

新方式薄膜磁化特性測定法の提案

A New Magnetization Characteristic Measurement Device for Thin Magnetic Films.

宮崎 淳 , 早野 誠治 , 斎藤 兆古
A.Miyazaki , S.Hayano and Y.Saito

法政大学 工学部
College of Engineering , Hosei University

1. まえがき

最近の電子機器は、小型、軽量化の要求から変圧器やリアクトルなどの磁気装置の高周波化の必要性に迫られている。この結果として、高周波動作で低損失の磁性薄膜に関する研究、開発が盛んとなり、例えば、携帯用電話機等の超小型電源用の薄膜トランスの研究や、一部では薄膜インダクタの研究もなされており、いずれはLSIの中にインダクタが構成される日も遠くはないと考えられる。したがって、高周波における磁性薄膜の特性を正確に把握する必要があるにもかかわらず、磁性薄膜材料に関する高周波磁気特性の測定法が確立されているとは言い難い。このため、本稿では磁性薄膜の高周波磁気特性の新しい測定法を提案するものである。

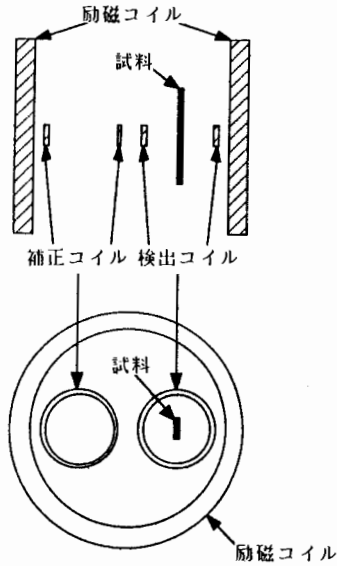
ところで、このような磁気装置の解析では、フィールドが無限遠点にまで広がる開領域の問題として扱う必要があり、通常の有限要素法による解析は適用できない。しかし、筆者等は電気影像法を拡張した双対影像法によって、開領域問題における有限要素解を得ることが可能であることを報告した [1-4,8]。また、磁性材料の磁化特性を表す構成式としてChua型磁化特性モデルを提唱しており、高周波で励磁される磁性材料の磁化特性は、磁束密度が低いことから線形化されたChua型モデルから導かれる複素透磁率によって極めて正確に再現できることを報告した [5-7]。

本稿では、磁性体の履歴特性をChua型モデルから導かれる複素透磁率を導入し、磁性薄膜の高周波磁気特性測定装置を双対影像法を用いて解析する。そして、従来から一般的に用いられている補正コイル法と呼ばれる測定法と我々が提唱する測定法との比較、検討を行い、筆者等の提案する方法では、従来の方法に比較して一桁程度の精度向上が期待できることを報告する。

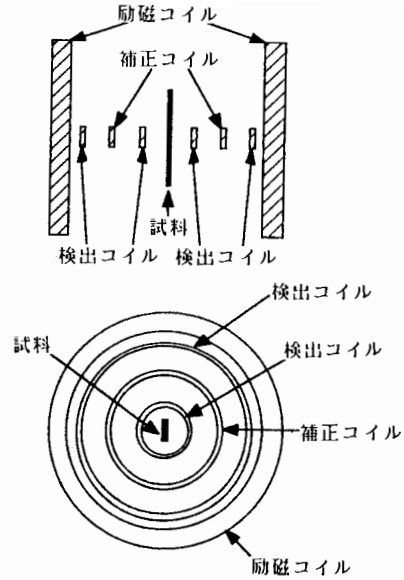
2. 測定原理

現在の薄膜磁化特性測定装置の一つとして、第1図に示すような配置のものがあり、磁性体は非対称の位置にある。この測定法は、一般に補正コイル法と呼ばれるもので、薄膜中の磁束を検出する際、検出コイルに含まれる空隙を補正コイルによってキャンセルする。この方法は、八の字コイルと原理は同じである。一方励磁磁界は、磁界検出コイルと兼用している補正コイルによって検出する。

このとき、検出コイルと補正コイルを差動にしておくことで、磁性体に起因して誘起される電圧 v は、次式のように表される。ここで、 H は磁界、 B は磁束密度、 μ_0 は真空中の透磁率、 μ_s は比透磁率、 A_s は磁性体の断面積、 N_s は検出コイルの巻数、 A_0 は検出コイルの断面積、 N_0 は補正コイルの巻数、 A_0 は補正コイルの断面積である。



第1図 補正コイル法測定装置



第2図 新方式測定装置

$$v = \left\{ \mu_0 \mu_s N_s A_e \frac{dH}{dt} + \mu_0 N_s A_a \frac{dH}{dt} \right\} - \mu_0 N_c A_c \frac{dH}{dt} \quad (1)$$

ここで、検出コイルの空隙の磁束成分をキャンセルする、つまり(1)式で $N_s A_a = N_c A_c$ とすれば、

$$v = \mu_0 \mu_s N_s A_e \frac{dH}{dt} = N_s \frac{d\phi}{dt} \quad (\phi: \text{磁性体内の磁束}) \quad (2)$$

となる。

一方、我々が提唱する薄膜磁化特性測定装置は、第2図に示すような配置であり、磁性体は対称の位置にある。そして、検出コイルは同心円状に2個配置し、検出コイルの間に補正コイルを配置する。補正コイルはこの装置の構造上の利点として1個または複数個配置することが出来る。

この方式では、あらかじめ磁性体の無い状態で、2個の検出コイルに誘起する電圧が等しくなるようにそれぞれの巻数を調節し、2個の検出コイルを差動にしておく。この状態で、磁性体を挿入したときに生じる誘起電圧の差が磁性体に起因するものとする。つまり、磁性体がない場合、2個の検出コイルの巻数を次のように調節する。ここで、 N_1 、 N_2 はそれぞれ内側と外側の検出コイルの巻数、 A_1 、 A_2 はそれぞれ内側と外側の検出コイルの断面積である。

$$v_a = \mu_0 N_1 A_1 \frac{dH}{dt} - \mu_0 N_2 A_2 \frac{dH}{dt} \quad , \quad (3a)$$

$$= \mu_0 (N_1 A_1 - N_2 A_2) \frac{dH}{dt} = 0 \quad . \quad (3b)$$

$$\therefore N_1 = (A_2 / A_1) N_2 \quad . \quad (4)$$

この状態で磁性体を挿入した時、2個の検出コイル間に誘起される電圧は次のようになる。

$$v_m = \left\{ \mu_0 \mu_s N_1 A_e \frac{dH}{dt} + \mu_0 N_1 A_1 \frac{dH}{dt} \right\} \\ - \left\{ \mu_0 \mu_s N_2 A_e \frac{dH}{dt} + \mu_0 N_2 A_2 \frac{dH}{dt} \right\} \quad , \quad (5a)$$

$$= \mu_0 \mu_s (N_1 - N_2) A_e \frac{dH}{dt} + \mu_0 (N_1 A_1 - N_2 A_2) \frac{dH}{dt} \quad , \quad (5b)$$

$$= \mu_0 \mu_s \left(\frac{A_2}{A_1} - 1 \right) N_2 A_e \frac{dH}{dt} \quad , \quad (5c)$$

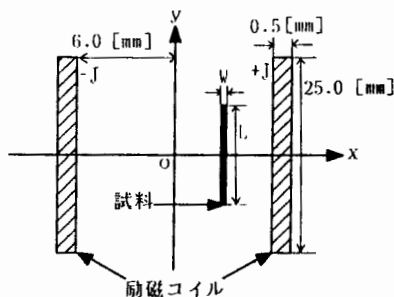
$$= \frac{A_2 - A_1}{A_1} N_2 \frac{d\phi}{dt} \quad . \quad (5d)$$

一方、励磁磁界は検出コイル及び補正コイルに誘起する電圧から、コイルの位置と磁界の関係を読み取り、磁性体部分の励磁磁界を近似する。

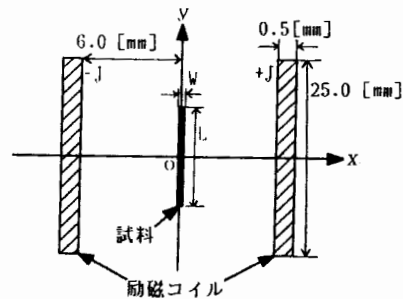
3. 数値実験

3.1. 解析モデル及び解析手法

実際の解析の対称となるのは、第1図、第2図に示す3次元モデルであるが、本稿では次に示す2次元モデルについて解析する。



第3 a 図 補正コイル法測定装置



第3 b 図 新方式測定装置

第3図 解析モデル

実際の計算では、問題領域の対称性から第3 a 図のモデルでは 1/2領域、第3 b 図のモデルでは 1/4領域について行う。

ところで、この問題では磁界が空間に広がるため開領域問題として扱う必要があり、通常の有限要素法を直接適用することはできない。そこで、我々は開領域に仮想境界を設け、この境界に零境界条件と対称境界条件を設定し、それぞれの有限要素解を組み合わせ、開領域における有限要素解とする双対映像法を提唱している [1-4,8]。本稿では、この双対映像法を用いてヒステリシスを含む系の有限要素解析を行う。

なお、この系の支配方程式は次式で表される [8]。

$$\{1/\mu(\omega)\} \nabla^2 A - j\omega \kappa A = -J \quad (6)$$

ここで、 $\mu(\omega)$ は複素透磁率、 A はベクトルポテンシャル、 j は虚数単位 ($j^2=-1$)、 ω は電源周波数を f としたとき $\omega=2\pi f$ で表される電源角周波数、 κ は導電率、 J は電流密度である。

複素透磁率は、我々が磁気履歴を表すモデルとして提唱しているChua型モデルから、次のように導かれる。

磁界 H と磁束密度 B との関係はChua型モデルから次のように表される。

$$H + \frac{\mu_r}{s} \frac{dB}{dt} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt} \quad (7)$$

ここで、 μ は透磁率、 μ_r は可逆透磁率、 s は磁気ヒステリシス係数である。高周波定常状態では、磁界 H と磁束密度 B は共に正弦波状に変化するため、磁気ヒステリシスループは楕円形となり磁気飽和現象は無視することが出来る。このとき、(7) 式のパラメータは一定値となり、複素記号法から $d/dt=j\omega$ として、(7) 式を変形すると、

$$(1 + j\omega \frac{\mu_r}{s}) H = (\frac{1}{\mu} + j\omega \frac{1}{s}) B \quad (8)$$

となる。(8) 式より、複素透磁率 $\mu(\omega)$ は、

$$\mu(\omega) = \frac{B}{H} = \mu \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} - j \mu \left\{ \frac{\omega(\mu - \mu_r)s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} \quad (9)$$

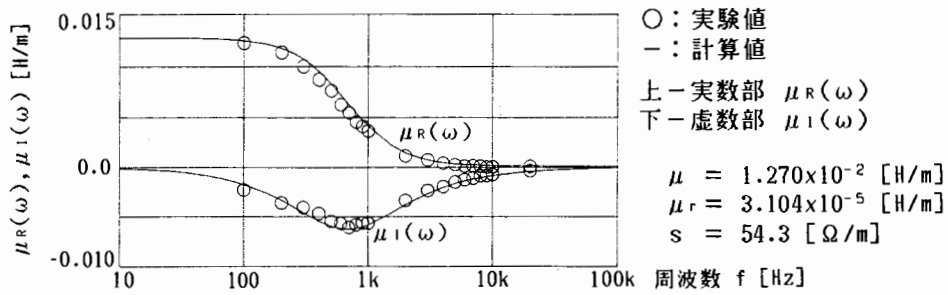
と表せる。第4 図に (9) 式で表される複素透磁率の計算値と実験値を示す。実験に用いたものは、TDK H5c2 フェライトである。なおChua型モデルのパラメータは (9) 式より、次のようにして決定される [6]。

$$\mu = \lim_{\omega \rightarrow 0} \mu(\omega) \quad (10a)$$

$$\mu_r = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu(\omega) \quad (10b)$$

$$s = 2\pi f_1 \mu \quad (10c)$$

(f_1 : 複素透磁率 $\mu(\omega)$ の虚数部が最大となる周波数)



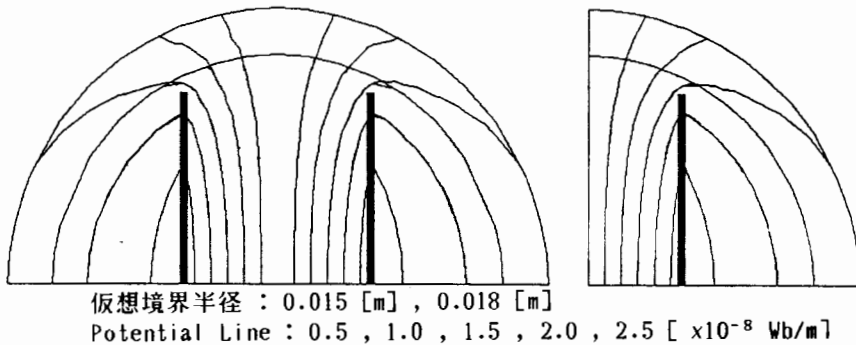
第4図 複素透磁率の周波数特性

3.2. 実験結果

3.2.1. ポテンシャル分布

(a) 解の一意性

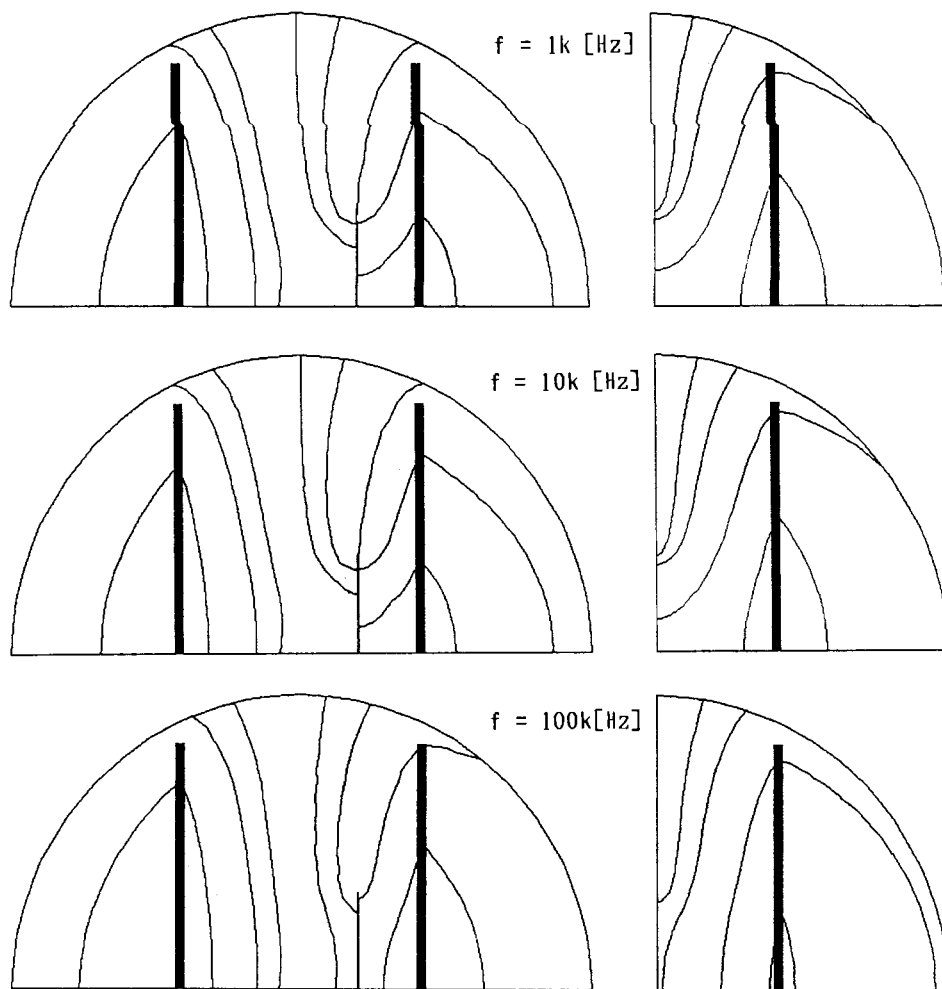
第3 a図、第3 b図に示される2次元モデルでは、双対映像法における仮想境界の形状は円形となる [1-4,8]。第5図に、仮想境界の半径を変えた時の空心の場合のポテンシャル分布を示す。この結果から、双対映像法による解は仮想境界の半径に関係無く一意に決まることがわかる。



第5図 双対映像法による解の一意性

(b) ポテンシャル分布

第6図に第3 a図、第3 b図に示される2つのモデルのポテンシャル分布を示す。この結果から、従来の補正コイル法と呼ばれる方式では、磁性体が対称の位置に無いためにフィールドの乱れが対称とはならず、周波数が低いほどこの乱れは激しくなることがわかる。このため、補正コイルによって検出コイルの空隙の磁束成分をキャンセルすることが難しくなることが予想される。そこで、磁性体がないときの補正コイルの部分の磁界 H_0 と磁性体があるときの補正コイルの部分の磁界 H との比 H/H_0 を第7図に示す。この結果から、条件が悪い場合、つまり、磁性体の幅が大きい場合や励磁周波数が低い場合には、正確な補正が期待できないことがわかる。したがって、この方法で正しい測定をするためには、磁性体の幅や励磁周波数などで厳しい制約が要求される。なお、以下の図中で W , L はそれぞれ磁性体の幅と長さを示す。

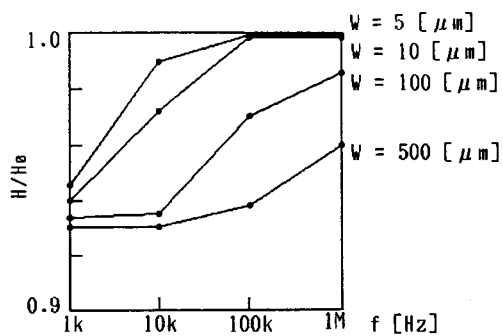


仮想境界半径 : 0.015 [m]
 $W = 100 [\mu\text{m}]$, $L = 10 [\text{mm}]$
 Potential Line : 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 [$\times 10^{-8}$ Wb/m]

第6図 ポテンシャル分布

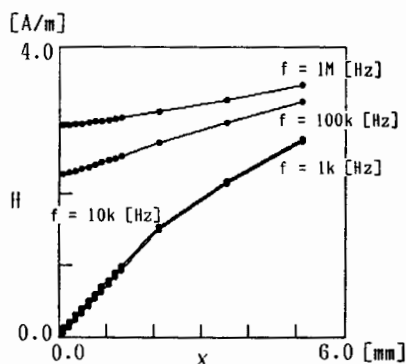
第7図 磁性体による
補正コイルへの影響

$L = 10 [\text{mm}]$



一方我々の提唱する方法では、この制約が比較的緩くなると考えられる。これは第6図の結果から、磁性体を対称の位置におくことによりフィールドの乱れが対称となるためである。従って、補正コイルを複数個配置することで、励磁磁界を比較的正確に近似することが可能となる。

第8図に磁性体と励磁コイルとの間のエアギャップ中の磁界の大きさを示す。この結果から、磁界はほぼ直線的に変化していることがわかる。つまり、励磁磁界は直線近似による外挿から十分な値を期待できる。



W = 100 [μm], L = 10 [mm]
第8図 エアギャップ中の磁界

3.2.2. ヒステリシスループ

次に、2つのモデルから得られる実験的なヒステリシスループを示す。

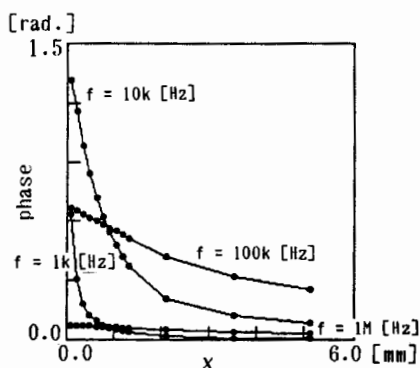
補正コイル法によるループは(2)式において $N_s = 1$ としたものであり、新方式による磁束密度Bは(5d)式から、 $N_z = 1$ とすれば、

$$B = \frac{x_1}{x_2 - x_1} \cdot \frac{V}{\omega} \quad (11)$$

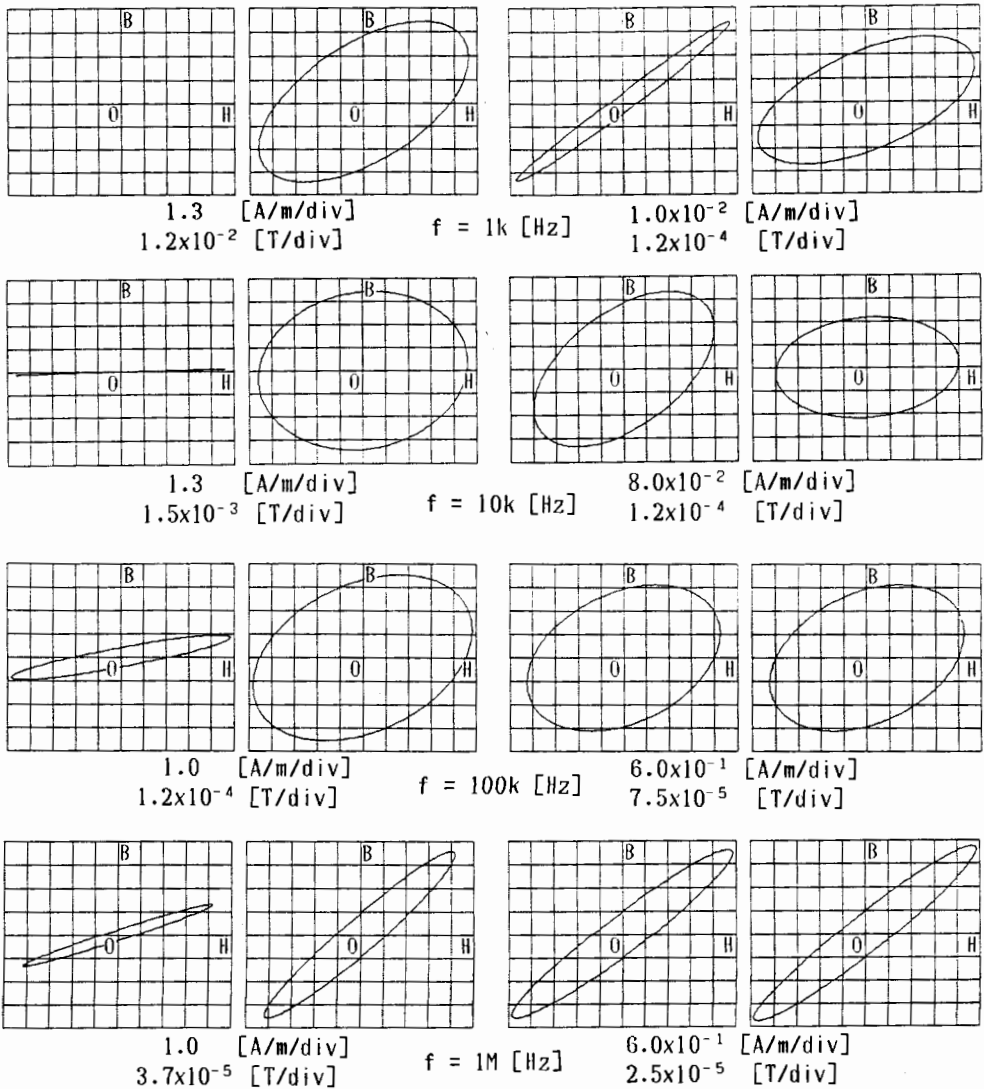
として表される。ここで、 x_1 , x_2 はそれぞれ内側と外側の検出コイルの位置であり、正弦波定常状態を想定しているので $d/dt = j\omega$ としている。一方励磁磁界は第8図より、2本の検出コイルと1本の補正コイルを用いて、最小自乗法による直線近似によって外挿近似から求める。

ところで、ヒステリシスループを考える場合、磁界Hと磁束密度Bの間の位相差が問題となる。第9図にエアギャップ中における磁界Hの電源に対する位相差を示す。この結果から、エアギャップ中でも磁性体に近づく程、位相差は大きくなるのがわかる。したがって、正確なヒステリシスループを描くためにはこの影響も考慮する必要がある。新方式による測定では、位相差についても励磁磁界の近似同様、補正コイルを用いて近似可能であり、ここでは最小自乗法による直線近似から外挿する。

以上の点を考慮した上で、第10図に実験的に得られたループと、同じ磁界で励磁した場合の(8)式で表される集中定数系モデルから得られるループを示す。この結果から、新方式による測定の方が、より信頼性のある測定が期待できることがわかる。



W = 100 [μm], L = 10 [mm]
第9図 電源に対する
磁界Hの位相差



実験値

計算値

実験値

計算値

補正コイル法

新測定法

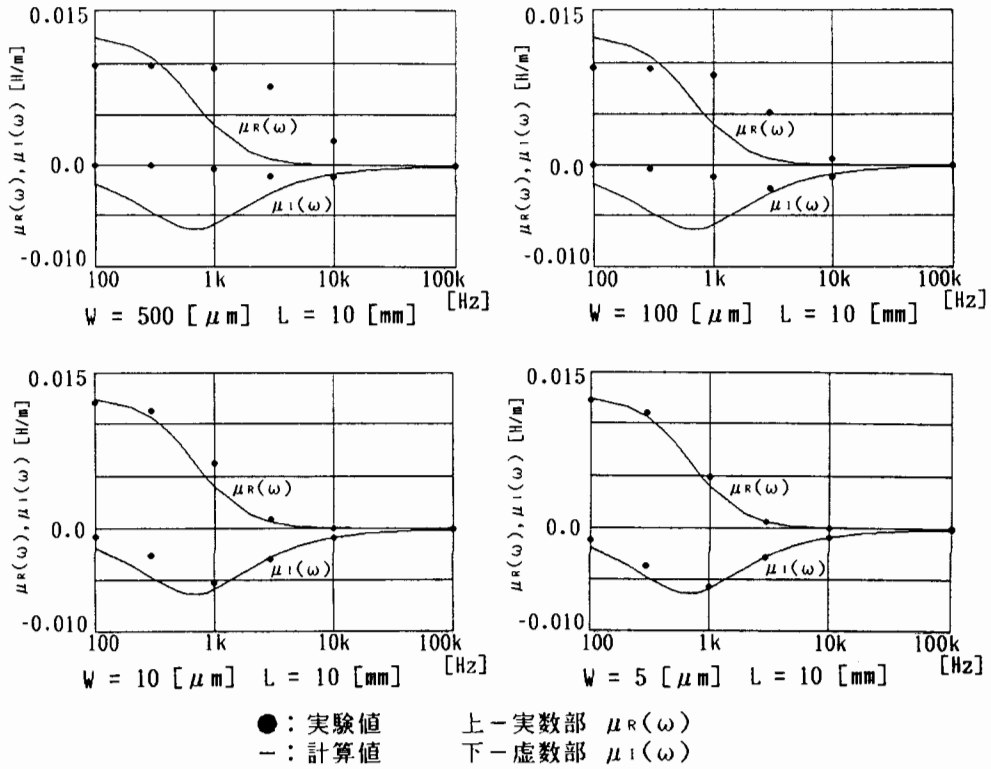
$W = 100 \text{ [}\mu\text{m]}, L = 10 \text{ [mm]}$

第10図 ヒステリシスループ

3.2.3. 複素透磁率

第11図に (9)式で表される複素透磁率の計算値と実験から得られる複素透磁率を示す。実験から得られる複素透磁率は、磁性体の幅 W を変化させたとき、前節で示された方法を用いた新方式の測定で得られるヒステリシスループから逆算したものである。

この結果から、低周波領域つまり透磁率の大きい領域では、比較的大きな誤差が生じるが磁性体の幅が十分小さくなると全体的に正確なものが得られることがわかる。



第 1 1 図 複素透磁率

3.3. まとめ

以上の結果をまとめると次のようになる。

- [1] 補正コイル法と呼ばれる従来の方法では、非対称の配置のためフィールドの乱れが対称ではなくなり、正確な測定をするためには測定条件に厳しい制限が生じる。これは、検出コイルの空隙の磁束成分をキャンセルするための補正コイルに、フィールドの乱れが大きく影響するためである。
- [2] 我々の提唱する対称型の配置では、従来のものよりも測定条件は比較的緩くなる。これは磁性体によるフィールドの乱れが対称となることに起因して、エアギャップ中の磁界がほぼ直線的に変化し、励磁磁界を最小自乗法による直線近似で十分正確な値が得られるためである。また、位相の遅れについても同様の近似ができ、これらの近似は補正コイルを配置することで可能となる。補正コイルは構造上の利点として同心円状に複数個配置することができるため、より高精度の近似が可能となる。
- [3] 実験的に得られたヒステリシスループから逆算された複素透磁率は、透磁率の大きい低周波領域で比較的大きな誤差を生じる。これは、検出される磁束密度が実際の値に対し大きめにすることに起因していると思われる。しかし、磁性体の幅が十分小さい場合には、低周波領域から高周波領域まで非常によい結果が期待できる。

4. 結言

本稿では、磁性体の磁気履歴特性をChua型モデルから導かれる複素透磁率で導入し、開領域における有限要素解を得るために双対映像法を用いて、薄膜磁化特性測定装置の解析を行った。その結果、従来からの補正コイル法と呼ばれる測定法で正確な測定を行うには、磁性体によるフィールドの乱れが対称ではないために、磁性体の幅や励磁周波数に厳しい制限が要求されることを示した。

そこで我々は、磁性体を中央に配置することによってフィールドの乱れを対称にする新しい測定法を提唱し、より信頼性の高い測定が可能となることを示した。これは、この方式の構造上の利点から補正コイルを複数設けることができ、従来の方法では求めることが困難だった励磁磁界を比較的正確に求めることが可能となったためである。

本稿では、二次元による数値実験を行ったが、今後より実際的な軸対称三次元による数値実験、および実験を行い新方式薄膜磁化特性測定装置の実用化を検討したい。

<参考文献>

- [1] Y.Saito, et al, IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-23, No. 5, pp. 3569-3571, Sep. (1987)
- [2] Y.Saito, et al, J. Appl. Phys., 63(8), pp. 3366-3368, April (1988)
- [3] Y.Saito, et al, IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-24, No. 6, pp. 2946-2948, Nov. (1988)
- [4] Y.Saito, et al, Proc. of the International Symposium on Applied Electromagnetics in Materials., Edited by K.Miya, pp. 237-245 (Pergamon Press Ltd., 1989)
- [5] 宮崎他, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-90-34, RM-90-45, (1990.8)
- [6] 宮崎他, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-90-90, (1990.8)
- [7] S.Hayano, et al, J. Appl. Phys., in Printing
- [8] 宮崎他, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-85, (1991.2)