ストップモデルとプレイモデルによる ヒステリシス特性表現に関する検討

正 員 松尾 哲司* 非会員 安藤 啓一*
学生員 寺田 靖* 正 員 島崎 眞昭*

A Study of Representation of Hysteretic Characteristics by Stop and Play Models

Tetsuji Matsuo*, Member, Keiichi Ando*, Non-member, Yasushi Terada*, Student Member,
Masaaki Shimasaki*, Member

The least-square method is applied to the identification of the stop model in order to improve its hysteretic representation. It is shown that the height difference of stop hysteresons should not be smaller than the amplitude difference of the hysteretic loops used for the identification. The effective magnetic field is used for the play model. It successfully improves the hysteretic representation by the play model. The comparison of both models shows that the play model using the effective magnetic field represents the hysteretic characteristics more precisely than the stop model.

キーワード：ヒステリシス、ストップモデル、プレイモデル、最小二乗法、有効磁界

Keywords: hysteresis, stop model, play model, least-square method, effective magnetic field

1. まえがき

ヒステリシス特性は、強磁性体、強誘電体、超伝導体など工学の分野で用いられる様々な媒質に現れる特性である。このため、ヒステリシス特性を精度よくかつ効率的に表現できるモデルの研究が広く行われている。しかし、マイナーループを作るような複雑なヒステリシス特性を正確にしかも簡潔な形で表現することは簡単でない。

現在までに提案されてきた多くのヒステリシスモデルの中で、プライザッハモデル^{(1)~(3)}は、表現能力と記述の容易さを兼ね備えた数少ないヒステリシスモデルの一つである。しかし、有限要素法による解析にプライザッハモデルを用いる際には、記憶容量や計算コストなどの問題点が存在することが指摘されている⁽⁴⁾。

このため、プライザッハモデルと同等かそれ以上の表現能力を持ち、加えて、より効率的な表現が可能なヒステリシスモデルが求められており、そのような候補として、プレイモデル⁽⁵⁾⁽⁶⁾とストップモデル⁽⁵⁾⁽⁶⁾が挙げられる。

前者のプレイモデルは、数学的にプライザッハモデルと等価⁽⁶⁾でありながら、記述がより簡潔であるという特徴を持つ。また、その等価性から、プライザッハモデルにお

ける同定法をそのままプレイモデルに応用できるという利点も持っている。これら両モデルが表すヒステリシス特性は、通常、入力より出力の位相が遅れるという性質を持つ。

他方、ストップモデルは、プレイモデルと同程度の記述の簡潔さを持ち、表現能力もプレイモデルと同程度であると考えられている。ただし、ストップモデルでは、入力より出力の位相が進んでいるのが通常である。したがって、ストップモデルが表現するヒステリシス特性は、プレイモデルが表す特性と逆の性質を持っており、一方を他方の近似的な逆特性を表すために用いることも提案されている⁽⁶⁾。

上記の性質より、強磁性媒体の電磁界解析に両モデルを用いるときには、磁界 H を入力、磁束密度 B を出力とする場合はプレイモデルを、その逆の場合はストップモデルを用いるのが自然であると考えられる。ただし、電気機器の鉄心材料として広く用いられている電磁鋼板の磁気特性を両モデルで表現するためには以下のような問題点が存在する。まず、ストップモデルにおいては、同定法が確立されておらず、例えば文献⁽⁷⁾で提案されている方法で同定すると、ヒステリシス特性が十分な精度で表現されないことが指摘されている⁽⁸⁾。他方、電磁鋼板では、 H の変化に対して B が急峻に変化する特性を持つものがあり、そのような場合に、プレイモデル（またはプライザッハモデル）の同定が困難になり、また、ヒステリシス特性の表現精度が不十分になることが挙げられる。

そこで本論文では、両モデルの個々の問題点を解消する

* 京都大学工学研究科

〒 615-8510 京都市西京区京都大学桂

Graduate School of Engineering, Kyoto University

〒 615-8510 Nishikyo-ku, Kyoto, Japan

方法を検討するとともに、改善の結果による両モデルの表現能力の比較を行う。まず、ストップモデルにおいては、最小二乗法を用いた同定法を導入し、その有効性を検討する。また、プレイモデルにおいては、有効磁界⁽⁹⁾を導入することにより、上記問題点の解決を図る。

2. ストップモデルによる表現

〈2・1〉 ストップモデルと問題点 前述の理由により、本論文で用いるストップモデルにおいては、入力を磁束密度 B 、出力を磁界 H として記述することにする。

ストップモデル⁽⁵⁾⁽⁶⁾を用いると、 B と H の間のヒステリシス特性を、

$$H = S(B) = \sum_{i=1}^{N_s} g_i(s_i(B)) \cdots \cdots (1)$$

$$s_i(B) = \max(\min(B - B^0 + s_i^0, \eta_i), -\eta_i) \cdots \cdots (2)$$

のように表すことができる。ここで、 s_i はストップヒステロン、 N_s はヒステロンの数、 g_i は形状関数である。また、 B^0 および s_i^0 は、それぞれ、前時点における B と s_i の値であり、 η_i はストップヒステロンの高さ (正定数) である。本論文では、 η_i は iB_s/N_s ($i = 1, \dots, N_s$) で与えられるものとする。ただし、 B_s は飽和磁束密度である。

ストップモデルの特性は、式 (1) における形状関数 g_i により決定されるので、所望のヒステリシス特性を表現するには、この形状関数を同定する必要がある。

文献 (7) では、形状関数 g_i を区分線形であるとし、

$$g_i(s) = g_{i,j-1} + \kappa_{i,j} \cdot (s - s_{i,j-1}) \cdots \cdots (3)$$

$$(s_{i,j-1} \leq s \leq s_{i,j})$$

ただし、

$$s_{i,j} = -\eta_i + j\Delta s \quad (j = 0, \dots, i), \quad \Delta s = 2B_s/N_s \cdots \cdots (4)$$

$$g_{i,j} = g_i(s_{i,j}), \kappa_{i,j} = (g_{i,j} - g_{i,j-1})/\Delta s \cdots \cdots (5)$$

とおき、 N_s と同数の B - H ループから、 $\kappa_{i,j}$ を決定する方法が提案されている。

図 1 に、方向性電磁鋼板 JIS: 30P105 の圧延方向磁気特性を文献 (7) の手法により同定した結果を示す。ただし、 B の振幅が iB_s/N ($i = 1, 2, \dots, N$, $N = 20$, $B_s = 1.7$ T) で与えられる実測対称 B - H ループ群から同定を行っている。また、 B - H ループの計測手法に関しては文献 (10)(11) を参考にしている。

図 1(b) では、対称ループ群から同定すると、下降曲線群が正しく再現されないことが分かる。また、図 1(a) の対称ループ群についても、測定結果と計算結果の間に少し隔たりの見られる。これは、文献 (7) の同定法では、マイナーループに関しては H 方向の幅のみが用いられ、ループの傾きや位置が反映されないためである。さらに、図 1 では再現されたループに滑らかさが欠けることもわかる。これは、式 (3) の区分線形関数の節点数が十分でないためである。

図 1 ストップモデルによる磁気特性表現

Fig.1. Magnetic characteristics represented by stop model.

図 2 3 種類の曲線群から最小二乗法により同定した結果

Fig.2. Identification from both symmetric and asymmetric loops by least-square method.

図 3 対称ループ群から最小二乗法により同定した結果

Fig.3. Identification from symmetric loops by least-square method.

〈2・2〉 最小二乗法による同定 前節のストップモデルによる表現の問題点を改善するために、最小二乗法を用いた同定法を導入するとともに、式 (3) の区分線形関数で与えられる形状関数において節点数を倍増し、

$$s_{i,j} = -\eta_i + j\Delta s \quad (j = 0, \dots, 2i), \quad \Delta s = B_s/N_s \cdots \cdots (6)$$

とするものとする。

最小二乗法による同定とは、多数の入力 $B_m (m = 1, \dots, M, M: \text{データ点数})$ のデータ列に対する、実測出力列 H_m と、モデルによる計算結果 $S(B_m)$ の誤差の二乗和、

$$\sum_{m=1}^M \{S(B_m) - H_m\}^2 \dots\dots\dots (7)$$

が最小となるように、形状関数の各区分の傾き $\kappa_{i,j}$ を決定するものである (付録 A 参照)。

最小二乗法によるストップモデルの同定法は文献 (6) にも述べられている。しかし、文献 (6) では、入力データと同定の結果得られる表現精度との関係について述べられていない。そこで、本論文では、両者の関係について検討し、同定に必要なデータ量について論じる。

本論文では、同定に用いるデータ (B_m, H_m) の列として、図 1(a)(b) のような対称ループ群と下降曲線群、および、下降曲線群と対称な上昇曲線群の 3 種類の曲線群を用いるものとする。ただし、各曲線群の本数はそれぞれ 20 とする。

まず、同定に用いるヒステロン数 N_s を 40 とし最小二乗法により同定した結果を、図 2 と図 3 に示す。ただし、図 2 は、上記の 3 種類の曲線群をすべて同定用データとして用いた場合の結果であり、図 3 は、対称ループ群のみを用いて同定した結果である。図 3 では、対称ループ群を高精度に再現できているが、下降曲線群の再現性が悪いことがわかる。一方、図 2 では、対称ループ群の再現性では図 3 に劣るが、下降曲線群の再現性が改善されていることがわかる。したがって、最小二乗法を用いると、様々なヒステリシス曲線を考慮して同定を行うことにより、ヒステリシス特性の表現能力を全体的に改善できることがわかる。

次に、図 4 に、同定に用いたループとは異なる振幅のループ群を、3 曲線群から同定した上記のストップモデルで表現した結果を示す。図 4 より、最小二乗法による同定では、同定に用いない曲線群の再現精度が非常に悪くなる可能性があることがわかる。再現精度が悪くなる要因を明らかにするため、最小二乗法で決定した $\kappa_{i,j}$ (に Δs を乗じたもの) の分布を図 5(a) に示す。図 5(a) では、正および負となる値が交互に現れている。したがって、同定に用いた曲線群を表現するときには、正負の値が配分良く打ち消しあうように形状関数が決定されているが、同定に用いない曲線を表現する場合には、正負のバランスが保たれる保証はないので、図 4 のような不自然な表現となったものと考えられる。

これは、最小二乗法により決定するパラメータの数が、同定に用いたデータの情報量と比較して多すぎたため、同定に用いたデータに過適応した結果であると考えられる。

そこで、ヒステロン数を半減して ($N_s = 20$) 同定を行った結果を図 6 に示す。ただし、対称ループ群と下降および上昇曲線群を用いて同定を行っている。図 6(a)(b) では、図 2(a)(b) と比較して、同定に用いた曲線群の再現精度がやや悪化している。しかし、図 6(c)(d) からわかるように、同定に用いていない曲線群の表現は自然なものとなっ

図 4 同定に用いなかった $B-H$ 曲線の表現
Fig. 4. Representation of the $B-H$ curves that are not used for the identification.

図 5 $\kappa_{i,j} \Delta s$ の分布。
Fig. 5. Distribution of $\kappa_{i,j} \Delta s$.

図 6 $N_s = 20$ の場合の最小二乗法による同定結果
Fig. 6. Identification by least-square method with $N_s = 20$.

ている。また、同定された $\mu_{i,j}$ は、図 5(b) に示すようになめらかに分布している。さらに、対称ループ群から最小二乗法で $N_s = 20$ として同定を行った場合も、同定に用いていない曲線群の表現が妥当であることが確認されている。

文献 (7) では、ループ振幅とストップヒステロンの高さ η との大小関係により、ストップヒステロンの応答が変化することが示されている。したがって、高さが $\Delta\eta$ 異なるストップヒステロンの応答を区別するためには、同定に用いるループ群の振幅の刻み幅を $\Delta\eta$ 程度にする必要があると考えられる。本解析では、同定に用いるループ群の振幅の刻み幅は $B_s/20$ であったので、これと比較して、ストップヒステロンの高さの刻み幅を小さくすると、同定のための情報が不足することとなり、満足な同定結果が得られなかったものと考えられる。

3. プレイモデルによる表現

〈3・1〉 プレイモデルと問題点 プレイモデル (5)(6) では、 H - B 間のヒステリシス特性が、

$$B = P(H) = \sum_{i=1}^{N_p} f_i(p_i(H)) \dots\dots\dots (8)$$

$$p_i(H) = \max(\min(p_i^0, H + \zeta_i), H - \zeta_i) \dots\dots\dots (9)$$

のように表される。ここで、 p_i はプレイヒステロン、 N_p はヒステロンの数、 f_i は形状関数、 p_i^0 は前時点における p_i の値、 ζ_i はプレイヒステロンの幅 (非負定数) である。

本論文では、 $\zeta_i = (i-1)H_s/N_p$ ($i = 1, \dots, N_p$, H_s : 飽和磁界) として、形状関数を区別線形関数として、

$$f_i(p) = f_{i,j-1} + \mu_{i,j} \cdot (p - p_{i,j-1}) \dots\dots\dots (10)$$

$$(p_{i,j-1} \leq p \leq p_{i,j})$$

のように与える。ここで、 $p_{i,j} = -H_s + \zeta_i + j\Delta p$ ($j = 0, \dots, N_p - i + 1$), $f_{i,j} = f_i(p_{i,j})$, $\Delta p = 2H_s/N_p$, $\mu_{i,j} = (f_{i,j} - f_{i,j-1})/\Delta p$ である。

プレイモデルはプライザツハモデルと等価 (6) であるので、エヴェレット積分 (3) を用いたプライザツハモデルの同定法を、プレイモデルにも応用できる。プライザツハモデルでは、下降曲線群から同定を行うことが多いが、対称 B - H ループ群からも同定することができ、プレイモデルについても同様である。ただし、対称ループ群からの同定の場合には、測定曲線の数 2 倍の数のプレイヒステロンを用いて同定を行う (8)。

図 7 に、ストップモデルの場合と同じ方向性電磁鋼板の圧延方向磁気特性をプレイモデルで同定した結果を示す。ただし、 H の振幅が iH_s/N ($i = 1, 2, \dots, N$, $N = 20$, $H_s = 215$ A/m) となる実測対称 B - H ループ群から同定を行っている (8)。図 7 では、下降曲線の一部分がメジャーループの外側にはみ出しており、また、 dB/dH が非常に大きい $|B| \leq 1$ T の付近で再現精度が悪いことがわかる。

前者は、 $\mu_{i,j}$ の一部が負になっていることによる。プレイモデルの $\mu_{i,j}$ は、プライザツハモデルの分布関数に対応

図 7 プレイモデルによる磁気特性表現

Fig.7. Magnetic characteristics represented by play model.

するものであり、したがって、プライザツハモデルにおいても分布関数が負になる問題と同じ問題がプレイモデルにおいても生じていることになる。後者については、 H の変化に対する B の変化の急峻さと比較して、同定に用いたループ群の振幅の刻み幅が十分に小さくなかったことによる。

そこで両者の対策として以下のように有効磁界を用いる。

〈3・2〉 有効磁界の導入 有効磁界 (9) とは、強磁性体内部の磁界を、外部磁界 H と磁束密度の関数として、

$$H_e = H + kB \dots\dots\dots (11)$$

と与える方法である。ここで、 H_e は有効磁界、 k は補正係数と呼ばれる。有効磁界を用いると、磁束密度 B は、

$$B = P(H_e) = P(H + kB) \dots\dots\dots (12)$$

と表される。この kB は、磁性体内の磁化による相互作用の効果を表す。式 (12) より、 k が正のとき、出力 B が正帰還の形で入力 H に加わる形となる。

有効磁界は、プライザツハモデルにおいて、分布関数の値が負になることを防止する点で効果的であることが報告されている (9)。また、文献 (3) では、式 (12) と同様な形のプライザツハモデルを moving model と呼び、磁気記録媒体の特性表現に対して効果的であることが示されている。

本論文では、 dB/dH で与えられる傾きが急峻となる対策として、 H の代わりに H_e を用いることにより、 dB/dH_e で与えられる傾きを緩やかにすることを図る。

文献 (9) では、ヒステリシス曲線群の変曲点 (dB/dH が最大となる点) を結ぶ曲線の傾きから k を決定する方法が述べられており、その手法をこの電磁鋼板の特性に対して用いると、 k はおよそ 15 m/H となる。図 8 と図 9 に、 k を、それぞれ、15 m/H、60 m/H とした場合の同定結果を

(a) symmetric loops

(b) asymmetric loops

図 8 有効磁界を用いたプレイモデルによる表現 ($k = 15 \text{ m/H}$)

Fig. 8. Representation by play model using effective magnetic field with $k = 15 \text{ m/H}$.

(a) symmetric loops

(b) asymmetric loops

図 9 有効磁界を用いたプレイモデルによる表現 ($k = 60 \text{ m/H}$)

Fig. 9. Representation by play model using effective magnetic field with $k = 60 \text{ m/H}$.

示す。また、各補正係数を用いて算出された B と測定データとの間の平均誤差を表 1 に示す。ただし、表 1 は誤差の飽和磁束密度 B_S に対する比を表している。これらより、有効磁界を導入することで、ヒステリシス特性の再現精度が向上していることがわかる。しかし、変曲点を用いて求められる $k = 15 \text{ m/H}$ の場合、下降曲線群の一部がメジャーロープをはみ出す部分が残っており、また、表 1 における誤差も $k = 60 \text{ m/H}$ のときと比較して大きい。したがって、変曲点を結ぶ曲線の傾きから決まる補正係数は、表現

表 1 プレイモデルによる表現の B 方向誤差 (%)

Table 1. Representation error along B -direction by play model (%).

$k \text{ (m/H)}$	0	15	60
symmetric loops	5.66	1.48	0.79
asymmetric loops	6.70	3.44	2.97

表 2 ストップモデルとプレイモデルによる H 方向誤差 (%) の比較

Table 2. Comparison of representation error along H -direction by stop and play models (%).

	stop model	play model
symmetric loops	3.49	0.44
asymmetric loops	5.30	1.83

精度向上の面から最適であるとは限らないことがわかる。

4. 両モデルの比較

ここまでの検討により、ストップモデルとプレイモデルの問題点がある程度解消されたので、改善された両モデルにおいてヒステリシス特性の表現精度を比較する。磁気ベクトルポテンシャルを用いた有限要素解析では、 B から H を求めることが必要となるので、与えられた B に対して、両モデルによる H を実測データと比較して精度を検討する。

表 2 に、両モデルによる H の平均誤差を、飽和磁界に対する比の値として示す。表より、プレイモデルの方が精度がよいことがわかる。ただし、プレイモデルで B から H を得るためには、ニュートン法などの反復過程が必要である。

5. むすび

本論文では、ストップモデルとプレイモデルの問題点を解消する方法を検討するとともに、改善の結果による両モデルの表現能力の比較を行った。

まず、ストップモデルにおいては、最小二乗法を用いた同定法により、ヒステリシス特性の表現精度を向上させることができることを示した。ただし、最小二乗法による同定の際には、ストップヒステロンの高さの刻み幅が、同定に用いるループ群の振幅の刻み幅と同程度となるように、ヒステロンの数を与える必要があることを示した。

次に、プレイモデルにおいて、有効磁界を導入することにより、ヒステリシス特性の表現精度を向上させることができることを示した。ただし、有効磁界を与えるための補正係数の決定法については今後の課題として残る。

最後に、両モデルの比較を行い、有効磁界を考慮したプレイモデルの表現精度が優れていることを示した。

ただし、ストップモデルは、磁束密度を入力、磁界を出力として表現するのに適したヒステリシスモデルであり、効率的な磁界解析への応用が期待される。したがって、ストップモデルのさらなる改良により、同モデルの表現精度の向上を図る必要があると考えられる。

本研究の一部は、(財) 関西エネルギー・リサイクル科

学研究振興財団, および, (財)JFE21 世紀財団の援助を受けて行われた。

(平成 15 年 2 月 24 日受付)

文 献

- (1) F. Preisach: "Über die Magnetische Nachwirkung", *Zeitschrift für Physik*, Vol. 94, pp. 277-302 (1935)
- (2) K. Okumura and A. Kishima: "Digital Simulation of Hysteretic Characteristics and Its Application", *T. IEE Japan*, Vol. 103-B, No. 7, pp. 451-458 (1983-7) (in Japanese)
奥村浩士・木嶋 昭: 「ヒステリシス特性のデジタルシミュレーションとその応用」, 電学論 B, **103**, 7, pp. 451-458 (1983-7)
- (3) E. Della Torre: *Magnetic Hysteresis*, IEEE Press, New York (1999)
- (4) N. Takahashi, S. Miyabara, and K. Fujiwara: "Problems in practical finite element analysis using Preisach hysteresis model", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 35, pp. 1243-1246 (1999)
- (5) M.A. Krasnosel'skii and A.V. Pokrovskii: *Systems with Hysteresis*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1989)
- (6) S. Bobbio, G. Miano, C. Serpico, and C. Visone: "Models of magnetic hysteresis based on play and stop hysterons", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 33, pp. 4417-4426 (1997)
- (7) T. Matsuo and M. Shimasaki: "Isotropic Vector Hysteresis Represented by Superposition of Stop Hysteron Models", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 37, pp. 3357-3361 and p. 3995 (2001)
- (8) T. Matsuo, D. Shimode, Y. Terada, and M. Shimasaki: "Application of Stop and Play Models to Representation of Magnetic Characteristics of Silicon Steel Sheet", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 39, pp. 1361-1364 (2003)
- (9) K. Okumura, S. Kato, and A. Kishima: "Symmetrization of Preisach Function and Simulation of Hysteretic Characteristics", *T. IEE Japan*, Vol. 108-D, No. 1, pp. 54-60 (1988-1) (in Japanese)
奥村浩士・加藤千詞・木嶋 昭: 「ブライザッハ分布関数の対称化とヒステリシス特性のシミュレーション」, 電学論 D, **108**, 1, pp. 54-60 (1988-1)
- (10) H. Nishimoto, S. Miyabara, M. Nakano, K. Fujiwara, and N. Takahashi: "Evaluation Method of Magnetic Properties of Electrical Steel Sheets by Using the Preisach Model", *Papers Tech. Meeting IEEJ*, MAG-97-178 (1997) (in Japanese)
西本英彦・宮原俊一・中野正典・藤原耕二・高橋則雄: 「ブライザッハモデルを用いた電磁鋼板の磁気特性評価法」, 電気学会研資, MAG-97-178, pp. 41-46 (1997)
- (11) H. Nishimoto, M. Nakano, K. Fujiwara, and N. Takahashi: "Effect of Frequency on Magnetic Properties", *Papers Tech. Meeting IEEJ*, MAG-98-56, pp. 21-26 (1998) (in Japanese)
西本英彦・中野正典・藤原耕二・高橋則雄: 「磁気特性における周波数の影響」, 電気学会研究会資料, MAG-98-56, pp. 21-26 (1998)

付 録

1. 最小二乗法による同定

同定の便宜上,

$$g_{i,0} = 0, (i = 1, \dots, N_s - 1), g_{N_s,0} = -H_S \quad (\text{付 1})$$

とおくものとする。

入力データ B_m の列が与えられれば, 各ストップヒステロンの値 $s_m(B_m)$ は形状関数によらず一意に決まり, したがって, 式 (1)(3)(付 1) より, $S(B_m)$ の値は, $-H_S$ に $\kappa_{i,j}$ の線形結合を加えた形で表されることになる。すなわち,

$$S(B_m) = \mathbf{a}_m \cdot \boldsymbol{\kappa} - H_S \dots \dots \dots (\text{付 2})$$

と書かれる。ここで, $\boldsymbol{\kappa} = (\kappa_{1,1}, \kappa_{1,2}, \dots, \kappa_{N_s,2N_s})^T$ (T :

転置) であり, $\mathbf{a}_m$ は線形結合の係数を表すベクトルである。したがって, 最小二乗問題は,

$$\|\mathbf{A}\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{b}\|^2 \dots \dots \dots (\text{付 3})$$

を最小にする未知数ベクトル $\boldsymbol{\kappa}$ を求める問題に帰着される。ここで, $\mathbf{A}$ は第 m 行が $\mathbf{a}_m^T$ に等しい係数行列, $\mathbf{b}$ は第 m 成分が $H_m + H_S$ に等しいベクトルである。

松 尾 哲 司 (正員) 1964 年生。1991 年京都大学大学院工学

研究科電気工学第 2 専攻博士課程修了。同年, 同大学工学部電気工学科助手。2001 年同大学大学院工学研究科電気工学専攻講師を経て, 2003 年同助教授。工学博士。非線形磁界解析, 電磁流体, 非線形電気回路の研究に従事。

安 藤 啓 一 (非会員) 1978 年生。2001 年 3 月京都大学工学

部電気電子工学科卒業。2003 年 3 月同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。この間, ヒステリシスモデルとその磁界解析への応用の研究に従事。現在, (株) デンソー勤務。

寺 田 靖 (学生員) 1979 年生。2002 年 3 月京都大学工学

部電気電子工学科卒業。同年, 4 月同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程進学。ヒステリシスモデルの同定法の研究に従事。

島 崎 眞 昭 (正員) 1943 年生。1971 年京都大学大学院工学

研究科博士課程単位修得退学, 京都大学助手, 同助教授, 九州大学教授を経て, 1997 年京都大学教授 (大学院工学研究科)。主として並列処理, 計算電磁工学の研究に従事。IEEE, SIAM, ACM, 情報処理学会等会員。京都大学工学博士。