

電磁機器解析手法技術調査の総括

-磁化特性モデルについて-

斎藤 兆古

(法政大学)

Summary of methodologies for electromagnetic devices analysis
-Constitutive Equation of magnetization characteristics-

Yoshifuru Saito (Hosei University)

Abstract

A brief summary of the methodologies for electromagnetic devices analysis is described on this paper. Reluctance network analysis by Tohoku university group, two-dimensional magnetic field analysis fully taking into accounts the anisotropy of ferromagnetic materials by Oita university group, proposal of measurement methodology on anisotropy of ferromagnetic materials and so on are outlined.

As a result of our meeting, it has been pointed out that constitutive equation representing ferromagnetic characteristics is one of the most important keys in order to breakthrough the analysis methodology utilizing the digital computers.

Thus, this paper formulates a constitutive equation representing ferromagnetic characteristics. Starting from a simple Fourier analysis, a constitutive equation fully taking into accounts the Preisach, Raleigh, Chua and Hodgedon law/models is derived and verified by experiments.

キーワード：電磁界、解析、磁性材料、構成方程式
(electromagnetic fields, analysis, ferromagnetic materials, constitutive equation)

1. はじめに

物理学の一分野として種々の電磁現象が観測され、現象の知見が蓄積されつつある時点で、産業革命による遠距離通信の必要性が電気通信機器の開発と実用化を促し、これが今日の電気・電子工学の発端となった。その後、蒸気機関による動力の集中使用による大量生産体制は部品製造に動力の分散使用を必要とし、これが効率的なエネルギーの伝送を可能とする電力系統網の整備および動力の分散生成と使用を可能とする発電機・電動機の開発と普及をもたらした。すなわち、産業革命が電磁気学を単なる物理学の一分野から電気・電子工学の基礎学術へ変貌させた。

現代の電気・電子工学は、電気通信のみならず電力系統まで極めて広範な分野を網羅している。本稿は、現代文明の主エネルギーを担う大型回転機や静止器等の電気機器を含まない、狭義の電磁機器に関する解析手法に関するものである。しかしながら、本稿は、磁性材料の非線形磁化特性等を解析へ取り込む方法も対象とするため、大型電気機器に関する解析の基礎的共通基盤を包含する。

電磁機器解析手法を述べる場合、計算機に果たす役割に関して言及せざるを得ない。1960年代の後半から爆発的な普及と高性能・小型・軽量化がなされた計算機は多くの工学機器解析の強力なツールである。計算機を前提とする現代電磁機器解析手法は、電磁機器の順問題的解析と逆問題的解析へ分類することができる。さらに、近未来的解析手法として、電磁界の可視化技術とその解析への応用が考えられる。

順問題的解析技術は、線形材料を前提とする簡潔な方法から何らかの非線形性を考慮したより精緻な解析へ変貌

しつつある。換言すれば、計算機を前提とする解析となりつつある。

磁気装置は必然的に線形な記述では不可能な複雑な非線形性を呈する磁性材料を主要な構成材料とする。これらの非線形性を平均的に勘案し、汎用回路シミュレータを併用する電磁機器解析手法は、主として東北大学を中心とするグループによって開発され、ほぼ実用化レベルにある。

さらなる精緻な電磁機器解析を行う場合、必然的に磁気履歴特性を勘案しなければならない。スカラーの磁化履歴特性を勘案する解析手法は、既に教科書レベルまでの完成域に達している。しかし、現実問題として、多くの磁性材料は非等方磁化特性を有する。非等方磁化特性を勘案した解析を行う場合、非等方磁化特性を表現する何らかの構成方程式が必要である。非等方磁化特性を測定する標準化手法の提案、そして、非等方磁化特性を表現する E & S モデル等が、大分大学や岡山大学のグループによって提案されている。

さらに、金属材料中の欠損を評価する ECT(Eddy Current Testing)は、単純な非破壊検査技術から品質評価手法へ変貌しつつある。すなわち、逆問題解析手法の端緒である ECT は、電磁機器解析手法の常套手段となり、その適用分野を広げている。

以上のように、現代電磁機器解析手法は、計算機を前提とするため、磁性材料の非線形性を平均的に勘案することを可能としているが、磁気異方性を勘案した解析は、開発途中にあると言える。また、逆問題的解析手法は、局所的技術は成熟期を迎えつつあるが、本格的な解析手法として認知されるには、時間と実績が必要とされる。換言すれば、順問題的解析手法で磁気異方性問題と逆問題的解析手法

は近未来解析手法の中間に位置し、近未来解析手法を実現する基幹技術と言える。

本稿は、現時点で最も緊急な開発が望まれている磁性材料の磁化特性に関する構成方程式について、理論的統一化を試みる。

2. 磁化特性の構成方程式

2.1. フーリエ級数による Chua 型モデル

磁束密度ベクトル \mathbf{B} は (1) 式で与えられるように時間 t に対して正弦波状に時間変化しているとする。

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_x \sin(\omega t) \\ \mathbf{B}_y \sin(\omega t) \\ \mathbf{B}_z \sin(\omega t) \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで、 ω は角周波数であり、下添え字 x, y, z はそれぞれ、 x, y, z 方向成分を表す。

(1) 式の磁束密度ベクトル \mathbf{B} 入力に対して、その応答である磁界ベクトル \mathbf{H} は、磁性体の非線形磁化特性によって歪波となり、時間 t に対して (2) 式のフーリエ級数で表現される。

$$\mathbf{H} = \sum_{i=1}^n \begin{bmatrix} \mathbf{H}_x \sin(n\omega t) \\ \mathbf{H}_y \sin(n\omega t) \\ \mathbf{H}_z \sin(n\omega t) \end{bmatrix} + \sum_{i=1}^n \begin{bmatrix} \mathbf{H}_x \cos(n\omega t) \\ \mathbf{H}_y \cos(n\omega t) \\ \mathbf{H}_z \cos(n\omega t) \end{bmatrix} \quad (2)$$

or

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{odd} + \mathbf{H}_{even}$$

(1) 式の磁束密度ベクトル \mathbf{B} は奇関数であるから、(2) 式の磁界ベクトル \mathbf{H} の奇関数成分 \mathbf{H}_{odd} と時間 t に対して同相である。よって、透磁率テンソル μ を

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (3)$$

とすれば、奇関数成分ベクトル \mathbf{H}_{odd} 磁束密度ベクトル \mathbf{B} の関係は (4) 式で与えられる。

$$\mathbf{H}_{odd} = \frac{I}{\mu} \mathbf{B} \quad (4)$$

ここで、 I は μ と 3 次の単位正方行列であり、 $I/\mu = \mu^{-1}I$ を意味する。

他方、(2) 式の磁界ベクトル \mathbf{H} の偶関数成分 \mathbf{H}_{even} と時間 t に対して同相となるのは磁束密度ベクトルの時間微分 $d\mathbf{B}/dt$ から、両者の関係を繋ぐテンソル s を

$$s = \begin{bmatrix} s_{xx} & s_{xy} & s_{xz} \\ s_{yx} & s_{yy} & s_{yz} \\ s_{zx} & s_{zy} & s_{zz} \end{bmatrix} \quad (5)$$

とすれば、磁界ベクトルの偶関数成分 \mathbf{H}_{even} と磁束密度ベクトルの時間微分 $d\mathbf{B}/dt$ の関係は (6) 式で与えられる。

$$\mathbf{H}_{even} = \frac{I}{s} \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (6)$$

ここで、 s をヒステリシス係数 (テンソル) と呼び、単位は Ω/m である。よって、(2), (4), (6) 式から磁界ベクトル \mathbf{H} と磁束密度ベクトル \mathbf{B} の関係は (7) 式で与えられる。

$$\mathbf{H} = \frac{I}{\mu} \mathbf{B} + \frac{I}{s} \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (7)$$

(7) 式は従来の Chua モデルをテンソル形へ拡張した結果に他ならない [1-3]。

2.2. 新 Chua 型モデル

(1) 式の磁束密度ベクトル \mathbf{B} は、時間 t の関数であるのみならず、空間座標 x, y, z の関数である。従って、(7) 式の右辺第 2 項 $d\mathbf{B}/dt$ は

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{H}} \left(-\frac{d\mathbf{H}}{dt} \right) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} \frac{dz}{dt} \quad (8)$$

と書ける。明らかに、(8) 式右辺第 1 項は磁界の時間変化に起因する単位面積当たりの起電力、第 2-4 項は、 x, y, z 方向の磁区の運動による単位面積当たりの逆起電力である。

いま、磁区の運動に起因する単位面積当たりの逆起電力を

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial(x, y, z)} \frac{d(x, y, z)}{dt} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (9)$$

と書くとすれば、(7) 式は (10) 式に書き直される。

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{I}{\mu} \mathbf{B} \\ &+ \frac{I}{s} \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial(x, y, z)} \frac{d(x, y, z)}{dt} - \mu_d \frac{d\mathbf{H}}{dt} \right) \\ &= \frac{I}{s} \left(\frac{d\mathbf{B}}{dt} - \mu_d \frac{d\mathbf{H}}{dt} \right) \\ \mu_d &= \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{H}} \end{aligned} \quad (10)$$

(10)式はテンソル形に拡張した新Chua型モデルである[4-6]。

2.3. Hodgedonのモデル

M. L. Hodgedonは強磁性体の磁化特性を(11)式で表現するモデルを提唱した[7]。

$$\frac{d\mathbf{H}}{dt} = \alpha \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \left[f(\mathbf{B}) - \mathbf{H} \right] + g\left(\mathbf{B}, \frac{d\mathbf{B}}{dt}\right) \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (11)$$

(11)式で、 α は材料に依存して決まるパラメータであり、 $f(\mathbf{B})$ は磁束密度ベクトル \mathbf{B} の一価関数、さらに、 $g(\mathbf{B}, d\mathbf{B}/dt)$ は磁束密度ベクトル \mathbf{B} と磁束密度密度ベクトルの時間微分 $d\mathbf{B}/dt$ の一価関数である。

(11)式を $f(\mathbf{B}) > \mathbf{H}$ として変形すると、

$$\mathbf{H} = f(\mathbf{B}) + \frac{g\left(\mathbf{B}, \frac{d\mathbf{B}}{dt}\right) \left[\frac{d\mathbf{B}}{dt} - \frac{I}{g\left(\mathbf{B}, \frac{d\mathbf{B}}{dt}\right)} \frac{d\mathbf{H}}{dt} \right]}{\alpha \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right|} \quad (12)$$

となる。(12)式を(10)式の新Chua型モデルと比較すると、

$$f(\mathbf{B}) = \frac{I}{\mu} \mathbf{B},$$

$$\frac{I}{g\left(\mathbf{B}, \frac{d\mathbf{B}}{dt}\right)} = \mu_d, \quad (13)$$

$$\frac{g\left(\mathbf{B}, \frac{d\mathbf{B}}{dt}\right)}{\alpha \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right|} = \frac{I}{s}$$

と対応する。よって、Hodgedonの数学的モデルは新Chua型モデルの一種であることが判る。

2.4. Preisach型モデル

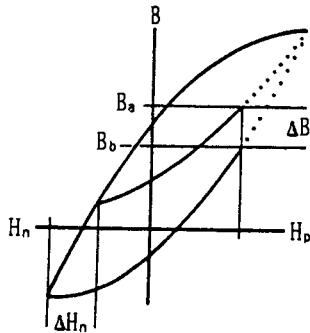


図1. 反転時の磁界 \mathbf{H}_n によって異なる経路

図1に示すように、磁気飽和に至る前に磁界の方向を反転させた場合、反転時の磁界 \mathbf{H}_n によって異なる経路をとる。

抛って、反転時の磁界 \mathbf{H}_n に対する磁化曲線の変化率 $\partial\mathbf{B}/\partial\mathbf{H}_p$

$$\psi = \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial H_p \partial H_n} \quad (14)$$

を考える。(14)式の関数 ψ は津屋、岩崎等が用いたPreisachの分布関数に他ならない[8-10]。

図2は津屋が実測した珪素鋼板に対するPreisachの分布関数の等高線表示したPreisach線図の1例を示す。一般に、軟磁性材料に対して、Preisach線図はなだらかな富士山型分布となる。アルニコ等の硬磁性材料に対して、Preisach線図は凸型となる。Preisach型モデルは(14)式を積分して磁化特性を再現する。

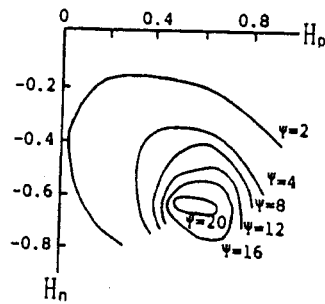


図2. 珪素鋼板に対するPreisach線図の1例

2.5. Preisachと新Chua型モデルの関係

図1の磁界 \mathbf{H}_p を(10)式の新Chua型モデルで表すと、

$$\mathbf{H}_p + \frac{\mu_d}{s} \frac{d\mathbf{H}_p}{dt} = \frac{\mathbf{B}_a}{\mu} + \frac{I}{s} \frac{d\mathbf{B}_a}{dt} \quad (14a)$$

$$\mathbf{H}_p + \frac{\mu_d}{s} \frac{d\mathbf{H}_p}{dt} = \frac{\mathbf{B}_b}{\mu} + \frac{I}{s} \frac{d\mathbf{B}_b}{dt} \quad (14b)$$

となる。(14a)式から(14b)式を左右の辺々引き算し、変形すると、

$$\frac{\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_b}{\mu} = \frac{I}{s} \left(\frac{d\mathbf{B}_b}{dt} - \frac{d\mathbf{B}_a}{dt} \right) \quad (15)$$

の関係を得る。ここで、

$$\frac{d\mathbf{B}_a}{dt} - \frac{d\mathbf{B}_b}{dt} = \left(\frac{\partial \mathbf{B}_b}{\partial \mathbf{H}_p} - \frac{\partial \mathbf{B}_a}{\partial \mathbf{H}_p} \right) \frac{d\mathbf{H}_p}{dt} \quad (16)$$

と変形し、図1で、 $\Delta\mathbf{H}_n \rightarrow 0$ のとき、 $\Delta\mathbf{B} = \mathbf{B}_a - \mathbf{B}_b$ もゼロへ近づくから、

$$\lim_{\Delta H_n \rightarrow 0} \Delta H_n = \frac{\Delta B}{\mu} \quad (17)$$

と仮定すれば、

$$s = \lim_{\Delta H_n} \frac{\mu}{\Delta B} \left(\frac{\partial B_b}{\partial H_p} - \frac{\partial B_a}{\partial H_p} \right) \frac{dH_p}{dt} \quad (18)$$

$$= \frac{\partial^2 B}{\partial H_n \partial H_p} \frac{dH_p}{dt}$$

が成り立つ。拠って、(10)式 of ヒステリシス係数 s と(14)式 of となり、Preisach の分布関数 ψ は(19)式で関係付けられる。

$$s = \psi \frac{\partial H}{\partial t} \quad (19)$$

つぎに、(12)式 of 関係を用いて、(10)式を变形すると、

$$\mathbf{H} + \frac{\mu_d}{s} \frac{d\mathbf{H}}{dt} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \frac{I}{s} \frac{d\mathbf{B}}{dt}$$

$$= \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \frac{I}{s} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{H}} \frac{d\mathbf{H}}{dt}$$

$$= \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \frac{I}{\psi} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{H}} \quad (20)$$

or

$$\mathbf{H} + \frac{\mu_d}{\psi} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \frac{I}{\psi} \frac{d\mathbf{B}}{d\mathbf{H}}$$

を得る。

(20)式を、透磁率 μ と Preisach の分布関数 ψ を一定値と仮定し、磁束密度ベクトル \mathbf{B} の初期値をゼロとして解くと、

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\mu}{\psi} (\mu_d - \mu) \left(I - \varepsilon^{\frac{\psi}{\mu} \mathbf{H}} \right) \quad (21)$$

となる。(21)式で、

$$\varepsilon^{\frac{\psi}{\mu} \mathbf{H}} \cong I - \frac{\psi \mathbf{H}}{\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{\psi \mathbf{H}}{\mu} \right)^2, \quad (22)$$

$$\mu \gg \mu_d$$

と近似すれば、(21)式は

$$\mathbf{B} = \mu_d \mathbf{H} + \frac{1}{2} \psi \mathbf{H}^2 \quad (23)$$

となる。(23)式で、微分透磁率 μ_d と Preisach の分布関数 ψ をそれぞれ、初期透磁率 μ_i と Raleigh 定数 ν に対応するから、(20)式は Raleigh の法則を包含していることが判る。換言すれば、Preisach の分布関数 ψ は Raleigh 定数 ν

を一定値で無い非線形領域へ拡張したものに他ならない [11-13]。

2.6. 線形新Chua型モデル

(10)式 of 新Chua型モデルで、比較的高周波励磁を前提とすれば、磁束密度ベクトル \mathbf{B} の最大振幅が小さく、透磁率 μ と ヒステリシス係数 s を一定値とみなせる。この場合、時間微分 d/dt は複素角周波数 $j\omega$ へ置き換えられる。

拠って、(10)式は

$$\left(I + j\omega \frac{\mu_d}{s} \right) \mathbf{H} = \left(\frac{I}{\mu} + j\omega \frac{I}{s} \right) \mathbf{B} \quad (24)$$

と变形できる。従って、複素透磁率 $\mu(\omega)$ は

$$\mu(\omega) = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} = \mu_R(\omega) - j\mu_I(\omega)$$

$$= \mu \left[\frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_d}{s^2 + \omega^2 \mu^2} - j \frac{\omega s (\mu - \mu_d)}{s^2 + \omega^2 \mu^2} \right] \quad (25)$$

となる。

(25)式から損失角 $\tan \delta$ は

$$\tan \delta = \frac{\mu_I(\omega)}{\mu_R(\omega)} = \frac{\omega(\mu - \mu_d)s}{s^2 + \omega^2 \mu \mu_d} \quad (26)$$

となる。損失角 $\tan \delta$ が最大となる周波数 f_m (同一ヒステリシスループ面積が最大となる) と最大損失角 $\tan \delta_{\max}$ は

$$f_m = \frac{s}{2\pi \sqrt{\mu \mu_d}}, \quad (27)$$

$$\tan \delta_{\max} = \frac{\mu - \mu_d}{2\pi \sqrt{\mu \mu_d}}$$

となる。(27)式から、最大損失角 $\tan \delta_{\max}$ を与える周波数 f_m はヒステリシス係数 s へ比例する。最大損失角 $\tan \delta_{\max}$ そのものはヒステリシス係数 s に無関係な透磁率 μ と微分透磁率 μ_d によって決まる一定値であることが判る。

つぎに、複素透磁率 $\mu(\omega)$ の周波数特性を吟味する。

$$\mu(\omega) = \mu, \quad \lim_{\omega \rightarrow 0} \quad (28)$$

$$\mu(\omega) = \mu_d, \quad \lim_{\omega \rightarrow \infty}$$

であるから、低周波数領域では透磁率 μ で支配され、高周波数領域では微分透磁率 μ_d で支配されることが判る。

3. 例題

3.1. 非線形磁化特性

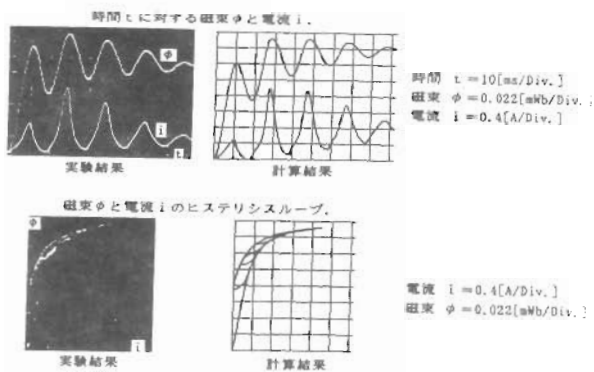


図 3. 積層鉄心

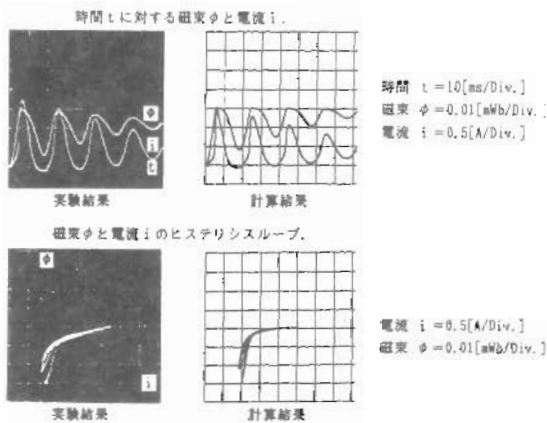


図 4. フェライト

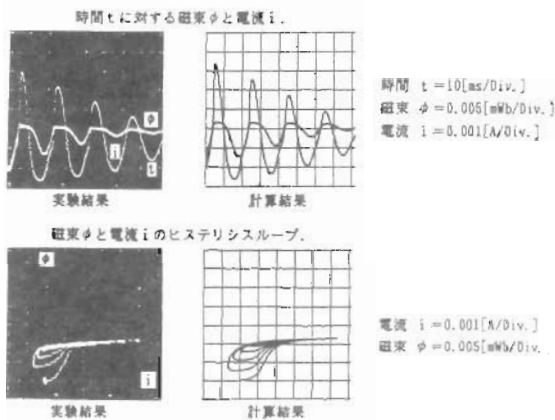


図 5. アモルファス

ここでは、積層鉄心、フェライト (TDK 製 K6A) さらに、アモルファス (東芝製 MA1) のトロイダルコアを用いて実験と計算値の比較を行う。入力は、一定値の直流へ時間に対して直線的に減衰する交流を重畳した電圧である。図 3, 4 および 5 はそれぞれ積層鉄心、フェライト、さらにアモルファスに対する結果である。何れも実験値と計算値は良く一致している [14]。

3.2. 線形磁化特性

ここでは、2種類のフェライト (TDK 製 H5C2, K6A) のト

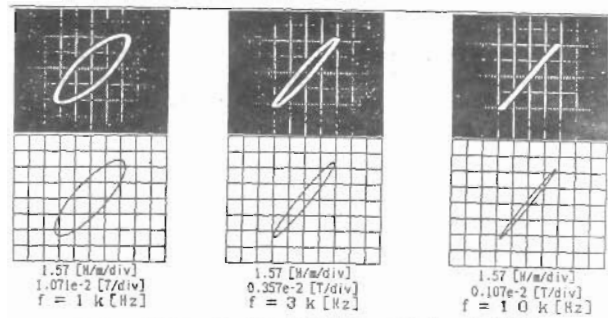


図 6. H5C2 (上図: 実験値、下図: 計算値)

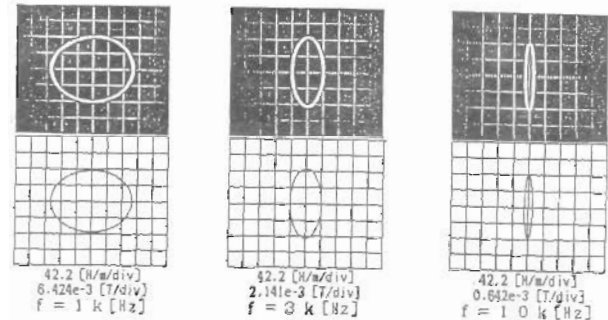


図 7. K6A (上図: 実験値、下図: 計算値)

ロイダルコアを用いて実験と計算値の比較を行う。入力は、正弦波交流電圧である。図 6, 7 はそれぞれ H5C2 と K6A に対する結果である。何れも実験値と計算値は比較的良好に一致している [15]。

4. まとめ

本稿では、本来、電磁機器解析手法調査専門委員会の調査検討結果として得られた新しい知見、ならびに将来的課題について総括すべきであるが、本委員会でも最も急務とされる課題は磁性材料の磁化特性を如何に有限要素法等の数値解析法へ導入するかにあると思われた。この課題解決の1方法として、磁化特性を表現する構成方程式の系統的な導出法を試みた。

参考文献

- (1) Y.Saito, S.Hayano, H.Nakamura, Y.Kishino and N.Tsuya, "A representation of magnetic hysteresis by Fourier series," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, North-Holland, Vol.54-57, (1986), pp.1613-1614.
- (2) Y.Saito, "Three - dimensional analysis of magneto-dynamic fields in electromagnetic devices taken into account the dynamic hysteresis loops," IEEE Transaction on Magnetism, Vol. MAG-18, No.2, Mar.(1982)pp.546.
- (3) Y.Saito, H.Saotome, S.Hayano and T.Yamamura, "Modeling of hysteresis and anisotropic magnetic field problems," IEEE Transaction on Magnetism, Vol. MAG-19, No.6, Nov. (1983) pp. 2510-2513.
- (4) Y.Saito, S.Hayano, T.Yamamura, N.Tsuya, "A representation of magnetic hysteresis," IEEE Transaction on Magnetism

- Vol. MAG-19, No.6, Nov. (1983).
- (5) Y.Saito, S.Hayano, Y.Kishino, K.Fukushima, H.Nakamura and N.Tsuya, "A representation of magnetic aftereffect," IEEE Transaction on Magnetism, Vol.MAG-22, No.5, Sep. (1986) pp. 647-649.
 - (6) Y.Saito, K.Fukushima, S.Hayano and N.Tsuya, "Application of a Chua type model to the loss and skin effect calculations," IEEE Transaction on Magnetism, Vol.MAG-23, No.5, Sep. (1987) pp. 3569-3571.
 - (7) M.L.Hodgedon, "Application of a theory of ferromagnetic hysteresis," IEEE Transaction on Magnetism, Vol. MAG-24, No.5, Sep. (1987) pp.2638-2640.
 - (8) F.Preisach, Zeitschrift fur Physik, 94, No.5 (1935).
 - (9) 津屋昇、他、東北大学電通談話会記録、第35巻、第2号、1966年6月、pp.127-134.
 - (10) S.Iwasaki, et al, "Application of internal reaction field on the analysis of magnetization process," IEEE Transaction on Magnetism, Vol. MAG-6, No.3, Sep. (1970) pp.646-649.
 - (11) Y.Saito, S.Hayano, and Y.Sakaki, "A parameter representing eddy current loss of soft magnetic materials and its constitutive equation," Journal of Applied Physics, Vol.64, No.10, Nov. (1988) pp.5684-5686.
 - (12) Y.Saito, S.Hayano and N.Tsuya, "Experimental verification of a Chua type magnetization model," IEEE Transaction on Magnetism, Vol.MAG-25, No.4, July (1989) pp. 2968-2970.
 - (13) Y.Saito, M.Namiki, and S.Hayano, "A representation of magnetization characteristics and its application to the ferroresonance circuits," Journal of Applied Physics, Vol.67, No.9, May (1990) pp.4738-4740.
 - (14) Y.Saito, M.Namiki and S.Hayano, "A magnetization model for computational magnetodynamics," Journal of Applied Physics, Vol.69, No.8, April (1991) pp.4614-4616.
 - (15) S.Hayano, I.Marinova and Y.Saito, "New complex permeability measurement device for thin magnetic films," Journal of Applied Physics, Vol.75, No.10, May (1994) pp.6887-6889.

原稿受付日	平成13年2月28日
-------	------------