位相補正を考慮した2次元ベクトル磁気特性解析のための E&SS モデルの改良

学生員 浦田 信也* 正 員 榎園 正人*
正 員 戸高 孝* 非会員 下地 広泰*

Improvement of the E&SS Modeling Considering Phase Correction for the Field Analysis Considering Two-Dimensional Vector Magnetic Properties

Shinya Urata*, Non-member, Masato, Enokizono*, Member, Takashi Todaka*, Member,
Hiroyasu Shimoji*, Non-member

The two-dimensional vector magnetic properties are proposed as a method to express the magnetic anisotropy and iron loss precisely by using the relationship between the flux density vector and the magnetic field strength vector. The E&S modeling⁽⁶⁾ and the E&SS modeling^{(7)~(9)} have enabled to express the two-dimensional vector magnetic properties in the FEM calculation. However, the calculated flux density waveform at each element, has phase difference depending on the exciting condition. In this paper, we have improved the E&SS modeling to solve the magnetic field problems under any exciting condition.

キーワード：2次元ベクトル磁気特性，E&SS モデル，位相補正，磁気抵抗係数，磁気ヒステリシス係数

Keywords : two-dimensional vector magnetic properties, e&ss modeling, magnetic reluctivity coefficients, magnetic hysteresis coefficients

1. はじめに

近年，日本国内にある多くの製造業は，人件費の安い海外に生産拠点を移すことで空洞化が進んでいるといわれている。このような状況がこのまま進むことは日本国内の製造技術の衰退を意味している。日本が人件費の安い諸外国との競争で勝ち残るためには，いかに付加価値の高い製品を作れるかにかかっている。この付加価値の一つとして電気機器の高効率化および小形化が挙げられる。特に近年，省エネルギー化が推進される中，鉄心の鉄損低減が最重要課題となってきた。

現在，日本の電磁鋼板の技術は世界的にトップレベルであると言われている。しかし，電磁鋼板を利用した電気機器の性能が同様に世界的にトップレベルかというと，そう判断しかねるところがある。それは，電磁鋼板は十分に高性能であると思われるが，磁気特性の全貌が把握できていないので，機器が多様化している現在，有効かつ最大限に利用できていないからである。実際，鉄損低減といえば設計磁束密度を単純に下げて対策している場合が多い。この手法では電磁鋼板が本来有する磁気特性を十分に引き出し

ているとは言えず，世界に対して特化された技術とはいえない。

従来の磁気測定方法である単板磁気試験法やエプスタイン法では単一方向の交番磁束条件下のみを考慮に入れ，測定方向の写像量のスカラー値のみで評価していた。本来磁気の世界はベクトル量であるので，これらの測定結果は，電磁鋼板が持つ磁気特性のある一部だけを評価した結果にすぎないといえる。この問題を解決するため，電磁鋼板の詳細な磁気特性を評価する手法として2次元ベクトル磁気特性^{(1)~(3)}が提案されている。2次元ベクトル磁気特性は2次元ベクトル磁気特性装置にて測定されるが，この装置では磁束密度ベクトル $\mathbf{B}(B_x, B_y)$ と磁界強度ベクトル $\mathbf{H}(H_x, H_y)$ のベクトル関係が測定されるため，磁気異方性と鉄損を正確に表現することが可能である。この2次元ベクトル磁気特性を電気機器に生かすことで，更なる高効率電気機器の設計が可能になると考えられる。この目的のために，2次元ベクトル磁気特性を磁界解析に導入する数値モデルが開発されている。提案されているモデルとして，異方性エネルギーモデル⁽⁴⁾やブライザッハモデル⁽⁵⁾が有名である。我々は実験結果に基づいたモデルであるE&S (Enokizono and Soda)モデル⁽⁶⁾やE&SS (Enokizono, Soda and Shimoji)モデル^{(7)~(9)}を提案してきた。E&SモデルおよびE&SSモデルは $\mathbf{B}$ と $\mathbf{H}$ の関係を磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数と呼ばれ

* 大分大学工学部電気電子工学科
〒870-1192 大分市旦野原 700 番地
The Department of Electrical and Electronic Engineering, Faculty
of Engineering, Oita University.
700 Dannoharu, Oita 870-1192

る係数を用いて表現し、有限要素法等にて磁界解析する手法である。しかし、E&S モデルや E&SS モデルは測定された磁束密度波形をベースに磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数を決定するため、基準とする測定にて得られる B_x , B_y 波形と解析で得られる B_x , B_y 波形の間に位相差があると、同じ磁束条件 (B_x - B_y リサージュ図形が一致する) であっても、異なった磁界強度特性を表現してしまう (H_x - H_y リサージュ図形が一致しない) という問題を生じる。これは x および y 方向のヒステリシスループ (H_x - B_x , H_y - B_y ループ) を正しく表現できないということである。本論文ではこの問題を解決するため、測定で得られる基準磁束密度波形と解析で得られる磁束密度波形の位相関係を補正することができる改良 E&SS モデルを提案する。

2. 2次元ベクトル磁気特性の測定

図 1 に 2 次元ベクトル磁気特性測定装置⁽¹⁾⁽²⁾を示す。2 次元ベクトル磁気特性測定装置は中央部に 80 mm×80 mm に切り出された電磁鋼板測定試料を配置した後、 x および y 方向から励磁することにより、その試料を任意の磁束密度波形で励磁することが可能である。磁束密度 B は x 方向および

図 1 2次元ベクトル磁気特性測定装置

Fig. 1. Measurement apparatus of two-dimensional vector magnetic properties.

図 2 交番および回転磁束の説明

Fig. 2. Representation of alternating and rotating flux.

び y 方向の B コイルにより測定され、磁界強度 H は試料の下面に配置されるダブル H コイルによって測定される。この装置を用いて、磁束密度波形をフィードバック制御にて目標磁束密度波形に制御し、任意励磁条件下での磁気特性を測定する。図 2 に測定励磁条件を決めるパラメータを示す。(a)は交番磁束の条件であり、(b)は回転磁束の条件である。図に示すように測定条件は 3 つのパラメータから構成される。まず、最大磁束密度の大きさを B_{max} とする。次に、圧延方向でもある磁化容易方向と最大磁束密度方向との角度(Inclination angle)を θ_B とする。最後に、回転磁束においては最大磁束密度と最小磁束密度の比(Axis ratio)を α とした。 $\alpha = 0.0$ の場合が交番磁束で、 $\alpha = 1.0$ の場合が真円の回転磁束となる。本論文で評価する磁気特性は、励磁周波数が 50 Hz の時に測定されたものとする。

3. E&SS モデルを考慮した有限要素解析

〈3・1〉 磁気特性解析のための E&SS モデル 2 章に示すように 2 次元ベクトル磁気特性により詳細な磁気特性が測定可能になった。これらの磁気特性を磁界解析に適応するため E&SS モデル⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾が提案されている。E&SS モデルは磁束密度ベクトル $B(B_x, B_y)$ 、磁界強度ベクトル $H(H_x, H_y)$ の関係を(1), (2)式のように表現する。

$$H_x = v_{xr}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) B_x(\tau) + v_{xi}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) \int_0^\tau B_x(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$H_y = v_{yr}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) B_y(\tau) + v_{yi}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) \int_0^\tau B_y(\tau) d\tau \quad (2)$$

v_{xr} , v_{yr} は磁気抵抗係数, v_{xi} , v_{yi} は磁気ヒステリシス係数と呼称する。 τ は $0 \sim 2\pi$ で変化し、磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数は τ の関数となる。まず磁束密度 B_x , B_y 波形は、測定にて得られる正弦波に制御された磁束密度波形を基準とし、(3), (4)式のように近似する。

$$B_x = R_{B_x} \cos \tau - I_{B_x} \sin \tau \quad (3)$$

$$B_y = R_{B_y} \cos \tau - I_{B_y} \sin \tau \quad (4)$$

ここで R_{B_x} , R_{B_y} は磁束密度波形をフーリエ変換することにより求められた実部の係数である。同様に I_{B_x} , I_{B_y} は虚数部の係数である。磁界強度 H_x , H_y 波形は測定波形を基準とし、フーリエ級数を用いて(5), (6)式のように近似する。

$$H_x = \sum_{n=1}^N \left[R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau - I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau \right] \quad (5)$$

$$H_y = \sum_{n=1}^N \left[R_{(2n-1)H_y} \cos(2n-1)\tau - I_{(2n-1)H_y} \sin(2n-1)\tau \right] \quad (6)$$

$R_{(2n-1)H_x}$, $R_{(2n-1)H_y}$ は磁界強度波形をフーリエ変換することにより求められる実部の係数である。同様に $I_{(2n-1)H_x}$, $I_{(2n-1)H_y}$ は虚数部の係数である。以上から磁気抵抗係数の x 成分 v_{xr}

は(7)式にて、磁気ヒステリシス係数のx成分 v_{xi} は(8)式にて定義できる。各係数のy成分についてはxをyに読み替えることで差し支えない。

$$v_{xr} = \frac{\sum_{n=1}^N R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau \left(\frac{R_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right)}{\cos \tau} + \frac{\sum_{n=1}^N I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau \left(\frac{I_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right)}{\sin \tau} \dots\dots\dots (7)$$

$$v_{xi} = \frac{\sum_{n=1}^N R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau \left(\frac{I_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right)}{\cos \tau} - \frac{\sum_{n=1}^N I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau \left(\frac{R_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right)}{\sin \tau} \dots\dots\dots (8)$$

〈3・2〉 有限要素法の定式化 マクスウェルの方程式から、2次元場での磁界方程式は(9)式にて表現できる。

$$\text{rot} \mathbf{H} = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = J_{0z} \dots\dots\dots (9)$$

J_{0z} は励磁電流密度を示す。ここで、(1)、(2)式をマトリクス形式に書き換えると(10)式となる。

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{xr} & 0 \\ 0 & v_{yr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{xi} & 0 \\ 0 & v_{yi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \int B_x d\tau \\ \int B_y d\tau \end{bmatrix} \dots\dots\dots (10)$$

Fig. 2において、圧延方向がx軸に対して反時計回り方向に ϕ 傾いた場合、 $\mathbf{H}(H_x, H_y)$ は(11)式にて表現できる。

$$\begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{xr} & 0 \\ 0 & v_{yr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{xi} & 0 \\ 0 & v_{yi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \int B_x d\tau \\ \int B_y d\tau \end{bmatrix} \dots\dots\dots (11)$$

(11)式を展開し、(12)式の形式で表現すると、 $a_1 \sim a_4$ は(13)式にて、 $b_1 \sim b_4$ は(14)式にて表現できる。

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \int B_x d\tau \\ \int B_y d\tau \end{bmatrix} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \cos^2(\phi) v_{xr} + \sin^2(\phi) v_{yr} \\ a_2 &= a_3 = \sin(\phi) \cos(\phi) v_{xr} - \sin(\phi) \cos(\phi) v_{yr} \\ a_4 &= \sin^2(\phi) v_{xr} + \cos^2(\phi) v_{yr} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= \cos^2(\phi) v_{xi} + \sin^2(\phi) v_{yi} \\ b_2 &= b_3 = \sin(\phi) \cos(\phi) v_{xi} - \sin(\phi) \cos(\phi) v_{yi} \\ b_4 &= \sin^2(\phi) v_{xi} + \cos^2(\phi) v_{yi} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

2次元場において、 $\mathbf{B}(B_x, B_y)$ は(15)、(16)式にて表現できる。

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} \dots\dots\dots (15)$$

$$B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} \dots\dots\dots (16)$$

A_z は磁気ベクトルポテンシャルのz方向の成分を示す。(12)、(15)、(16)式を(9)式に適用すれば、2次元ベクトル磁気特性を考慮した最終的な支配方程式は(17)式で表現できる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial A_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial A_z}{\partial y} + b_4 \int \frac{\partial A_z}{\partial x} d\tau - b_3 \int \frac{\partial A_z}{\partial y} d\tau \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial A_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial A_z}{\partial x} + b_1 \int \frac{\partial A_z}{\partial y} d\tau - b_2 \int \frac{\partial A_z}{\partial x} d\tau \right) \\ & = -J_{0z} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

(17)式の積分項は、台形積分等を用いて数値積分を行う。積分は微分と異なり、積分定数の問題から1周期の時間波形を必要とするので、積分するベクトルポテンシャル波形は前回のループで求めたものを使用する。

〈3・3〉 鉄損 E&SSモデルでは、 $\mathbf{B}(B_x, B_y)$ と $\mathbf{H}(H_x, H_y)$ のベクトル関係から鉄損を(18)式にて計算できる。

$$P_t = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left(H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 ρ は材料密度、 T は周期とする。

4. 位相補正を考慮した改良 E&SS モデル

〈4・1〉 従来 E&SS モデルによる測定波形と解析波形の位相差による問題 E&SSモデルは2次元ベクトル磁気特性装置で測定された $\mathbf{B}$ と $\mathbf{H}$ のベクトルの関係を(1)、(2)式に適用して、磁束密度波形から磁界強度波形を再現させる数値モデルである。(7)、(8)式で示される磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数は、そのベクトル関係を表現するための係数である。磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数は測定された $\mathbf{B}$ と $\mathbf{H}$ にて算出されるため、測定波形形状に強く依存する。それゆえに、磁界解析で求められる磁束密度波形が、係数作成時に基準となる測定された磁束密度波形に対し位相ずれを生じた場合、磁界強度波形の再現において問題を生じる。この時の位相ずれを進み位相とし、その大きさを β と定義する。遅れ位相の場合は $-\beta$ と表現する。この問題は、三相電源などのお互いの励磁電源位相が異なる場合、ヒステリシス及び渦電流等による位相ずれが起きる場合に確認できる。この問題を認識するため、位相ずれ補正を行っていない従来のE&SSモデルを用いて、進み位相 β が生じた時の磁界強度波形の再現を検討する。図3に測定磁束密度波形に対して、 $\beta=0$ rad(測定波形位相と同一)と $\beta=\pi/3$ radの条件で再現された、磁界強度波形及びヒステリシスループの比較結果を示す。 $\beta=0$ radの場合、再現される磁界強度波形は測定波形と極めてよく一致するのでこれを測定波形と見なしでも差し支えない⁽⁸⁾。検討する磁束密度条件は $B_{max}=1.5$ T、 $\alpha=0.2$ 、 $\theta_B=45$ deg とする。図から明らかに進み位相 β により H_x 、 H_y 波形形状が

共に異なることが分かる。この時、 $\beta=0$ rad と $\beta=\pi/3$ rad の各場合における B_x - B_y リサージュ図形は一致するが、 H_x - H_y リサージュ図形は一致しないという矛盾を生じる。言い換えれば、 $\beta=0$ rad と $\beta=\pi/3$ rad の各場合における $\mathbf{B}$ と $\mathbf{H}$ のベクトル関係が異なるということである。 $\mathbf{B}$ と $\mathbf{H}$ のベクトル関係はヒステリシスループ形状に大きく影響を与える。以上から、進み位相 β の補正を行わなければ、違ったヒステリシスループを表現し、誤った磁気特性を評価することとなるといえる。

〈4・2〉 測定波形と解析波形の位相補正を考慮した改良係数決定方法 解析波形に対する測定波形の進み位相を β とする。以降の検討は簡単のために x 成分のみを示す。y 成分に

ついては x を y に読み替えることで差し支えない。まず、進み位相 β を考慮した磁束密度波形 B_x を(19)式にて定義する。

$$B_x = R'_{B_x} \cos \tau - I'_{B_x} \sin \tau \dots\dots\dots (19)$$

$$\begin{Bmatrix} R'_{B_x} \\ I'_{B_x} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} R_{B_x} \\ I_{B_x} \end{Bmatrix} \dots\dots\dots (20)$$

進み位相 β を考慮した H_x 波形を(21)式にて定義する。

$$H_x = \sum_{n=1}^N \left[R'_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau - I'_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau \right] \dots\dots\dots (21)$$

図3 従来 E&SS モデルによる B および H 波形の検討
($B_{\max} = 1.5$ T, $\alpha = 0.2$, $\theta_B = 45$ deg, $\beta = 0, \pi/3$ rad)

Fig. 3. Examination of B and H waveforms by using conventional E&SS modeling.

図4 改良 E&SS モデルによる B および H 波形の検討
($B_{\max} = 1.5$ T, $\alpha = 0.2$, $\theta_B = 45$ deg, $\beta = 0, \pi/3$ rad)

Fig. 4. Examination of B and H waveforms by using improved E&SS modeling.

$$\begin{bmatrix} R'_{(2n-1)H_x} \\ I'_{(2n-1)H_x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\{(2n-1)\beta\} & \sin\{(2n-1)\beta\} \\ -\sin\{(2n-1)\beta\} & \cos\{(2n-1)\beta\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{(2n-1)H_x} \\ I_{(2n-1)H_x} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (22)$$

以上から、進み位相 β を考慮した磁気抵抗係数 ν'_{xr} は(23)式にて、磁気ヒステリシス係数 ν'_{xi} は(24)式にて定義できる。

$$\nu'_{xr} = \frac{\sum_{n=1}^N R'_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau}{\cos \tau} \left(\frac{R'_{B_x}}{R'^2_{B_x} + I'^2_{B_x}} \right) + \frac{\sum_{n=1}^N I'_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau}{\sin \tau} \left(\frac{I'_{B_x}}{R'^2_{B_x} + I'^2_{B_x}} \right) \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\nu'_{xi} = \frac{\sum_{n=1}^N R'_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau}{\cos \tau} \left(\frac{I'_{B_x}}{R'^2_{B_x} + I'^2_{B_x}} \right) - \frac{\sum_{n=1}^N I'_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau}{\sin \tau} \left(\frac{R'_{B_x}}{R'^2_{B_x} + I'^2_{B_x}} \right) \quad \dots\dots\dots (24)$$

〈4・3〉 改良係数決定方法を適用した E&SS モデルによる B, H 波形検討 図4にて改良係数決定方法を適応した場合の、再現された磁界強度波形およびヒステリシスループの検討を行う。磁束密度条件は〈4・1〉節と同じで、磁束条件を $B_{max} = 1.5 \text{ T}$, $\alpha = 0.2$, $\theta_B = 45 \text{ deg}$ とする。進み位相ずれ条件は同様に、測定磁束密度波形に対して $\beta = 0 \text{ rad}$ と $\beta = \pi/3 \text{ rad}$ の2条件とする。図から明らかに、位相補正を考慮した改良係数決定方法を適用した E&SS モデル(以降、改良 E&SS モデルと呼称する。)を利用すると、磁界強度波形形状が異なることなく、単に位相ずれを生じている結果となり、 B と H のベクトル関係が変化しないという結果が得られた。以上から改良 E&SS モデルを用いれば、測定磁束密度条件が明らかで解析磁束密度波形との進み位相 β を算出することができる場合、その値に関わらず、同じヒステリシスループ、即ち、磁気特性を表現できるといえる。

5. 改良 E&SS モデルを利用した有限要素解析

改良 E&SS モデルと従来 E&SS モデルを有限要素法解析に適応し、電源位相が異なった場合における最大磁束密度分布および鉄損分布を比較検討をする。2次元ベクトル磁気特性を考慮した支配方程式は(17)式と同じ式となる。変更点は(13)式の ν_{xr} を ν'_{xr} 、 ν_{yr} を ν'_{yr} に変更し、(14)式の ν_{xi} を ν'_{xi} 、 ν_{yi} を ν'_{yi} に変更するのみである。

比較検討用解析モデルは、図5に示す無方向性電磁鋼板“50A470”の打ち抜きリング試料とする。解析は表1の条件で行う。但し、励磁アンペアターンを正弦波とし、その実効値を一定($0.4 \text{ A} \times 2 \times 100 \text{ Turn} = 80 \text{ A} \cdot \text{Turn}$)として検討する。励磁アンペアターンの位相のずれは、Sin 波形($\sin \tau$)を基準として取り扱う。改良 E&SS モデルを適用する場合、基準となる測定磁束密度波形と解析磁束密度波形の位相を比較し、要素毎に進み位相 β を算出してこれを補正する。

まず、最大磁束密度分布の検討を行う。図6に最大磁束

密度分布を示す。(a)は Case I, (b)は Case II, (c)は Case III の場合の結果とする。図7に最大磁束密度の計算誤差分布を示す。(a)は Case I に対する Case II の計算誤差分布、(b)は Case I に対する Case III の計算誤差分布である。Case I と Case II の最大磁束密度分布を比較する。改良 E&SS モデルを用いた Case I の最大磁束密度分布は、最大磁束密度ベクトルと圧延方向が平行となる部位(上下部位)では、リング内周側に磁束が集中する傾向が分かる。最大磁束密度ベクトルと圧延方向が垂直である部位(左右部位)では、磁束が均等分布する傾向が分かる。これらは、上下部位の磁気特性が磁化容易方向の特性(圧延方向の磁気特性)で、磁気抵抗が小さいために磁路長の影響を受けやすく、左右部位では磁気特性が磁化困難方向の特性(圧延方向から 90 deg 傾いた方向の磁気特性)で、磁気抵抗が高いために磁路長の影響を受けにくいことが原因として考えられる。従来 E&SS モデルを適用した Case II は、Case I に比べ、同じ励磁電流波形で励磁したにも関わらず、磁束密度分布がより均等になっており、鎖交磁束が高くなっていることが分かる。これは進み位相 β の影響で、 B と H のベクトル関係がくるい、磁気抵抗率に変化が生じたことが原因として考えられる。計算誤差はリング外周側で大きく最大で 20 % 程度となった。Case I に対する Case III の最大磁束密度分布を比較する。ともに改良 E&SS モデルを適用し、励磁電流の位相を $\pi/2$ ずらして励磁した場合の変化を比較したものである。計算誤差はほぼ零で、最大磁束密度分布は一致しているとみなせる。これは励磁電流の位相差によらず、同じ最大磁束密度分布が得られたことを意味する。

次に、鉄損分布を検討する。図8に Case I の鉄損分布を

図5 解析用リングコアモデル
Fig. 5. Ring core model for calculation.

表1 解析条件

Table 1. Condition of Calculation.

	Phase difference with the sine wave (rad.)	Method of E&SS Modeling
Case I	0	Improved E&SS
Case II	0	Conventional E&SS
Case III	$\pi/2$	Improved E&SS

図 6 最大磁束密度分布 (Case I, II, III)

Fig. 6. Maximum flux density distribution.

図 7 Case I に対する最大磁束密度計算誤差分布

Fig. 7. Distribution of calculation error in maximum flux density versus Case I.

図 8 鉄損分布 (Case I)

Fig. 8. Iron loss distribution.

図 9 Case I に対する鉄損計算誤差分布

Fig. 9. Distribution of calculation error in iron loss versus Case I.

示し、図 9 に鉄損の計算誤差分布を示す。図 9 において、(a) は Case I に対する Case II の計算誤差分布、(b) は Case I に対する Case III の計算誤差分布である。鉄損は、図 6 の (a) にて示した最大磁束密度分布において、最大磁束密度が高い領域であった上下部位内周部分の鉄損が大きいことが分かる。また、左右部位は上下部位と比べ、磁束密度の大きさに割に鉄損が大きいことが分かる。これは、左右部位が磁化困難方向の磁気特性で、磁気抵抗が大きく、磁界強度が大きくなることが原因として考えられる。鉄損計算誤差分布について検討する。Case I に対する Case II の鉄損計算誤差は大きく、今回の条件では最大 55 % 程度となった。Case

I に対する Case III の鉄損計算誤差はほぼ零で、両者は同じ磁気特性を表現していることが分かる。

以上結果から、改良 E&SS モデルを用いれば、係数作成時に基準となる測定される磁束密度波形と解析で得られた磁束密度波形の間に、進み位相 β が生じて補正により同じ磁気特性を表現できることが確認できる。よって、本論文で提案した位相補正の手法は、励磁電流がいかなる位相条件であっても一定の解析結果が得ることができる、有効な手法といえる。

6. まとめ

本研究にて以下が明らかになった。

(1) 従来 E&SS モデルでは測定磁束密度波形と解析で得られる磁束密度波形の位相関係を表現できないので、両者の位相が違った場合、正確に磁界強度を表現できないという結論を得た。

(2) 改良 E&SS モデルでは測定磁束密度波形と磁界解析で得られる磁束密度波形の位相関係を表現できるので、両者の位相が違った場合でも、同じ磁界強度を表現できるという結論を得た。

(3) 改良 E&SS モデルでは、励磁電流がいかなる位相条件であっても補正により一定の解析結果が得られ、有用な手法であることを確認した。

本論文では解析のみの検討であったが、今後の課題として鉄損分布の解析と実測との比較を行う予定である。

(平成 16 年 6 月 28 日受付, 平成 17 年 6 月 28 日再受付)

文 献

- (1) M. Enokizono : “Two-Dimensional Vector Magnetic Property”, *J. Magnetism Soc. Japan*, Vol. 27, No. 2, pp.50-58 (2003) (in Japanese)
榎園正人 : 「2 次元ベクトル磁気特性」, 応用磁気学誌, 27, No.2, pp.50-58 (2003)
- (2) M. Enokizono, T. Todaka, and S. Kanao : “Two-Dimensional Magnetization Characteristic”, *J. Magnetism Soc. Japan*, Vol.17, pp.559-564 (1993) (in Japanese)
榎園正人・戸高 孝・金尾真一 : 「2 次元測定による磁気特性」, 応用磁気学誌, 17, pp.559-564 (1993)
- (3) J. Sievert : “Study on the Measurement of Two Dimensional Magnetic Phenomena in Electrical Sheet Steel at PTB”, First International Workshop on Magnetic Properties of Electrical Sheet Steel under Two-Dimensional Excitation, pp. 102-116 (1991)
- (4) P. P. Silvester, R. P. Gupta : “Effective Computation Models for an Isotropic Soft B-H Curves”, *IEEE Trans. Magnetism*, Vol.27, No.5, pp.3804-3807 (1991)
- (5) N. Takahashi, S. Miyabara, and K. Fujiwara : “Problems in Practical Finite Element Analysis Using Preisach Hysteresis Model”, *IEEE Trans. Magnetism*, Vol.35, No.3, pp.1243-1246 (1999)

- (6) N. Soda and M. Enokizono : “Hysteresis Model of Two-dimensional Magnetic Properties Using an E&SS Model”, *J. Magnetism Soc. Japan*, Vol.24, No.4-2, pp.827-830 (2003) (in Japanese)
祖田直也・榎園正人 : 「E&S モデルによる二次元磁気特性のヒステリシスモデリング」, 応用磁気学誌, 24, No.4-2, pp.827-830 (2000)
- (7) H. Shimoji, M. Enokizono, T. Todaka, and T. Horibe : “New Magnetic Field Analysis Considering a Vector Magnetic Characteristic”, *KIEE Int. Trans. EMECS*, Vol.2-B, No.4, pp.149-155 (2002)
- (8) M. Enokizono, H. Shimoji, and T. Horibe : “Loss Evaluation of Induction Motor by Using Magnetic Hysteresis E&S² Model”, *IEEE Trans. Magnetism*, Vol.38, No.5, pp.2379-2381 (2002)
- (9) H. Shimoji and M. Enokizono : “E&S² Model for Vector Magnetic Hysteresis Property”, *J. Magnetism & Magnetic Materials*, Vol.254-255, pp.290-292 (2003)

浦 田 信 也

(学生員) 1975 年 9 月 2 日生。1998 年 3 月大分大学工学部電気電子工学科卒業。同年 4 月㈱日立製作所入社、変圧器設計業務に従事、2003 年退社。大分大学大学院工学研究科博士後期課程入学、現在にいたる。二次元磁気特性に関する研究に従事する。

榎 園 正 人

(正員) 1949 年 2 月 19 日生。1979 年 1 月九州大学大学院工学研究科博士課程修了。同年工学部研究生を経て、1980 年 2 月大分大学工学部助手、1981 年 4 月講師、1982 年 4 月同大学工学部助教授、1987 年 9 月～1988 年 12 月までアレクサンダー・フォン・フンボルト招聘研究員(ドイツ国立物理工学総合研究所:通称 PTB)、1995 年 4 月教授となり、現在にいたる。工学博士。この間、磁性材料、電気機器、磁界解析を中心とする磁気工学の研究に従事。

戸 高 孝

(正員) 1960 年 9 月 3 日生まれ。1983 年 3 月大分大学工学部電気電子工学科卒業。同年大分大学工学部助手、1996 年 3 月講師、1998 年 4 月助教授、現在にいたる。工学博士。この間、電磁界解析、最適設計、電気機器工学、磁性材料を中心とする磁気工学の研究に従事。

下 地 広 泰

(非会員) 1974 年 10 月 31 日生。2003 年 3 月大分大学大学院工学研究科博士後期課程終了。大分大学工学部非常勤講師、現在にいたる。工学博士。磁性材料、電気機器、磁界解析を中心とする磁気工学の研究に従事。