $B_{t+at}$  は共に磁界の強さ  $H_p$  の関数であり、 $H_p$  は時間の関数であるから

$$\frac{B_{t+at} - B'_{t+at}}{\mu} = \frac{1}{S} \left( \frac{\partial B'_{t+at}}{\partial H_p} - \frac{\partial B_{t+at}}{\partial H_p} \right) \frac{\partial H_p}{\partial t} \quad (10)$$

と変形できる。(10)式をさらに変形して

$$\frac{S}{\partial H_p / \partial t} = \frac{\mu}{B_{t+at} - B'_{t+at}} \left( \frac{\partial B'_{t+at}}{\partial H_p} - \frac{\partial B_{t+at}}{\partial H_p} \right) \quad (11)$$

を得る。ここで、図(c)から明らかなように  $(B_{t+at} - B'_{t+at})/\mu = \Delta H_m$  であるから、 $\Delta H_m \rightarrow 0$  とすれば(11)式は

$$\lim_{\Delta H_m \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\Delta H_m} \left( \frac{\partial B'_{t+at}}{\partial H_p} - \frac{\partial B_{t+at}}{\partial H_p} \right) \right\} = \frac{\partial^2 B}{\partial H_m \partial H_p} = \frac{S}{\partial H_p / \partial t} = \varphi \quad (12)$$

となり、(12)式は Preisach の分布関数  $\varphi$  を表わすことになる。従って、Preisach の分布関数は一般に、(4)式のヒステリシス係数を用いることによって次式で表わされる。

$$\varphi = S / \left( \frac{\partial H}{\partial t} \right) \quad (13)$$

また、(13)式を(4)式に代入すると

$$H = \frac{B}{\mu} + \frac{\partial B / \partial t}{\varphi (\partial H / \partial t)} = \frac{B}{\mu} + \frac{1}{\varphi} \frac{\partial B}{\partial H} \quad (14)$$

となり、磁気ヒステリシス現象が右辺第1項の磁気飽和曲線と右辺第2項の変分透磁率による項からなることがわかる。

### 2.3 集中定数モデルの導出と Chua 等および Talukdar 等のモデルとの比較

Chua 等のモデルは、集中定数モデルに限られているため、(4)式から集中定数モデルを導くことにする。(4)式を次の図(a)に示されるような簡単なトロイダルリアクトルに適用する。トロイダルリアクトルの磁路の平均長を  $D$ 、断面積を  $A$  とすれば、(4)式より次式が成り立つ。

$$\int_0^D H dl = \int_0^D \left[ \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{S} \frac{\partial B}{\partial t} \right] dl \quad (15)$$

(15)式の右辺は、外部印加電圧を  $e$ 、コイルの電気抵抗を  $r$  およびコイルの巻線数を  $n$  とすれば、次式で表わされる。

$$n i = \int_0^D H dl = \frac{n}{r} \left[ e - n \frac{\partial \phi}{\partial t} \right] \quad (16)$$

ここで、 $\phi = BA$  は磁束であり、 $i$  はコイルに流れる電流である。さらに(15)式の右辺は次式のように表わされる。

$$\int_0^D \left[ \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{S} \frac{\partial B}{\partial t} \right] dl = \frac{\phi}{L_i} + \frac{1}{R_i} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (17)$$

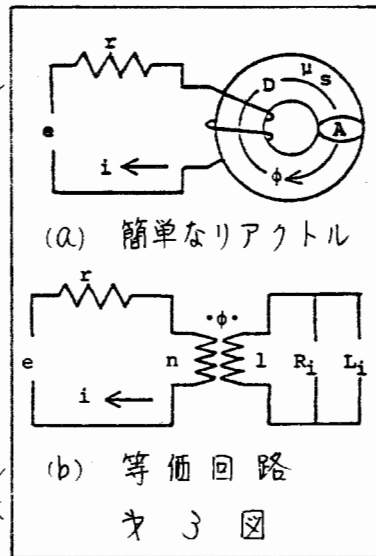
ここで、 $L_i = \mu A / D$ 、 $R_i = S A / D$  であり、それぞれコイル1ターン当りのインダクタンスと抵抗である。

さらに、(15)式に(16)、(17)式を代入して、

$$n i = \frac{n}{r} \left[ e - n \frac{\partial \phi}{\partial t} \right] = \frac{\phi}{L_i} + \frac{1}{R_i} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (18)$$

となり、トロイダルリアクトルの等価回路は、次の図(b)のようになる。

また、トランスの場合は次の図(c)のような等価回路が、同様に導かれる。Chua 等が導びいたモデルは、(18)式で表わされるモデルと全く同じ形である。しかし、(18)式では、次の図(d)に示すような単一のヒステリシスループから  $R_i$  と  $L_i$  を分離するため、次の図(d)中に示す点線の磁気飽和曲線を仮定している。従って、次の図(d)自体を再現することは可能で



あるが、図3(d)のループより大きいあるいは小さいループを再現する場合、その精度は著しく下がり、広汎な応用に適さない。

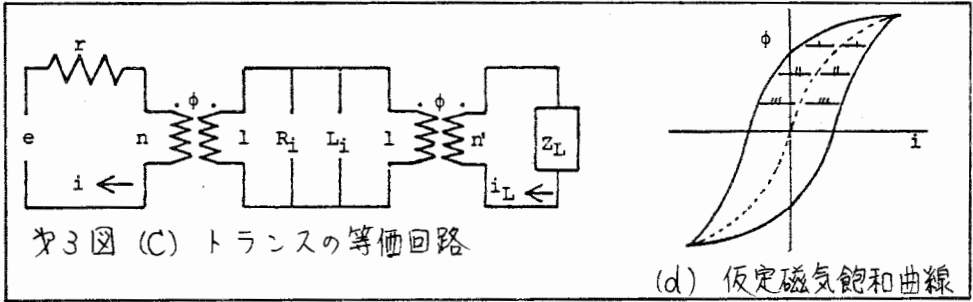


図3 (C) トランスの等価回路

(d) 仮定磁気飽和曲線

### 3. 非線形インダクタとその単相並列インバータへの応用

#### 3.1 単相並列インバータのモデリング

図4(a)に単相並列インバータの回路と、図4(b)にその等価回路を示す。電圧ベクトル  $\nabla$ 、電流ベクトル  $\mathbb{I}$ 、コンダクタンスマトリクス  $G$ 、巻線マトリクス  $N$ 、磁束ベクトル  $\Phi$  を用いて、(16)式右辺に対応する単相並列インバータの式を書くと以下の様になる。

$$\mathbb{I} = G \left[ \nabla - N \left( \frac{d}{dt} \right) \Phi \right] \quad (19)$$

ここで、

$$\nabla = [E, E, 0]^T \quad (20)$$

$$\mathbb{I} = [i_a, i_b, i_c]^T \quad (21)$$

$$\Phi = [\phi_d, \phi, \phi]^T \quad (22)$$

$$G = \begin{vmatrix} r_d + r_a + r_{as} & r_d & 0 \\ r_d & r_d + r_b + r_{bs} & 0 \\ 0 & 0 & r_c \end{vmatrix}^{-1} \quad (23)$$

$$N = \begin{vmatrix} n_d & n_a & r_{as} \\ n_a & -n_b & -r_{bs} \\ 0 & n_c & 0 \end{vmatrix} \quad (24)$$

ここで、上添え字  $T, -T$  は、それぞれ転置行列、逆行列を示す。また、 $r_{as}$  および  $r_{bs}$  は SCR の抵抗である。さらに、(17)式右辺に対応する単相並列インバータの式は、以下の様に書ける。

$$N^T \mathbb{I} = M \Phi + H \left( \frac{d}{dt} \right) \Phi \quad (25)$$

ここで、 $M, H$  は次式で与えられる。

$$M = \begin{bmatrix} 1/L_i & 0 & 0 \\ 0 & 1/L_i & 0 \\ 0 & 0 & 1/L_i \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$H = \begin{bmatrix} 1/R_i & 0 & 0 \\ 0 & 1/R_i & 0 \\ 0 & 0 & 1/R_i \end{bmatrix} \quad (27)$$

$n_d$	600 [ターン]
$n_a, n_b, n_c$	300 [ターン]
$r_d$	3.151 [ $\Omega$ ]
$r_a$	1.356 [ $\Omega$ ]
$r_b$	1.323 [ $\Omega$ ]
$r_c$	101.84 [ $\Omega$ ]
$V_f$	1.6 [V]
$I_h$	0.06 [A]
$E$	20 [V]

(19)式を(25)式に代入し整理すると、磁束ベクトル  $\Phi$  について解くべき方程式は、次式で与えられる。

$$\left(\frac{d}{dt}\right) \Phi = [H + N^T G N]^{-1} [-M \Phi + N G V] \quad (28)$$

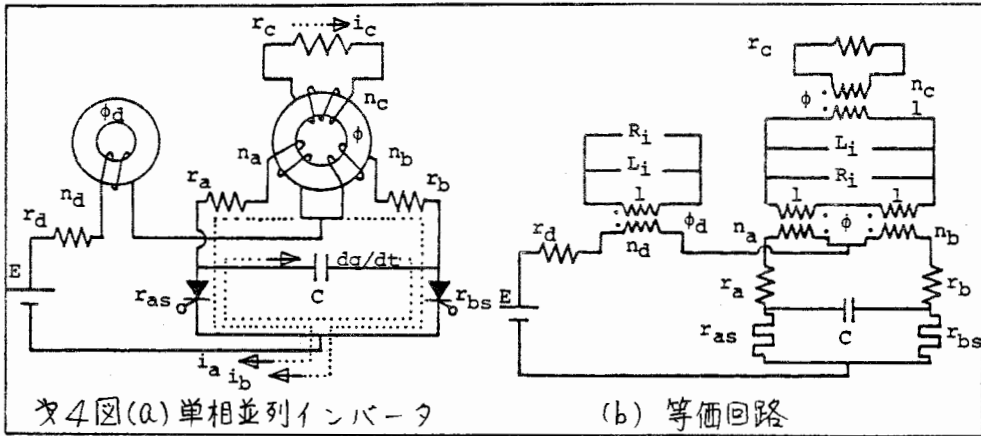


図4 (a) 単相並列インバータ

(b) 等価回路

### 3.2 数値解法

(26), (27)式のインダクタンス  $L_i$  と抵抗  $R_i$  は、磁束  $\Phi$  と磁束の時間微分  $d\Phi/dt$  の関数である。さらに(23), (24)式のSCRの抵抗  $r_{as}, r_{bs}$  は、その端子電圧だけでなく、ゲートトリガパルス電流の関数でもある。

SCRの電流特性は、印加電圧が順方向でゲートトリガパルス電流が正方向に加えられた時、ダイオードの電圧電流特性と同じであると仮定する。それ故SCRの順方向抵抗は、単純な双曲線関数によって近似できる。また、SCRの逆方向抵抗は数値解析的な意味で無限大であるとみなす。

図5は、SCR関数のフローチャートを示す。SCRの端子電圧は磁束ベクトル  $\Phi$  の時間微分  $(d/dt)\Phi$  に依存するので、(17)式は、次の(29)式で表現できる。(29)式は、単相並列インバータが、係数が磁束ベクト

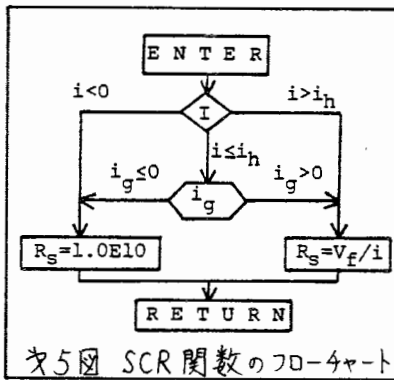


図5 SCR関数のフローチャート



ル  $\Phi$ , 磁束ベクトルの時間微分  $(d/dt)\Phi$ , ゲートトリガパルス電流  $i_g$  の関数である。非線形微分方程式で与えられることを意味している。

$$\left(\frac{d}{dt}\right)\Phi = F\left[\Phi, \left(\frac{d}{dt}\right)\Phi, i_g\right] \quad (29)$$

(29)式を解くために、時間微分を次の有限差分に置きかえる。

$$\left(\frac{1}{\Delta t}\right)(\Phi_{t+\Delta t} - \Phi_t) = F\left[\left(\frac{1}{2}\right)(\Phi_{t+\Delta t} + \Phi_t), \left(\frac{1}{\Delta t}\right)(\Phi_{t+\Delta t} - \Phi_t), i_g\right] \quad (30)$$

ここで、 $\Delta t$  は時間  $t$  のきざみ幅を示し、下添え字  $t+\Delta t$  は時間  $t+\Delta t$ ,  $t$  は時間  $t$  に対応する。反復の回数を示す上添え字  $(K+1), (K), (K-1)$  をもって、(30)式は次式によって解かれる。

$$\Phi_{t+\Delta t}^{(K+1)} = \Phi_t + \Delta t F\left[\left(\frac{1}{2}\right)(\Phi_{t+\Delta t}^{*} + \Phi_t), \left(\frac{1}{\Delta t}\right)(\Phi_{t+\Delta t}^{*} - \Phi_t), i_g\right] \quad (31)$$

ここで、 $\Phi_{t+\Delta t}^{*}$  は次式で示される。

$$\Phi_{t+\Delta t}^{*} = \Phi_{t+\Delta t}^{(K+1)} + \frac{1}{2} [\Phi_{t+\Delta t}^{(K)} - \Phi_{t+\Delta t}^{(K-1)}] \quad (32)$$

なお、ヤ4図の单相並列インバータの計算に使用した磁化特性曲線は、ヤ1図(b),(c)のものであり、線形補間をとって表わされている。(31)式のきざみ幅は解の収束性と精度を考慮して、 $\Delta t \leq 0.25$  [msec] と決定した。

### 3.3 数値解析結果

单相並列インバータには、転流コンデンサ容量と周波数の関係において、転流失敗あるいはそれに準ずる不安定な動作を示す領域があり、これをヤ6図(a)に示す。また、安定動作領域における転流コンデンサ容量対電流の特性をヤ6図(b)に示す。不安定動作領域および安定動作領域における過渡現象の例を、それぞれヤ6図(c),(d)に示す。さらに、安定動作への過渡状態の直流リアクトルのヒステリシスループをヤ6図(e)に示す。いずれも、計算値と実測値は比較的良く一致している。ヤ6図(b)において、直流電流  $i_d$  が小さい領域では多少誤差が大きい、これは計算に用いた磁化特性曲線の精度が、電流の小さい範囲では良くないためである。

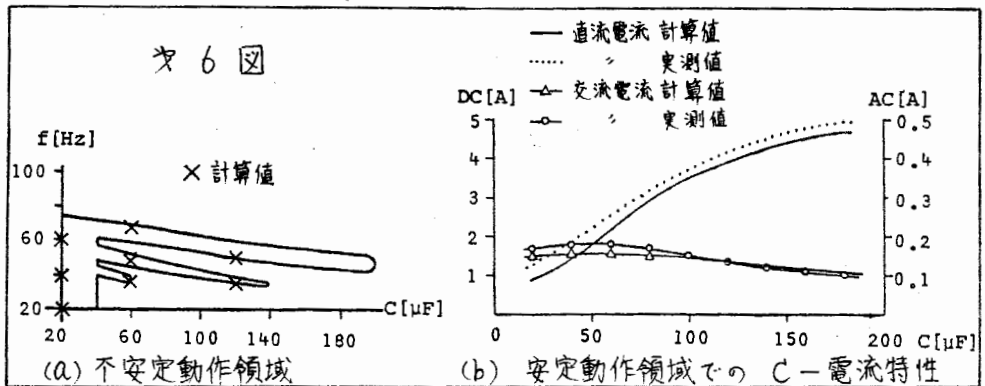
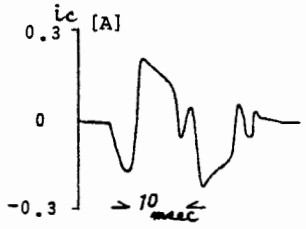
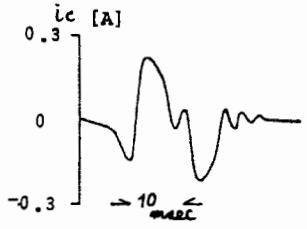
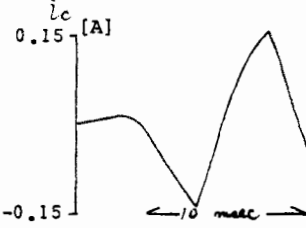
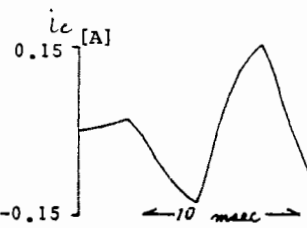
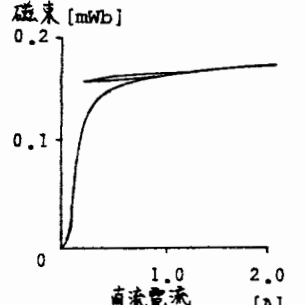
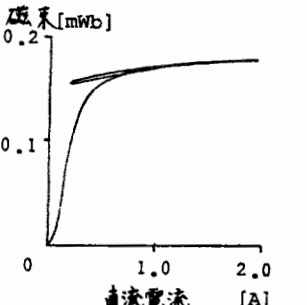


表 6 図	計 算 値	実 測 値
(c) 転流失敗時負荷電流 $i_c$ の過渡現象 $f = 49$ [Hz] $C = 60$ [ $\mu$ F] $\Delta t = 0.1$ [msec]		
(d) 安定動作状態への $i_c$ の過渡現象 $f = 100$ [Hz] $C = 200$ [ $\mu$ F] $\Delta t = 0.25$ [msec]		
(e) 安定動作状態への直流リアクトルの過渡磁化特性 $f = 100$ [Hz] $C = 20$ [ $\mu$ F] $\Delta t = 0.25$ [msec]		

#### 4. 結 言

本論文では、新しい磁気ヒステリシスモデルを提案し、Preisach 分布関数や Chua 等のモデルとの関係を述べた。このモデルに基づいて非線形インダクタのモデルを作成し、磁束を電荷に対する状態変数で表わし、SCR を単に非線形抵抗として導入した単相並列インバータのモデル化を行ない、そのシミュレーションに成功した。

その他、本論文で示さなかった典型的な計算例については、文献 [1] を参照されたい。また、他の集中定数回路モデルに応用した例は、文献 [5] に報告されている。分布定数系に本論文のモデルを適用した例は、文献 [12]、[13] に報告されている。

## 参 考 文 献

- [1] 加川：電気工学における有限要素法
- [2] Y.Saito, "Three Dimensional Analysis of Nonlinearmagnetostatic Fields in a Saturable Reactor," Comp. Meths. Appl. Mech. Eng., Vol. 16, No. 1, Oct. 1978, pp. 101-115.
- [3] Y.Saito, "Three Dimensional Analysis of Nonlinearmagnetodynamic Fields in a Saturable Reactor," Comp. Meths. Appl. Mech. Eng., Vol. 22, No. 3, June. 1980, pp. 289-308.
- [4] H.K.Messerle, Dynamic Circuit Theory. Oxford: Pergamon, 1965, pp. 117-167.
- [5] Y.Saito, H.Saotome and T.Yamamura, "A Lumped Circuit Model for a Nonlinear Inductor Exhibiting Dynamic Hysteresis Loops and its Application to The Electric Circuits," Comp. Meths. Appl. Mech. Eng., Vol. 38. No. 2, pp. 185-202. 1983.
- [6] F.Preisach, "Über die Magnetische Nachwirkung," Zeitschrift für Physik. Vol. 94, No. 5-6, pp. 277, Feb. 1935.
- [7] L.O.Chua and K.A.Stromsmoe, "Lumped Circuit Models for Nonlinear Inductor Exhibiting Hysteresis Loops," IEEE Trans. Cir. Theo, Vol. CT-17, No. 4, Nov. 1970, pp. 564-574.
- [8] S.N.Talukdar and J.R.Bailey, "Hysteresis Model for System Studies," IEEE Trans. Power Appa.and Syst., Vol. PAS-95. No. 4, Jul. 1976, pp.1429-1432.
- [9] 津屋他：「角形履歴特性とフライザッハ・ダイアグラム」電気通信学会磁気記録研究会 昭和41年5月
- [10] 奥村他：「ヒステリシス特性のデジタルシミュレーションとその応用」電気学会論文誌B 103巻 昭和58年7月
- [11] Y.Saito, H.Saotome, S.Hayano and T.Yamamura, "Modelling of Nonlinear Inductor Exhibiting Hysteresis Loops and its Application to the Single Phase Parallel Inverters," IEEE Trans. Magne. to be published in Sept. issue in 1983.
- [12] Y.Saito, "Three Dimensional Analysis of Magnetodynamic Fields in Electromagnetic Devices taken into account the Dynamic Hysteresis Lopps," IEEE Trans. Magne, Vol. MAG-18, No. 2, March 1982, pp. 546-551.
- [13] Y.Saito, H.Saotome, S.Hayano and T.Yamamura, "Modelling of Hysteretic and Anisotropic Magnetic Field Problems," IEEE Trans. Magne. to be published in Nobember issue in 1983.

原稿受付 昭和58年10月21日