積層鉄心の局部磁束波形の新しい推定法

学生員 稲本吉宏 (岡山大学)

正員 中野正典 (岡山大学)

正員 藤原耕二 (岡山大学)

正員 高橋則雄 (岡山大学)

A New Method for Estimating Localized Flux Waveform in Laminated Core
Yoshihiro Inamoto, Student Member, Masanori Nakano, Member, Koji Fujiwara, Member
and Norio Takahashi, Member (Okayama University)

Localized flux waveforms in laminated core are usually measured by using a search-coil method. However, this method has several problems due to holes for search coils, such as measurement error of magnetic field strength due to deterioration of magnetic properties in and around hole, and restrictions of distance between holes and number of measuring positions. In order to overcome those difficulties, a stylus-probe method and an improved probe method have been developed. Although these methods enable us to measure localized flux waveforms in a single sheet, they are not applicable to the laminated core because of insufficient interlaminar gap for setting probes and necessity for setting probes at corresponding positions on both sides of all sheets in the laminated core. In this paper, a new nondestructive method called a "B-estimated method" for evaluating localized flux waveforms in the laminated core is proposed. The effectiveness of the newly proposed method is validated by measuring waveforms of flux density and magnetic field strength, and by calculating iron losses from those waveforms at several positions in a model transformer.

キーワード：B推定法、探りコイル法、探針法、改良プローブ法、ログスキーコイル、Hコイル、磁気シールド

1. まえがき

変圧器や回転機、アクチュエータ等の電磁現象を利用した電気機器の小型・高効率化を図るためには、それらの機器の磁気回路を構成する鉄心各部の磁束波形を測定し、局部的な磁束の振舞い、つまり、波形ひずみの程度や回転磁束の発生状況等を詳細に把握する必要がある。電気機器鉄心の局部的な磁束波形を測定する方法としては、従来から「探りコイル法」が用いられている。この方法では、鉄心に穴をあけて探りコイル^[1]を通し、その誘起電圧波形を測定するので、方向性けい素鋼板のように、結晶粒径の大きさが問題になるような場合でも、積層方向に対して複数枚にわたって探りコイルを通せば、結晶粒の影響が低減されて、積層方向の平均的な磁束波形が測定可能である。しかしながら、穴部および穴周辺部の磁気特性劣化が磁界波形に与える影響が無視できないこと、および探りコイル間の距離の制約や穴あけ作業工数の観点からの測定点数の制約等の問題がある。これらの問題を解決するために、鉄心に穴をあけることなく局部的な磁束波形が測定可能な「探

針法」^{[2] - [7]}が開発された。さらに我々は、センサ部の設置空間が非常に小さい場合でも測定が可能のように、探針法を改良した「改良プローブ法」^{[8] [9]}を提案した。これらの方法では、鋼板一枚の磁束分布測定には有効であるが、鉄心の積層方向の平均的な磁束波形を求める場合には、各鋼板の両面に針、またはプローブを設置する必要があり、実質的には適用不可能である。

そこで、これら従来法の欠点を補う方法として、実器と単板磁気試験器^{[10] - [14]}等の標準磁気特性測定装置を併用して、実器で得られた局部的な磁界波形から、磁束波形を推定する方法（以後、「B推定法」と呼ぶ）^[15]を提案する。本論文では、その原理および特徴を述べるとともに、変圧器鉄心モデルの局部的な磁界波形と磁束波形、および鉄損の測定に適用して、提案手法の妥当性を検証したので報告する。ただし今回は、磁束がほぼ圧延方向を通っている領域について、本提案法を適用する。

2. B推定法の原理および特徴

本稿で新しく提案する「B推定法」は、実器で使用され

ているけい素鋼板と同一材質の鋼板を試料として用い、実器の磁界波形を磁気特性測定装置上で再現した場合、試料中の磁束波形が、実器の磁束波形と等価であるという考えに基づいている。図1に示すように、実器の積層鉄心の表面における局部的な磁界波形（磁界の強さ h の時間的变化）を、Hコイル^{[10] - [14]}、またはログスキーコイル^{[16] [17]}で直接測定し、素材の磁化特性を利用して、間接的に積層鉄心中の平均的な磁束波形（磁束密度 b の時間的变化）を求める。鉄心が交流で励磁された場合の磁化特性は、磁化電流だけでなく、渦電流によっても影響を受けるので、単板磁気試験器（SST）^{[10] - [14]}を用いて、同一の材質および同一の厚さの単板試料を、実器と同じ磁界波形になるように励磁して磁束波形を求める^[15]。このように本手法は、実器で得られた磁界波形をSST上で再現し、それに対応した磁束波形を求めるという、実器とSSTの併用法^{[18] [19]}である。SSTで磁束波形を求めるためには、次の条件が満たされる必要がある。すなわち、図1(a)に示す積層鉄心の積層方向の平均的な磁束密度 b_{ave} と鉄心表面の磁界の強さ h の関係が(1)式で表され、SST中の試料の磁束密度 b と試料表面の長手方向の平均的な磁界の強さ h_{ave} の関係が(2)式で表された場合、関数 f と g が等価でなければならない。

$$b_{ave} = f(h) \quad \dots\dots (1)$$

$$b = g(h_{ave}) \quad \dots\dots (2)$$

ここで、 f ：鉄心の形状や寸法、および鉄心を構成する鋼板の磁気特性等で決まる関数、 g ：SSTの構造および試料の磁気特性等で決まる関数。

(1)式および(2)式から明らかなように、関数 f と g が等価であれば、SSTで再現される磁界波形（ h_{ave} ）を、実器の局部的な磁界波形（ h ）になるように制御すれば、SSTで得られる磁束波形（ b ）が、実器の積層方向の平均的な磁束波形（ b_{ave} ）に等しくなる。

「B推定法」は、「探りコイル法」とは異なり、鉄心全体を貫通する穴をあける必要がないので簡便であり、かつ、穴部および穴周辺部の磁気特性劣化が磁界波形に与える影響を除去できる。さらに、巻線機を導入すれば、幅1mm程度のHコイルおよびログスキーコイルが容易に製作できるので、探りコイルでは困難である、微小領域における磁束波形の測定も可能であるという特長を有する。ただし、結晶粒や層間ギャップ等の影響により、関数 f と g は厳密には等価にはならず、本質的にある程度の誤差を含むことになる。

これについて、図2に示すような、磁化特性は線形であるが、透磁率は異なる二つの長方形形状の結晶粒を用いて説明する。単板試料において、磁束が長手方向のみに通る場合、各結晶粒の磁束密度は等しくなる。磁界の強さは、透磁率に反比例して小さくなるので、各結晶粒で異なり、その平均値はP点となる。積層鉄心の場合、各結晶粒に印加される起磁力、すなわち磁界の強さがほぼ等しくなるよ

うに磁束の渡りが生じ、各結晶粒の磁束密度は、積層方向の平均的な磁束密度 b_{ave} に対して、 $\pm\Delta b$ の範囲で変化するため、磁界の強さの平均値はQ点となる。このように、P点とQ点はほぼ等しくなるが、厳密には異なる。この差は、 Δb の大きさ、つまり鋼板間の磁束の渡り、および各結晶粒間の透磁率の比に依存する。なお、実際の鋼板の磁化特性は非線形性を有するが、線形の場合と比較すると、磁束分布の空間的な不均一度は緩和される、つまり、 Δb が小さくなる傾向にある。

図1 局部磁束波形推定のためのB推定法の原理
Fig.1. Principle of B-estimated method for evaluating localized flux waveform.

図2 B推定法の有する本質的な誤差
Fig.2. Intrinsic error of B-estimated method.

3. 磁束波形の推定精度に影響を与える諸因子

<3・1> 結晶粒および層間ギャップ 2章で示したように、B推定法が具備すべき条件の一つとして、(1)式が満足されなければならない。つまり、積層鉄心の積層方向の平均的な磁束密度に対応した磁界の強さが、鉄心表面のそれと等しくなければならない。単板試料では、試料の長手方向の磁束密度はほぼ均一であるので、2章で述べたように、各結晶粒の透磁率の違いが、そのまま試料表面各部の磁界の強さの差異となって現れる。一方、鋼板を積層した場合、磁束密度は積層方向で変化するが、一枚毎の鋼板に印加される起磁力が等しくなるように磁界が分布するので、鉄心表面の磁界の強さから、積層方向の平均的な磁束密度が推定可能であると考えられる。しかし、方向性けい素鋼板のような結晶粒径の大きい試料を用いて鉄心を

構成した場合、積層方向の平均的な磁界の強さが等しい場合でも、結晶粒および層間ギャップの影響により鉄心表面の磁界の強さは各部で異なり、それを用いて積層方向の平均的な磁束密度を推定すると、誤差が生じる。

そこで、結晶粒径の大きな鋼板を積層した場合の鉄心表面における磁界分布を、有限要素法による二次元線形静磁界解析により検討した。図3に、数値解析用のモデルを示す。鋼板の厚さは0.27 mm、積層枚数は20枚とした。図中の○印および×印の領域は結晶粒を模擬しており、その長手方向の比透磁率 μ_s を、それぞれ20,000、10,000とした。

図3 解析モデル (積層枚数: 20)

Fig.3. Analyzed model (number of laminations: 20).

また、積層方向の比透磁率 μ_s を1,000とした。ただし、鋼板の平均的な磁気特性を均一にするため、鋼板の長手方向および積層方向において、○と×の数が等しくなるように分配した。層間ギャップ長 G としては、占積率 η が98% ($G = 6.0 \mu\text{m}$)、または99.9% ($G = 0.2 \mu\text{m}$)になるように設定した。なお、透磁率の非線形性を考慮すると、磁束分布の空間的な不均一度が緩和されるため、より傾向が顕著に現れる線形の場合について検討すれば十分である。また、非線形性を考慮した場合には、積層鉄心または単板試料に印加される平均的な磁束密度の大きさによって、鉄心または試料表面の磁界の強さに影響を与える各結晶粒間の透磁率の比は異なるが、長手方向の透磁率の比を2とした本例は、実際の場合より、磁束分布の不均一度は大きいと考えられる。

図4 (a) に、鉄心表面の磁界の強さ (鉄心表面から0.025 mmの位置) のバラツキ ε_H を示す。ただし、 ε_H は次式で定義した。

$$\varepsilon_H = \frac{H_{air} - H_{ave}}{H_{ave}} \times 100(\%) \quad \dots\dots (3)$$

ここで、 H_{air} : 鉄心表面の各部の磁界の強さ、 H_{ave} : 磁界の強さの積層方向の平均値。

ε_H は、 η が99.9%の方が小さくなっている。これはギャップを小さくした方が、各鋼板に印加される起磁力がなるべく等しくなるように、磁束が渡りやすくなるためである。今回、比透磁率を20,000と10,000にしたので、単板試料

(a) 接合部なし

(b) 接合部あり

○: $\eta=98.0\%$ ($G=6.0 \mu\text{m}$)
●: $\eta=99.9\%$ ($G=0.2 \mu\text{m}$)

図4 磁界の強さのバラツキ

Fig.4. Declination of magnetic field strength.

を長手方向の磁束密度が均一になるように励磁した場合には、磁界の強さのバラツキは±33%となるのに対して、積層した場合の磁界の強さのバラツキは、 η が98%の場合で1/4程度、99.9%の場合で1/10程度に低減されている。したがって、積層することによって結晶粒による影響が緩和され、鉄心表面の磁界の強さは、積層方向の平均的な磁束密度に対応した値に近くなる。さらに、より対応した磁界の強さを鉄心表面で得るには、複数個の結晶粒にまたがって測定することが望ましいと考えられる。

また、鉄心の中央 ($x=150 \text{ mm}$) 付近に、接合部を設けた場合についても検討した。ただし、鉄心は交互積みで、ラップ代は15mm、突合せギャップは1 mmとした。その結果を、図4 (b) に示す。この場合、接合部近傍でバラツキが極端に大きくなっている。したがって、接合部近傍では、積層方向の平均的な磁界波形を鉄心表面で得ることは困難であり、B推定法による磁束波形の推定精度は悪くなる。

<3・2> 磁界波形の測定法 今回提案するB推定法は、実器の積層鉄心表面の磁界波形を測定し、それをSST上で再現することにより、間接的に磁束波形を推定するので、推定精度を向上させるためには、鉄心表面における磁界波形の精度良い測定が必要となる。磁界波形を測定する方法には、Hコイル法^{[10] - [14]} およびロゴスキーコイル法^{[16] [17]} がある。いずれの方法も、鉄心と空気の境界において、磁界の強さの接線方向成分が連続であることを

利用し、鉄心表面近傍の空气中的磁界波形の測定結果から、鉄心表面の波形を算出する。

Hコイル法を用いる場合、Hコイルの厚さを薄くするには限界があるため、鉄心表面近傍において、磁界の空間的变化が急峻である場合には、磁界波形の測定精度は悪くなる。急峻に変化する原因として、励磁巻線や接合部からの漏れ磁束による影響が考えられる。それらの解決策としては、けい素鋼板等でバイパス磁路を構成し、漏れ磁束を逃がす磁気シールド法^[20]があるが、鉄心表面近傍の磁界勾配は、各測定点毎に異なるため、それぞれに対して最適なシールド条件（シールド板の材質、寸法、形状および設置位置等）を検討しなければならない。また、シールド板の設置により、測定点によっては、鉄心表面近傍の磁界勾配が急峻になり、シールドを施さない方が精度良く磁界波形を測定できることを、有限要素法を用いた三次元線形静磁界解析により確認している。このように、シールド板を用いる方法が、最良な解決策であるとは言えない。シールドを用いない場合の有効な測定法の一つとして、2Hコイル法^[11]が考えられる。この方法は、鉄心表面近傍の磁界の強さが、鉄心表面からの距離に比例して変化している場合にのみ有効であり、SSTのように試料に均一磁界を印加する場合には十分適用可能であるが^{[10] - [14]}、実器に適用した場合、漏れ磁束が大きくなるため、その精度は磁界勾配および鉄心表面からの距離に依存する。

ログスキーコイルについても同様な問題があるが、Hコイルに比べて、鉄心表面に近接させて設置することが可能であるため、より高い精度で磁界波形を測定することが可能であると考えられる。精度についての具体的な比較検討は、4章で行う。

なお、磁界波形の測定法としては、上述の方法以外に、ホール素子や磁気抵抗効果(MR)素子を用いた方法もあるが、今回対象とする積層鉄心の積層方向の平均的な磁界波形の測定領域が、それらの素子の感磁部よりもかなり大きく、多数の素子が必要になるので、実用性の観点から比較検討を行わなかった。

4. 適用例

<4・1> 測定モデル 図5に、各手法の比較検討に用いた単相積層鉄心を示す。高配向性けい素鋼板27P100を、45°ラップジョイント方式により28枚積層した。磁界波形の測定は、右脚の①～⑤の点で行った。探りコイル法により得られた磁束波形と比較するため、B推定法を用いた場合と同一条件の積層鉄心を別途用意し、①～⑤の測定点に対応した箇所に、28枚の全鋼板に貫通させて探りコイルを巻いた。探りコイルには、芯線がφ0.08 mmのフッ素樹脂絶縁電線（線径：φ0.24 mm）を使用し、巻数は1回とした。穴の間隔は6 mm、穴の直径はφ0.6 mmである。ここで、B推定法と探りコイル法検討用の鉄心を別々にしたのは、後述の<4・2>で示すように、探りコイル用に穴をあけると、その部分の正確な磁界波形が測定

できないからである。穴をあけたことによる穴周辺部の磁気特性の劣化を取り除くため、穴あけ後、すべてのけい素鋼板を焼鈍した。励磁巻線は、磁界波形測定時の励磁巻線による漏れ磁束の影響を低減するために、磁界波形を測定する脚と反対側の左脚のみに巻いた^[20]。脚部、ヨーク部およびコーナ部には、それぞれの部分における積層鉄心全体の平均的な磁束波形を測定するための探りコイル（巻数：1回）を巻いた。

図5 積層鉄心（積層枚数：28）

Fig.5. Laminated core (27P100, number of laminations: 28).

<4・2> 穴の影響 探りコイル用に穴をあけると、穴部および穴周辺部の磁界波形は、穴をあける前に比べて変化すると考えられるので、これを、図5の積層鉄心において確認した。図6に、穴をあける前後での、図5中の測定点①付近（ $-30 \text{ mm} \leq y \leq +30 \text{ mm}$ ）の磁界の強さの波高値 H_m の空間的分布を示す。ただし鉄心は、右脚中央部の平均磁束密度の振幅 B_m が1.7 Tの正弦波（周波数 f : 50 Hz）になるように励磁した。穴近傍においては、穴をあけた方が磁界の強さが大きくなっている。焼鈍を行っても、その傾向は変わらない。逆に、穴から離れた位置においては、穴をあけた方が磁界の強さは小さくなっている。これ

図6 穴をあける前後の磁界分布

Fig.6. Distributions of magnetic field strength with and without hole.

は、穴をあけることにより、穴を含む磁路において、全体的に磁束が通りにくくなったためであると考えられる。このように、穴をあけて測定を行う探りコイル法では、磁界波形の測定結果に、かなりの誤差を含むことになる。しかしながら磁束波形については、穴がある場合でも、磁束がほぼ探りコイル内を通るために誤差は少なく^{[6] - [8]}、後述する各種測定法の誤差範囲から考えると、無視して差し支えない。

< 4・3 > 実験方法

(1) B推定法による磁束波形の推定 まず、積層鉄心表面の磁界波形を、Hコイル、2 Hコイルおよびログスキーコイルで測定した。以下、それぞれの磁界の強さを h_h 、 h_{2h} 、 h_R とする。 h_h は、鉄心表面からの距離 L が0.6、1.1 mmの位置の磁界の強さであり、 h_{2h} はそれらの値を外挿することにより求めた鉄心表面の磁界の強さである。図7に、測定に用いたHコイルおよびログスキーコイルを示す。Hコイルには、芯線が $\phi 30 \mu\text{m}$ のポリウレタン絶縁電線（線径： $\phi 36 \mu\text{m}$ ）を用い、長さ20 mm、幅5 mm、厚さ1 mmのエポキシ樹脂製の板に、巻線機を用いて1,000ターン巻いた。ログスキーコイルは、同一の電線を長さ40 mm、幅5 mm、厚さ0.5 mmの亚克力樹脂製の板に2,000ターン巻き、それを逆U字型に曲げることにより、Hコイルと同一の20 mm $\times$ 5 mmの領域の磁界波形が測定できるようにした。ログスキーコイル用に亚克力樹脂製の板を用いたのは、エポキシ樹脂製の板よりも弾力性が高いからである。また、磁界波形の測定領域を20 mm $\times$ 5 mmとしたのは、これより小さい領域では、結晶粒の影響で鉄心表面の磁界分布が滑らかに変化せず、鉄心の積層方向の平均的な磁束波形に対応した磁界波形を正確に測定できなくなるからである。鉄心は、右脚中央部の平均磁束密度の振幅 B_m が、1.7 Tの正弦波（周波数 f ：50 Hz）になるように励磁した。磁束波形の設定精度は、目標波形に対する B_m の誤差を0.1 %以内、波形率の誤差を0.01 %以内とした。

次に、積層鉄心と同一材質の単板試料を用い、同一周波数で励磁して、積層鉄心表面で測定した磁界波形をSST上で再現し、磁束波形の推定を行った。すなわち、上述の測定システムの被測定部に、積層鉄心の代りにSSTを接続し、Hコイル、2 Hコイルおよびログスキーコイルで測定した積層鉄心の局所的な磁界波形 h_h 、 h_{2h} 、 h_R を目標波形として、それに対する波高値の誤差を0.1 %以内、波形率の誤差を0.01 %以内になるように波形制御を行い、そのときの h_h 、 h_{2h} 、 h_R に対応する磁束密度 b_h 、 b_{2h} 、 b_R を、それぞれ測定した。波形制御には、一周を1024点に分割し、各点における磁界の強さと目標値との差に着目してフィードバックを行い、任意波形発生器で作成する励磁電圧波形を徐々に変更する方式を採用した。また、励磁巻線による漏れ磁束の影響を低減させるため、0.35 mm $\times$ 100 mm $\times$ 400 mmのけい素鋼板（35A250）を、右脚の左端から右に5 mm、鉄心表面から5 mmの箇所を設置して磁気シールドを施し^[20]、同様の測定を行った。

図7 Hコイルとログスキーコイル

Fig.7. H coil and Rogowski coil.

(2) 探りコイル法による磁界波形の推定 まず、探りコイル用に穴をあけた積層鉄心において、探りコイルにより磁束波形（ b_s ）を測定した。次に、測定によって得られた磁束波形をSST上で再現し、磁界波形（ h_s ）を推定した。励磁周波数および磁束波形の設定精度等は、B推定法を検討した場合と同一である。

(3) 鉄損の算出 B推定法は、磁束波形を推定する手法であるが、磁界波形も求まっているため、鉄心各部の局部鉄損も求めることができる。そこで、B推定法により推定した磁束密度 b の時間的変化と測定により求めた磁界の強さ h の時間的変化を用いて、次式により、局部鉄損 W を算出した。なお、探りコイルを用いて求めた b_s 、 h_s からも、同様に局部鉄損を算出した。

$$W = \frac{f}{\rho} \int_0^T h \frac{db}{dt} dt \quad \dots\dots (4)$$

ここで、 ρ ：鋼板の比重、 f ：周波数。

< 4・4 > 実験結果および検討 図8および図9に、図5中の測定点①、③、⑤において、Hコイル法、2 Hコイル法、ログスキーコイル法および探りコイル法のそれぞれの手法で求めた磁界波形（ h_h 、 h_{2h} 、 h_R 、 h_s ）、および磁束波形（ b_h 、 b_{2h} 、 b_R 、 b_s ）を示す。①は励磁巻線および接合部からの漏れ磁束による影響が小さいと考えられる点、③は励磁巻線の影響が大きいと考えられる点、⑤は接合部の影響が大きいと考えられる点である。表1に、磁界の強さ H_m 、磁束密度 B_m 、鉄損 W 、およびそれらの誤差 ε_{Hm} 、 ε_{Bm} 、 ε_W を示す。ただし、添字 m は、波高値を示す。また、誤差を算出する基準としては、探りコイル法による結果を用いた。これは、磁束波形に関しては、探りコイル用の穴の間隔に対する穴の直径の割合程度の誤差を含むことを考慮すれば、従来の実績から、十分な測定精度を有していると考えられること、およびそのような磁束波形を目標波形として、波高値の誤差を0.1 %以内、波形率の誤差を0.01 %以内になるように波形制御を行って得られた磁界波形を基準とするのは、差し支えないと判断したため

図8 磁界波形
Fig.8. Waveforms of magnetic field strength.

図9 磁束波形
Fig.9. Waveforms of flux density.

ある。

Hコイル法、2Hコイル法およびログスキーコイル法探りコイル法のいずれの測定点においても、B推定法による磁束波形の推定精度は、磁界波形の測定精度が反映されている。これは、鉄損についても同様である。そこで、磁界の強さの誤差に注目して検討を行う。シールドを施さない場合、磁界の強さの誤差は、Hコイル法が最も大きく、測定点によっては200% (表1 (a) のHコイル法、測定点：⑤) に近い。したがって、この方法では、鉄心表面の正確な磁界の強さを測定することができない。2Hコイル法では、この誤差は多少緩和されるが、それでも140%程度 (表1 (a) の2Hコイル法、測定点：③) の大きな誤差を生じる場合がある。ログスキーコイル法は、Hコイルを用いる方法に比べて、磁界の強さの誤差は小さくなり、より精度良く測定されていることがわかる。ログスキーコイル法により推定された磁束波形が、最も探りコイル法による磁束波形に近くなっている。これより、B推定法を用いれば、積層鉄心の磁束波形の推定が可能であるが、その推定精度は磁界波形の測定精度に大きく依存することがわかる。磁束密度の推定誤差は、測定点①、③および⑤における誤差の絶対値を平均すると、Hコイル法で約12%、2Hコイル法で約10%、ログスキーコイル法で約5%であった。なお、磁束密度の誤差に比べて、磁界の強さの誤差がかなり大きいのは、磁化特性の非線形性のためである。各

部の磁束密度の波高値は1.7T前後であり、このような高磁束密度領域においては、磁束密度の変化に対して、磁界の強さは大幅に変化する。

シールドを施した場合は、施さない場合に比べて磁界の強さの誤差は小さくなっており、それに対応して磁束密度および鉄損の誤差も小さくなっている。この効果は、ログスキーコイル法よりも、Hコイル法および2Hコイル法に対して顕著に現れている。今回のような積層鉄心については、シールド板を用いることにより、磁界の強さの測定精度を向上させることができたが、この方法には $<3 \cdot 2>$ で述べたような問題点があるために、最良策であるとは言えない。したがって、一般的にはシールドを施さずに、ログスキーコイル法を用いて測定することが望ましいと考えられる。また、漏れ磁束による影響が大きいと考えられる測定点⑤の磁界の強さの誤差は、ログスキーコイル法を用いた場合でも約66% (表1 (a) のログスキーコイル法、測定点：⑤) と大きい。したがって、接合部付近の測定法については、今後さらに検討を行う必要がある。

5. むすび

本稿では、積層鉄心の新しい磁束分布推定法としてB推定法を提案し、以下のことを明らかにした。

- (1) 方向性けい素鋼板のような結晶粒径の大きい試料を用いて積層鉄心を構成した場合、磁界分布のバラツ

表1 H_m 、 B_m 、 W およびそれらの誤差Table 1. Magnetic field strength H_m , flux density B_m , iron loss W and those errors.

(a) シールド板なし

測定法	測定点	H_m (A/m)	B_m (T)	W (W/kg)	$\varepsilon_{H_m}(\%)$	$\varepsilon_{B_m}(\%)$	$\varepsilon_W(\%)$
Hコイル法 ($L=0.6\text{mm}$)	①	50.8	1.73	1.24	54.4	6.0	32.3
	③	64.5	1.75	1.16	160.2	17.9	52.0
	⑤	87.6	1.79	1.39	199.9	12.0	60.9
2 Hコイル法	①	45.0	1.71	1.16	36.6	4.6	24.0
	③	59.2	1.74	1.12	139.0	17.1	47.2
	⑤	55.4	1.73	1.07	89.6	8.0	23.9
ログスキーコイル法	①	33.1	1.59	0.83	0.6	-2.3	-10.8
	③	27.7	1.55	0.86	11.7	4.3	12.7
	⑤	48.4	1.71	1.01	65.7	6.6	17.0
探りコイル法	①	32.9	1.63	0.93			
	③	24.8	1.49	0.76			
	⑤	29.2	1.60	0.87			

(b) シールド板あり

測定法	測定点	H_m (A/m)	B_m (T)	W (W/kg)	$\varepsilon_{H_m}(\%)$	$\varepsilon_{B_m}(\%)$	$\varepsilon_W(\%)$
Hコイル法 ($L=0.6\text{mm}$)	①	37.0	1.65	0.98	12.5	1.5	5.1
	③	32.8	1.63	0.89	32.4	9.4	17.2
	⑤	70.8	1.77	1.38	142.5	10.7	58.7
2 Hコイル法	①	36.8	1.64	0.92	12.0	0.4	-1.6
	③	26.1	1.57	0.83	5.5	5.6	8.5
	⑤	47.8	1.71	0.97	63.7	6.5	12.4
ログスキーコイル法	①	33.5	1.62	0.88	1.9	-0.9	-6.2
	③	23.8	1.52	0.78	-3.8	2.1	2.6
	⑤	48.1	1.70	0.98	64.8	6.0	13.3
探りコイル法	①	32.9	1.63	0.93			
	③	24.8	1.49	0.76			
	⑤	29.2	1.60	0.87			

キは、単板試料の場合に比べて小さい。したがって、積層鉄心表面の磁界波形と積層方向の平均的な磁界波形はほぼ等しくなるので、B推定法の適用が可能である。

- (2) B推定法を用いて積層鉄心の磁束分布を推定する場合、その推定精度は、磁界波形の測定精度に大きく依存する。
- (3) ログスキーコイルは、Hコイルに比べて鉄心表面に近接させて置くことができるため、磁界波形をより精度良く測定することが可能である。今回検討に用いた単相積層鉄心モデルでは、ログスキーコイル法を用いた磁束波形の推定精度は、磁束密度の波高値と比較した場合、Hコイル法および2 Hコイル法より、約2倍良好であった。

今後は、積層鉄心の接合部近傍の磁束分布や、変圧器鉄心T接合部のよう、磁束が圧延方向から傾いた方向に通る領域、つまり二次元磁気特性^{[21][22]}が問題になる領域の磁束分布の推定法について検討を行う予定である。また、積層鉄心の磁界波形の測定精度を向上させる一手法として、磁気シールド板を用いる方法を提案し、その有用性を示し

たが、測定対象により、最適なシールド法が異なると思われるので、これについても、引き続き検討を行う予定である。

(平成9年3月17日受付、平成9年8月18日再受付)

文 献

- [1] A.J. Moses, B. Thomas and J.E. Thompson: "Power Loss and Flux Density Distributions in the T-Joint of a Three Phase Transformer Core", *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-8**, 4, 785-790, December (1972).
- [2] W. Brix, K.A. Hempel and F.J. Schulte: "Improved Method for the Investigation of the Rotational Magnetization Process in Electrical Steel Sheets", *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-20**, 5, 1708-1710, September (1984).
- [3] 山口俊尚・今村正明・千田邦浩・石田昌義: 「探針法による微小領域磁気特性測定システムの構成」、電気学会マグネティックス研究会資料、**MAG-92-265** (平4)

- [4] 山口俊尚・今村正明・千田邦浩・石田昌義・佐藤圭司・本田厚人・山本孝明：「探針法による局所磁束測定精度の理論的評価」、電学論A、**115**、1、50～57（平7）
- [5] 榎園正人・川村耕世・J.D. Sievert：「モデル鉄心を用いた三相変圧器内の局所2次元磁気特性分布に関する検討」、日本応用磁気学会誌、**19**、2、585～588（平7）
- [6] 三木智之・原田和郎・石原好之・戸高敏之：「探針法によるけい素鋼板の磁気特性の測定」、電気学会計測・マグネティックス合同研究会資料、IM-94-49、MAG-94-70（平6）
- [7] 千田邦浩・石田昌義・佐藤圭司・小松原道郎・山口俊尚：「探針法による局部磁気測定法の実験的評価」、電気学会計測・マグネティックス合同研究会資料、IM-94-50、MAG-94-71（平6）
- [8] 松原和宣・中田高義・中野正典・門田康弘：「漏れ磁束のあるけい素鋼板中の磁束分布の新しい測定法」、昭63電気学会全国大会、no.1665
- [9] 中田高義・中野正典・川原敬治：「切断ひずみがけい素鋼板の磁気特性に及ぼす影響」、日本応用磁気学会誌、**15**、2、547～550（平3）
- [10] T. Yamamoto and Y. Ohya: "Single Sheet Tester for Measuring Core Losses and Permeabilities in a Silicon Steel Sheet", *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-10**, 2, 157-159, June (1974).
- [11] T. Nakata, Y. Kawase and M. Nakano: "Improvement of Measuring Accuracy of Magnetic Field Strength in Single Sheet Testers by Using Two H Coils", *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 5, 2596-2598, September (1987).
- [12] 日本工業規格：「電磁鋼板単板磁気特性試験方法」、JIS C 2556（平8）
- [13] 日本工業規格：「アモルファス金属単板磁気特性試験方法」、JIS H 7152（平8）
- [14] 矢野博嗣・中野正典・藤原耕二・高橋則雄：「単板磁気試験器を用いたアモルファス金属薄帯の磁気特性測定法」、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-96-241（平8）
- [15] 稲本吉宏・中野正典・藤原耕二・高橋則雄：「積層鉄心の局部磁束波形の新しい推定法」、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-96-249（平8）
- [16] 林泉・中野義映：「ログスキーコイルと磁気探針」、電学誌、**81**、874、1084～1092（昭36）
- [17] H. Iranmanesh, B. Tahouri, A.J. Moses and P. Beckley: "A Computerised Rogowski-Chattock Potentiometer (RCP) Compensated On-Line Power-Loss Measuring System for Use on Grain-Oriented Electrical Steel Production Lines", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **112**, 99-102 (1987).
- [18] 松原和宣・藤原耕二・中野正典・中田高義・谷信博・

青木仁・横浜徹：「鉄損推定法における鉄損測定精度の実験的検討」、平7電気学会全国大会、no.494

- [19] 馬場俊明・原田和郎・石原好之・戸高敏之：「二次元磁気特性測定法の検討」、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-96-125（平8）

- [20] 中田高義・高橋則雄・中野正典・藤原耕二・稲本吉宏・青木仁：「H法による鉄心中の磁束分布測定時の磁界シールド法」、平8電気学会全国大会、no.514

- [21] 榎園正人：「二次元磁気特性」、電学論A、**115**、1、1～8（平7）

- [22] 森野東海・石原好之・戸高敏之：「方向性けい素鋼板の任意方向の磁化特性測定法」、電学論A、**112**、6、526～532（平4）

稲本 吉宏

（学生員） 1972年9月25日生。95年3月山形大学工学部電子情報工学科卒業。同年4月岡山大学大学院工学研究科電気電子工学専攻入学、現在に至る。主として、磁性材料の磁気特性の高精度測定法ならびに自動計測システムの構築に関する研究に従事。

中野 正典

（正員） 1946年1月9日生。64年3月岡山県立笠岡工業高等学校電気科卒業。同年4月中国機械（株）入社。65年4月岡山大学工学部技術員、67年2月同技官、現在に至る。主として、磁性材料の磁気特性の標準測定法ならびにけい素鋼板の鉄損特性評価法に関する研究に従事。

藤原 耕二

（正員） 1960年1月26日生。84年3月岡山大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了、同年4月同大学大学院研究生。85年4月三井造船（株）入社。86年7月岡山大学工学部助手、94年7月同助教授、現在に至る。博士（工学）。主として、有限要素法による非線形および渦電流を考慮した三次元磁界解析法、ならびに電気機器の磁気計測に関する研究に従事。IEEE、日本応用磁気学会、日本応用数理学会、日本建築学会会員。

高橋 則雄

（正員） 1951年4月28日生。74年3月岡山大学工学部電気工学科卒業。76年3月京都大学大学院工学研究科電気工学第二専攻修士課程修了。同年4月岡山大学工学部助手、82年6月同講師、84年11月同助教授、93年8月同教授、現在に至る。工学博士。主として、有限要素法による電気・電子機器の磁界解析、ならびに最適設計法に関する研究に従事。83年電気学会著作賞受賞。IEEE、日本応用磁気学会、電子情報通信学会、日本AEM学会、日本応用数理学会会員。