方向性ケイ素鋼板で積層された変圧器鉄心の 近似三次元磁界解析

正員 中田 高義 (岡山大)
正員 河瀬 順洋 (岐阜大)

1. ま え が き

数値解析法の進歩により、変圧器鉄心内の磁束の振舞は、かなり明らかになってきた^{(1)~(3)}。ところが、方向性ケイ素鋼板を使用した三相変圧器鉄心の T 接合部などでは、ケイ素鋼板の圧延方向が層ごとに異なるため、磁束分布は積層方向によって異なり、三次元的である。従って、従来の二次元解析では、磁束分布および鉄損推定に大きな誤差を伴う。しかしながら、三次元非線形解析は、計算時間が膨大となるので、このような問題をまともに三次元解析するのは賢明でない。

そこで著者らは、二次元場の有限要素法を拡張して、二次元平面内だけでなく、厚さ方向にもエネルギー最小の原理を適用し、圧延方向の異なる各々のケイ素鋼板中の磁束分布を求める、新しい近似三次元解析法を開発した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

本論文では、始めに二次元平面内だけでなく、厚さ方向にもエネルギー最小の原理⁽⁶⁾を適用する有限要素法の定式化の詳細を示す。次に、圧延方向が異なる二枚のケイ素鋼板を積層した場合の磁束分布を解析ならびに実験的に求め、本解析法の妥当性を示す。更に、本手法を三相三脚変圧器鉄心の T 接合部に適用し、詳細な磁束分布を求めると共に、従来法による解析と比較検討し、本手法の有用性について示す。

2. 近似三次元磁界解析法

(2.1) 基本的な考え方 図1は、方向性ケイ素

Approximation Analysis of Three-Dimensional Magnetic Fields in Iron Cores Laminated with Grain-Oriented Silicon Steel.
By Takayoshi Nakata, Member (Department of Electrical Engineering, Okayama University) & Yoshihiro Kawase, Member (Department of Electrical Engineering, Gifu University).

中田高義：正員，岡山大学工学部電気工学科
河瀬順洋：正員，岐阜大学工学部電気工学科

鋼板を積層した三相内鉄形変圧器鉄心の下半分を示す。図中の矢印は圧延方向を示し、実線は最上層の鋼板の圧延方向を、また破線はその次の層のそれを示す。図からわかるように、中央脚下方の T 接合部では、1枚目のケイ素鋼板の圧延方向と2枚目のそれが直角に交差している。よって、1枚目と2枚目の磁束分布は、この部分で大きく異なる。従来の二次元場の有限要素法は、 x - y 平面内のみにエネルギー最小の原理を適用しているため、 z 軸方向の磁束分布を求めることはできない。しかし、図1のような場合には、 z 方向の磁束分布を知る必要はなく、各々の層 (x - y 平面) 内の磁束分布が二次元的にわかれば十分であるから、完全な三次元解析をする必要はない。

そこで図2のように、圧延方向の異なる二層中の磁束配分比 ϕ_{x1}/ϕ_x , ϕ_{x2}/ϕ_x を、エネルギー最小の原理を用いて決定する方法を考案した。図2は、図1の断面 A - A' の一部で、矢印で示す磁束 ϕ_x の通過方向の磁気抵抗が異なっている2枚の鋼板①、②の断面を

図1 三相変圧器鉄心

Fig. 1. Three-phase transformer core.

図2 圧延方向の異なる鋼板の積層

Fig. 2. Fluxes in each layer.

示す。総磁束 Φ_x は、図に示すように厚さ t の鋼板①、②に Φ_{x1} 、 Φ_{x2} となって分流する。

〈2・2〉 各々の鋼板への磁束配分比と鋼板中の磁束密度 図2では、簡単のため Φ_x 、 Φ_{x1} 、 Φ_{x2} は、いずれも y 方向長さ 1m あたりの磁束量と定義する。また、〈2・3〉節のようにして求められる、それぞれの板への磁束の配分比 F_{x1} 、 F_{x2} を次式のように定義する。

$$F_{x1} = \Phi_{x1} / \Phi_x \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$F_{x2} = \Phi_{x2} / \Phi_x \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$F_{x1} + F_{x2} = 1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

よって、それぞれの鋼板の磁束密度 B_{x1} 、 B_{x2} は次式で表される。

$$B_{x1} = \Phi_{x1} / t = F_{x1} \cdot \Phi_x / t \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$B_{x2} = \Phi_{x2} / t = F_{x2} \cdot \Phi_x / t = (1 - F_{x1}) \Phi_x / t \quad \dots\dots\dots (5)$$

x 方向の平均的な磁束密度 B_x はベクトルポテンシャル A を用いれば次式で表される⁽⁶⁾。

$$B_x = \partial A / \partial y \quad \dots\dots\dots (6)$$

従って、 Φ_x はベクトルポテンシャル A を用いて次式で表される。

$$\Phi_x = 2t \cdot \partial A / \partial y \quad \dots\dots\dots (7)$$

(7)式を(4)、(5)式に代入し、各鋼板中の磁束密度 B_{x1} 、 B_{x2} をベクトルポテンシャル A および磁束配分比 F_{x1} を用いて表せば次式が得られる。

$$B_{x1} = 2F_{x1} \cdot \partial A / \partial y \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$B_{x2} = 2(1 - F_{x1}) \cdot \partial A / \partial y \quad \dots\dots\dots (9)$$

同様に、 y 方向の磁束を Φ_y 、それぞれの鋼板中の磁束密度を B_{y1} 、 B_{y2} 、配分比を F_{y1} 、 F_{y2} とすると次式が得られる。

$$B_{y1} = -2F_{y1} \cdot \partial A / \partial x \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$B_{y2} = -2(1 - F_{y1}) \cdot \partial A / \partial x \quad \dots\dots\dots (11)$$

以上のようにすれば、1枚ごとの鋼板の磁束密度をベクトルポテンシャル A および磁束配分比 F_{x1} 、 F_{y1} を用いて表すことが可能である。

〈2・3〉 エネルギー最小の原理を用いた磁束配分比の決定 ベクトルポテンシャル A および磁束配分比 F_{x1} 、 F_{y1} を決定するために、エネルギー最小の原理を利用する。1枚目および2枚目の鋼板のエネルギー χ_1 、 χ_2 は次式で与えられる⁽⁶⁾。

$$\chi_1 = t \iint_S \left(\int_0^{B_{x1}} \nu_{x1} B_{x1} dB_{x1} + \int_0^{B_{y1}} \nu_{y1} B_{y1} dB_{y1} \right) dx dy \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\chi_2 = t \iint_S \left(\int_0^{B_{x2}} \nu_{x2} B_{x2} dB_{x2} + \int_0^{B_{y2}} \nu_{y2} B_{y2} dB_{y2} \right) dx dy \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 ν_{x1} 、 ν_{y1} および ν_{x2} 、 ν_{y2} は、それぞれ1枚目および2枚目の x 、 y 方向の磁気抵抗率であり、 S は解析領域を示す。よって、総エネルギー χ は次式になる。

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

(14)式が最小になるように、ベクトルポテンシャル A および配分比 F_{x1} 、 F_{y1} は空間的に分布する。すなわち、

$$\partial \chi / \partial A_i = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\partial \chi / \partial F_{x1} = 0, \quad \partial \chi / \partial F_{y1} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

(14)式は(8)～(13)式より明らかなように、 A および F_{x1} 、 F_{y1} の関数で、磁気抵抗率が非線形性を有する。そこで、まず A を求めるときは、 F_{x1} 、 F_{y1} が既知であるとして解き、 F_{x1} 、 F_{y1} を求めるときには A が既知であるとして、磁気抵抗率を修正しながら解く。このように両者を交互に反復させて、最終的な A 、 F_{x1} 、 F_{y1} を求める。

まず、 F_{x1} 、 F_{y1} を既知として、(15)式より A を求める。すなわち、ニュートン・ラプソン法を適用すれば $n+1$ 回目の反復で得られる節点 i のポテンシャルの近似解 $A_i^{(n+1)}$ は次式で与えられる⁽⁶⁾。

$$A_i^{(n+1)} = A_i^{(n)} + \delta A_i^{(n)} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 $\delta A_i^{(n)}$ は次式を解くことにより求められる⁽⁶⁾。

$$\left[\frac{\partial^2 \chi}{\partial A_i \partial A_j} \right] \{ \delta A_i \} = \left\{ - \frac{\partial \chi}{\partial A_i} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

次に、 A を既知として、(16)式より F_{x1} 、 F_{y1} を求める。ニュートン法を適用すれば、 $k+1$ 回目の反復で得られる近似解 $F_{x1}^{(k+1)}$ 、 $F_{y1}^{(k+1)}$ は次式となる。

$$\begin{aligned} F_{x1}^{(k+1)} &= F_{x1}^{(k)} - \frac{\partial \chi / \partial F_{x1}}{\partial^2 \chi / \partial F_{x1}^2} \\ F_{y1}^{(k+1)} &= F_{y1}^{(k)} - \frac{\partial \chi / \partial F_{y1}}{\partial^2 \chi / \partial F_{y1}^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (19)$$

(17)～(19)式の計算を磁気抵抗率を修正しながら反復し、 A 、 F_{x1} 、 F_{y1} のすべてが収束すれば、 A 、 F_{x1} 、 F_{y1} の非線形解が得られる。

〈2・4〉 定式化 まず始めに、(18)式の定式化を行う。(14)式は(12)、(13)式より次式になる。

$$\chi = \chi_{x1} + \chi_{x2} + \chi_{y1} + \chi_{y2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ただし、

$$\chi_{x1} = t \iint_S \left(\int_0^{B_{x1}} \nu_{x1} B_{x1} dB_{x1} \right) dx dy$$

$$\chi_{x2} = t \iint_S \left(\int_0^{B_{x2}} \nu_{x2} B_{x2} dB_{x2} \right) dx dy \left\{ \dots (21) \right.$$

$$\chi_{y1} = t \iint_S \left(\int_0^{B_{y1}} \nu_{y1} B_{y1} dB_{y1} \right) dx dy \left\{ \dots (21) \right.$$

$$\chi_{y2} = t \iint_S \left(\int_0^{B_{y2}} \nu_{y2} B_{y2} dB_{y2} \right) dx dy \left\{ \dots (21) \right.$$

(21)式よりわかるように(20)式の右辺の四つの項は、いずれもほとんど同じ形なので、右辺第1項の χ_{x1} について考える。 χ_{x1} が A の関数であるとし、 $\partial\chi_{x1}/\partial A_i$ を計算すると次式になる。

$$\frac{\partial \chi_{x1}}{\partial A_i} = \frac{\partial \chi_{x1}}{\partial B_{x1}} \frac{\partial B_{x1}}{\partial A_i} \\ = t \iint_S \frac{\partial B_{x1}}{\partial A_i} \nu_{x1} B_{x1} dx dy \dots (22)$$

ここで、 B_{x1} は(8)式および一次三角形要素の補間関数⁽⁶⁾ N_k を用いれば次式で表される。

$$B_{x1} = 2F_{x1} \sum_{k=1}^3 \frac{\partial N_k}{\partial y} A_k \dots (23)$$

F_{x1} が A の関数でないとして、(23)式を(22)式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial \chi_{x1}}{\partial A_i} = 4t F_{x1}^2 \iint_S \nu_{x1} \frac{\partial N_i}{\partial y} \sum_{k=1}^3 \frac{\partial N_k}{\partial y} \\ \times A_k dx dy \dots (24)$$

同様に(20)式の全部の項について計算すると、(18)式の $\partial\chi/\partial A_i$ は次式になる。

$$\frac{\partial \chi}{\partial A_i} = t \iint_S \sum_{k=1}^3 \left\{ 4(F_{x1}^2 \nu_{x1} + F_{x2}^2 \nu_{x2}) \right. \\ \times \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_k}{\partial y} + 4(F_{y1}^2 \nu_{y1} + F_{y2}^2 \nu_{y2}) \\ \times \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_k}{\partial x} \left. \right\} A_k dx dy = 0 \dots (25)$$

(18)式の $\partial^2\chi/\partial A_i \partial A_j$ は、 ν が B の関数であることを考慮すると(25)式より次式となる。

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial A_i \partial A_j} = t \iint_S \left\{ 4(F_{x1}^2 \nu_{x1} + F_{x2}^2 \nu_{x2}) \right. \\ \times \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} + 4(F_{y1}^2 \nu_{y1} \\ + F_{y2}^2 \nu_{y2}) \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \\ + 32 \left(F_{x1}^4 \frac{\partial \nu_{x1}}{\partial B_{x1}^2} + F_{x2}^4 \frac{\partial \nu_{x2}}{\partial B_{x2}^2} \right) \\ \times \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \sum_{k=1}^3 \frac{\partial N_k}{\partial y} A_k \sum_{l=1}^3 \frac{\partial N_l}{\partial y} A_l \\ + 32 \left(F_{y1}^4 \frac{\partial \nu_{y1}}{\partial B_{y1}^2} + F_{y2}^4 \frac{\partial \nu_{y2}}{\partial B_{y2}^2} \right) \\ \times \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \sum_{k=1}^3 \frac{\partial N_k}{\partial x} A_k \sum_{l=1}^3 \frac{\partial N_l}{\partial x} A_l \left. \right\} \dots (26)$$

次に、(19)式の定式化を行う。前述したように、 χ は A, F_{x1}, F_{y1} の関数であるが、(25)式を求めたのと同様に、 A の関数でないとして、 $\partial\chi/\partial F_{x1}, \partial\chi/\partial F_{y1}$ を計算すると(20)、(21)式より次式が得られる。

$$\frac{\partial \chi}{\partial F_{x1}} = t \iint_S \left\{ \nu_{x1} F_{x1} \left(2 \frac{\partial A}{\partial y} \right)^2 \right. \\ \left. - \nu_{x2} (1 - F_{x1}) \left(2 \frac{\partial A}{\partial y} \right)^2 \right\} dx dy \\ = 0 \dots (27)$$

$$\frac{\partial \chi}{\partial F_{y1}} = t \iint_S \left\{ \nu_{y1} F_{y1} \left(-2 \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \right. \\ \left. - \nu_{y2} (1 - F_{y1}) \left(-2 \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \right\} dx dy \\ = 0 \dots (28)$$

A が既知であるとし、 ν が B の関数であることを考慮すると、 $\partial\chi^2/\partial F_{x1}^2, \partial\chi^2/\partial F_{y1}^2$ は(27)、(28)式より次式となる。

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial F_{x1}^2} = t \iint_S \left\{ 2 \frac{\partial A}{\partial y} \right\}^2 \left[\nu_{x1} + \nu_{x2} + 2 \left(2 \frac{\partial A}{\partial y} \right)^2 \right. \\ \times \left\{ F_{x1}^2 \frac{\partial \nu_{x1}}{\partial B_{x1}^2} + (1 - F_{x1})^2 \frac{\partial \nu_{x2}}{\partial B_{x2}^2} \right\} \left. \right\} \\ \times dx dy \dots (29)$$

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial F_{y1}^2} = t \iint_S \left\{ -2 \frac{\partial A}{\partial x} \right\}^2 \left[\nu_{y1} + \nu_{y2} \right. \\ + 2 \left(-2 \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \left\{ F_{y1}^2 \frac{\partial \nu_{y1}}{\partial B_{y1}^2} \right. \\ \left. + (1 - F_{y1})^2 \frac{\partial \nu_{y2}}{\partial B_{y2}^2} \right\} \left. \right\} dx dy \dots (30)$$

(19)式に(27)~(30)式を代入して反復計算を行い、収束すれば磁束配分比 F_{x1}, F_{y1} が得られる。 F_{x1}, F_{y1} が求まれば、(25)、(26)式に代入して再度ニュートン・ラプソン法で A を求める。これを繰返すことにより A, F_{x1}, F_{y1} のすべてが収束すれば、 A, F_{x1}, F_{y1} の非線形解が得られる。

本手法ではポテンシャル A と磁束配分比 F_{x1}, F_{y1} を未知数として収束させるために、ポテンシャル A だけを未知数とする従来法より反復回数は増加する。しかし、後述の第3章の例では、反復回数は最大でも11回であり、従来法より1~3回程度多いだけであった。

3. 解析例と検討

〈3・1〉 単板磁気試験器用積層ケイ素鋼板 図3

図 3 単板磁気試験器用積層ケイ素鋼板
Fig. 3. Laminations of two sheets with different rolling directions.

図 4 ダブルヨーク形単板磁気試験器
Fig. 4. Double-yoke type single sheet tester.

に示すような単板磁気試験器用のケイ素鋼板を、2枚積層したモデルについて解析的ならびに実験的に検討する。上下の鋼板の圧延方向は、中心線に対し互いに反対で、1枚目は 22.5° 、2枚目は -67.5° の切出し角になっている。鋼板は 0.3 mm 厚の高配向性ケイ素鋼板 G8H で、周波数は 50 Hz とする。

実験には、図 4 に示すような上下にヨークがあるダブルヨーク形単板磁気試験器用測定枠を用いた。このようにすれば、試料を2枚重ねて測定しても、各鋼板を通る磁束に対応した磁路の磁気抵抗は、いずれも同じになる。2枚の鋼板はセロハンテープで密着させた。また、1枚目および2枚目の鋼板中を通る磁束を、それぞれの鋼板断面積で除した長手方向の磁束密度 b_{L1} 、 b_{L2} (図 3 参照) の測定には、アルミはくで作成した探りコイルを、図 4 に示すように層間に挿入することによって行なった。なお、この場合の探りコイル厚さは約 $20\text{ }\mu\text{m}$ である。

図 5、図 6 に、低磁束密度と高磁束密度の場合の1枚目および2枚目の長手方向の磁束密度 b_{L1} 、 b_{L2} の波形を示す。(a)図は計算波形、(b)図は実験波形である。図中破線は2枚の鋼板中を通る全磁束を鋼板総断面積で除した平均磁束密度波形で、 B_m はその時間的な最大値である。図からわかるように、 $B_m=1.0\text{ T}$ では1枚目の切出し角 22.5° の鋼板のほうが磁束の配分が多い。しかし、 $B_m=1.4\text{ T}$ では、1枚目の鋼板が飽和するため、2枚目の鋼板も磁束がかなり通るようになることがわかる。図より、本手法の妥当性がわかる。なお多少差があるのは、計算では x, y 方向の磁束成分のみしか考慮してなく、鋼板に垂直な方向の成分が無視されているためであろう。

(a) 計算波形

(b) 実験波形

図 5 磁束密度波形 ($B_m=1.0\text{ T}$)

Fig. 5. Waveforms of longitudinal flux density ($B_m=1.0\text{ T}$).

(a) 計算波形

(b) 実験波形

図 6 磁束密度波形 ($B_m=1.4\text{ T}$)

Fig. 6. Waveforms of longitudinal flux density ($B_m=1.4\text{ T}$).

〈3.2〉 三相内鉄形変圧器鉄心 T 接合部の解析

ここでは、図 1 に示す三相内鉄形三脚変圧器鉄心の脚の空間的平均磁束密度の時間的な最大値 B_m が 1.7 T の場合について、ミクロな磁束および鉄損分布を検討すると共に従来法と比較する。なお、材質は方向性ケイ素鋼板 G10 とした。

(1) 磁束分布 図 7 に T 接合部における1枚目および2枚目の磁束密度ベクトルの、図 8 に1枚目と2枚目を合せた平均的な磁束分布の時間的な変化を示す。ただし、中央脚の総磁束が最大になる瞬間を ωt

図 7 各層中の磁束密度ベクトル

Fig. 7. Flux density vectors in each layer.

$=0^\circ$ とした。

従来法では、図 7 のような 1 枚ごとの磁束分布は得られなかった。鉄損は図 7 の分布によって発生するので、従来のように平均の図 8 で鉄損を推定すると大きな誤差を生じ、鉄心形状や接合法の改良を誤る恐れがある。

図 7 からわかるように、混合部における大部分の磁束は圧延方向に通っている。しかし、無方向性ケイ素鋼板なら磁束のほとんどが x 方向に通る $\omega t=90^\circ$ の瞬間には、圧延方向と直角な方向にもかなりの磁束が通っている。

図 9 に T 接合部における 1 枚目の鋼板中の、また図 10 に 1 枚目と 2 枚目の鋼板中の平均の磁束密度ベクトルの時間的な軌跡、すなわち回転磁束密度の空間的分布を示す。なお、2 枚目の鋼板中の分布は、図 9 を裏返したものとなるので省略した。各図の上方にはスケールが描かれている。回転磁束密度の図中の実線および破線はそれぞれ $\omega t=0^\circ, 90^\circ$ における磁束密度ベクトルを示す。

図 10 の平均的な回転磁束密度の分布を見ると、混合部には左右両側に軸比(短軸/長軸)⁽⁴⁾の大きい回転

図 8 平均的な磁束分布

Fig. 8. Apparent flux distributions.

図 9 1 枚目の鋼板中の回転磁束密度分布

Fig. 9. Loci of the flux density vectors in the first layer.

図 10 平均的な回転磁束密度分布

Fig. 10. Loci of the apparent flux density vectors.

磁束が生じているように見えるが、実際には図 9 に示すように、圧延方向が x 方向を向いている左側の部分では軸比は小さい。しかし、圧延方向が y 方向を

図 11 1 枚目の最大磁束密度分布
Fig. 11. Distribution of the maximum flux density in the first layer.

図 12 1 枚目の鉄損分布
Fig. 12. Distribution of iron losses in the first layer.

向いている右側の部分では、図 7 の $\omega t = 90^\circ$ の瞬間を見てわかるように、 x 方向へ向かう磁束が多くなるので、回転磁束の軸比は大きくなっている。

図 11 に、1 枚目の鋼板中の最大磁束密度の分布を示す。2 枚目の分布は対称なので省略した。図よりわかるように、圧延方向が y 方向を向いている混合部の窓近傍が最も磁束密度が高くなっている。これは、後述の(3)項で述べるような理由で、磁束が磁路の短い窓側を通ろうとするからである。

(2) 鉄損分布 図 12 に、文献(8)で示す方法で計算した 1 枚目の鋼板中の鉄損分布を示す。2 枚目の分布は対称なので省略した。図 13 に、1 枚目と 2 枚目の鉄損を平均した鉄損分布を示す。混合部の窓近傍で大きな鉄損が発生しているが、これは、この部分では直角方向にも磁束が通るため、軸比の大きい回転磁束が発生しているからである。

(3) 従来法による解析との比較 本手法で用いるケイ素鋼板の磁化特性としては、図 14 に示すような、圧延方向およびそれに直角な方向の 2 種類の特性曲線があれば十分である。それに対し、従来法で混合部を含む領域の解析を行う場合には、更に混合部の平均的な磁化特性が必要である⁽⁹⁾。

図 15 に、従来法⁽⁹⁾によって得られた回転磁束密度の分布を示す。これは、図 10 の平均的な回転磁束密度の分布と似ている。

図 16 に、従来法によって得られた最大磁束密度

図 13 平均的な鉄損分布
Fig. 13. Distribution of apparent iron losses.

図 14 方向性ケイ素鋼板の $\nu-B^2$ 曲線
Fig. 14. $\nu-B^2$ curves of grain oriented silicon steel.

図 15 従来法による回転磁束密度分布
Fig. 15. Loci of the apparent flux density vectors by the conventional method.

図 16 従来法による最大磁束密度分布
Fig. 16. Distribution of the apparent maximum flux density by the conventional method.

の分布を示す。これは、図 11 に対応するものであるが、 T 接合部の分布は大幅に異なっている。すなわち、混合部の窓近傍の最大磁束密度が実際よりかなり低くなっている。図 16 の分布が、図 11 の左右を平均した分布に近くならない理由は次のとおりである。例えば、磁束が W 脚から U 脚へ向かう場合、従来

図 17 従来法による鉄損分布

Fig. 17. Distribution of apparent iron losses by the conventional method.

法では、混合部の磁化特性曲線より得られる磁気抵抗が圧延方向のそれよりかなり大きいために、混合部では飽和しやすく、その結果磁束が均一に分布する。それに対し本手法では、混合部でも磁束はなるべく磁気抵抗の小さい圧延方向の鋼板に移行しながら通っているので、磁束密度がかなり高い部分がコーナ近傍に発生し得るのである。

図 17 に従来法によって得られた鉄損分布を示す。従来法では、次のようにして混合部の鉄損を推定していた。すなわち、前もって、ある方向およびそれに直角な方向に切出した図 3 のような 2 枚の単板試料を重ね合せて、図 4 の単板磁気試験器で鉄損を測定し、無方向性の鋼板として鉄損を推定する。そのために、従来法による解析では平均的な鉄損しか得られないばかりでなく、鋼板の切出し角の組合せによる鉄損の測定結果が異なる問題があった⁽⁷⁾。それに対し、本手法による解析では、鋼板 1 枚ごとの磁束密度が得られるので問題は生じない。

図 17 と図 13 を比較してわかるように、図 17 のほうが混合部の鉄損が大きくなっている。これは、次のような理由によるものである。すなわち、混合部では、新しい解析法によれば、磁束は磁気抵抗が小さいほうの鋼板に渡りながら通っている。これに対し、従来法では、混合部を厚さ方向の磁束分布が均一な無方向性の鋼板とみなし、前述したような方法により鉄損を推定している。このために、従来法による図 17 のほうが、図 13 よりも混合部の鉄損が大きくなる。また図 9 のように、左右の混合部のうちの片方では軸比が非常に小さいにもかかわらず、従来法では図 15 のように大きな軸比で鉄損計算を行っているためである。なお、図 11 のほうが磁束の集中が激しく、図 16 の場合より最大磁束密度は高くなっているが、図 16 のほうが高磁束密度になっている領域が図 11 よりも広範囲であるため、鉄損は図 16 のほうが多くなっている。

回転磁束によって生じる鉄損の推定法は精度的に未検討な部分が多いので、これについては現在詳細な実験的検討を進めている。

4. む す び

本手法の開発により、従来の二次元解析では困難であった、圧延方向の異なったケイ素鋼板が積層されている鉄心中の、鋼板 1 枚ごとの磁束分布の詳細が容易に解析できるようになった。本手法を用いて得られた解析結果は、最適な鉄心構造を研究するための有用な指針となるであろう。

本手法は、 x , y 方向の磁束成分しか考慮していない近似三次元解析であるため、ケイ素鋼板の接合部近傍に生じる鋼板に垂直な方向の磁束成分は無視されている。しかし、これらの磁束は渦電流を発生させ、鉄損増加の原因となるので、この垂直磁束も考慮できる解析手法の開発が必要である。また、材料のヒステリシス特性を無視しているが、ケイ素鋼板内のマイクロな磁束分布を正確に知るためには、ヒステリシスの考慮が必要である。従来の二次元解析には既にヒステリシスが考慮され⁽¹⁰⁾、変圧器鉄心の解析に應用されており、今後ヒステリシスを考慮できるように本手法を改良する予定である。(昭和 61 年 9 月 19 日受付)

文 献

- (1) 中田：「3 相内鉄型変圧器鉄心の磁束分布の解析」, 電学論 B, 95, 217 (昭 50-5)
- (2) T. Nakata, et al.: "Non-Linear Analysis of Rotating Flux in the T-joints of a Three-phase, Three-Limbed Transformer", European Physical Society Conf. Proc. of Soft Magnetic Materials, 2, 4-5, 57 (1975)
- (3) T. Nakata, et al.: "Numerical Solution of Flux Distributions in Transformer Cores", International Symp. on Electrodynamics Forces and Losses in Transformers, c2, 243 (1979)
- (4) 中田・河瀬：「有限要素法による変圧器鉄心接合部の近似三次元磁界解析法」, 昭 58 電気学会大会, No. 699
- (5) 中田・河瀬・川田：「変圧器鉄心接合部の近似三次元解析とその応用」, 電気学会回転機・静止器合同研究, RM-83-98, SA-83-43 (1983)
- (6) 中田・高橋：電気工学の有限要素法 (昭 57) 森北出版
- (7) T. Nakata, N. Takahashi, Y. Kawase & M. Nakano: "Influence of Lamination Orientation and Stacking on Magnetic Characteristics of Grain-Oriented Silicon Steel Laminations", IEEE Trans. Magnetics, MAG-20, 5, 1774 (1984)
- (8) 石原・中田・赤穂：「有限要素法による外鉄型三相三脚変圧器鉄心の磁気特性の解析」, 電気学会磁性材料研究, MAG-78-1 (昭 53)
- (9) 石原・中田・赤穂：「有限要素法による三相五脚鉄心の磁気特性の解析」, 電気学会磁性材料研究, MAG-78-49 (昭 53)
- (10) T. Nakata, N. Takahashi & Y. Kawase: "Finite Element Analysis of Magnetic Fields Taking into Account Hysteresis Characteristics", IEEE Trans. Magnetics, MAG-21, 5, 1856 (1985)