

令和元年6月13日現在

機関番号：17201

研究種目：基盤研究(C) (一般)

研究期間：2016～2018

課題番号：16K06230

研究課題名(和文) 応力テンソルにより磁気特性の劣化を考慮した誘導機の損失解析

研究課題名(英文) Loss Analysis of Induction Motor Taking Account of Deterioration of Magnetic Characteristics by Stress Tensor

研究代表者

村松 和弘 (Muramatsu, Kazuhiro)

佐賀大学・理工学部・教授

研究者番号：30263627

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 3,700,000円

研究成果の概要(和文)：本研究課題では、応力による磁気特性の劣化を考慮した回転機の損失解析法を開発した。まず、磁気特性のモデリング方法として応力の影響を弾性エネルギーにより考慮できるように、既に提案されている自由エネルギーを用いたヒステリシスのモデリング手法のソフトウェアを開発した。さらに、鉄芯中の応力分布を正しく求めるため、局所力を算出するためのマクスウェルの応力テンソルの新しい表現方法を提案するとともに、妥当性を示した。最後に、回転鉄損の算出法を提案するとともに、有用性を示した。

研究成果の学術的意義や社会的意義

本研究課題で開発した応力による鉄損増加が考慮できる磁界解析法を用いれば、CO2削減で重要なモータのより詳細な高効率化設計が可能となり、社会的意義は大きい。また、電磁力の算出に用いるマクスウェルの応力テンソルに関して、従来の全体力のみでなく、局所力の算出に着目し、新しい表現方法を提案したことの学術的意義は大きい。

研究成果の概要(英文)：In this research, a loss calculation method taking account of the deterioration of magnetic properties due to stress for rotating machines is developed. First, as a modeling method of magnetic properties, an energy-based modeling method of hysteresis using free energy is developed so that the effect of stress can be considered by elastic energy. Moreover, to obtain the stress distribution in the iron core, a new expression method of Maxwell's stress tensor to calculate the local force is proposed and verified. Finally, the calculation method of the rotational iron loss is proposed and its usefulness is shown.

研究分野：電気機器・電磁装置の数値解析

キーワード：磁界解析 回転機 鉄損 応力 マクスウェルの応力テンソル 回転損

## 様式 C-19、F-19-1、Z-19、CK-19（共通）

### 1. 研究開始当初の背景

我が国の電力消費量全体に対するモータが占める割合は50%を超えており、CO2削減の観点から、回転機の高効率化は重要な課題である。

回転機の鉄芯には、焼き嵌め、電磁力、及び磁歪により応力が発生する。この応力により鉄芯の磁気特性が劣化し鉄損が増加しているが、そのメカニズムは十分に明らかになっていない。今後、回転機のさらなる高効率化を図るためには、上記の各種応力による鉄損増加のメカニズムを明らかにし、その低減を図る必要がある。

応力を考慮した鉄損増加のメカニズムを明らかにするためには、磁界・構造併用解析が有効であるが、応力による磁気特性の劣化を考慮した磁気特性のモデリング方法、応力分布を算出するために必要な局所力を計算するマクスウェルの応力テンソル、さらに、回転鉄損の計算法が十分に確立されていない。

### 2. 研究の目的

本研究の目的は、応力による磁気特性の劣化を考慮した回転機の損失解析法を開発することである。そのため、以下の項目を実施する。

- (1) 応力による鉄芯の劣化を考慮できる磁気特性のモデリング方法を開発する。
- (2) 鉄芯の応力分布を正しく求めるためのマクスウェルの応力テンソルを明らかにする。
- (3) 磁気飽和と楕円回転磁界下における鉄損の精度良い算出法について検討する。

### 3. 研究の方法

上記3項目の研究方法を以下に述べる。

- (1) 磁気特性のモデリング方法として、応力の影響を弾性エネルギーにより考慮できるように、既に提案されているエネルギーベースの自由エネルギーを用いたヒステリシス磁気特性のモデリング手法のソフトウェアを開発する。
- (2) 鉄芯中の応力分布を正しく求めるため、局所力算出のためのマクスウェルの応力テンソルの表現方法について、フレミングの左手則から各種表現式を導出するとともに、等価磁化電流法で得られた局所力と比較することにより、正しい表現方法を明らかにする。
- (3) 飽和領域と軸比を考慮した回転磁界下における鉄損の精度良い算出法を提案する。

### 4. 研究成果

上記3項目の研究成果を以下に述べる。

#### 4. 1 自由エネルギーを用いたヒステリシス磁気特性のモデリング方法の開発

##### 4. 1. 1 モデリング方法

自由エネルギーモデルは、磁界  $H$  を、次式で示すように、磁束密度  $B$  を変化させる磁界  $H_f(B)$  とヒステリシス特性を発生するヒステリシス磁界  $H_h(B)$  の和と差で考える。

$$H(B) = H_f(B) \pm H_h(B) \quad (1.1)$$

ここで、右辺の $\pm$ は、ヒステリシス曲線の上昇時は $+$ 、下降時には $-$ となる。また、 $H_f(B)$ は平均磁化曲線とよばれ、対称ループの上昇曲線  $H_U(B)$  と下降曲線  $H_D(B)$  を用いて、次式で求められる。

$$H_f(B) = (H_U(B) + H_D(B)) / 2 \quad (1.2)$$

次に、ヒステリシス磁界  $H_h(B)$  について説明する。 $H_f(B)$  を(1.2)式のように定めた場合、(1.1)式を用いて対称ループを再現するには、 $H_h(B)$  を、次式で示される保磁力関数  $H_c(B)$  にすればよい。

$$H_c(B) = (H_U(B) - H_D(B)) / 2 \quad (1.3)$$

(1.2)、(1.3)式の計算に用いた対称ループ上に動作点がある場合には、その対称ループは、(1.1)式により完全に再現できる。一方、(1.2)、(1.3)式に用いた対称ループより小さな対称ループやマイナーループを再現しようとする、ヒステリシス曲線が上昇から下降、下降から上昇に転じる際、(1.1)式の $\pm$ が変化するため、入力  $B$  に対して、 $H$  は急激に変化してしまう。このような場合、 $H_h$  は  $H - H_f$  で表し、さらに、 $H_h$  に1より小さい補正係数  $\alpha$  を乗じて  $H$  を計算する。さらに、ヒステリシス曲線の再現精度を向上させるため、 $\alpha$  を複数個準備し、それぞれの  $H$  を計算して平均を求める。

##### 4. 1. 2 モデリング結果

自由エネルギーモデルを用いて求めた等方性電磁鋼板 50A470 のヒステリシス曲線の対称ループとマイナーループを、一般によく用いられる Play モデルと比較した結果を図 1.3 に示す。両者は良好な一致を示し、エネルギーベースの磁気特性のモデリング手法が開発できたと言える。

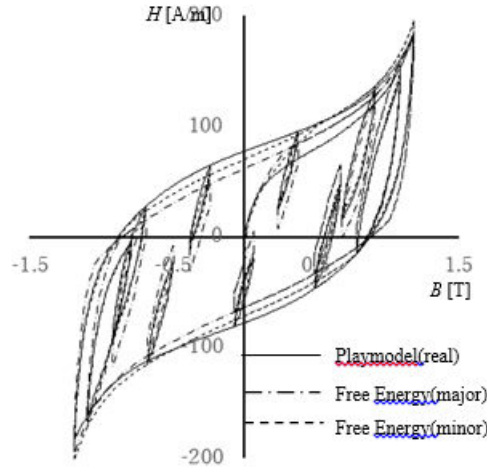


図 1.3 自由エネルギーを用いて描いたヒステリシス曲線

#### 4. 2 応力分布算出のためのマクスウェルの応力テンソルの表現方法

##### 4. 2. 1 マクスウェルの応力テンソルの表現方法の導出

磁性体の磁化  $\mathbf{M}$  の源は電流であるため、磁性体の磁化  $\mathbf{M}$  を等価磁化電流  $\mathbf{J}_m$  で置き換えて、真空中に磁界  $\mathbf{H}$  と  $\mathbf{J}_m$  のみが存在する場合を考え、フレミングの左手則よりマクスウェルの応力テンソルを導出した。すなわち、図 2.1 (a)に示す磁性体中の磁界  $\mathbf{H}_0$  と透磁率  $\mu$  で表される磁束密度  $\mathbf{B}$  は、(b)図のように真空の透磁率  $\mu_0$  と  $\mathbf{M}$  を用いて表すことができ、さらに、(c)図のように  $\mathbf{M}$  を  $\mathbf{J}_m$  で表せば、磁化された磁性体は、真空中に磁界  $\mathbf{H}$  と  $\mathbf{J}_m$  のみ存在するモデルに置き換えることができ、磁性体に働く電磁力をフレミングの左手則により計算できる。このとき、(c)図の真空中に置き換えた場合の磁界  $\mathbf{H}_t$  は、 $\mathbf{J}_m$  による磁界を  $\mathbf{H}_m$  とすると  $\mathbf{H}_0$  と  $\mathbf{H}_m$  の和になる。図 2.1(c)のモデルを用いて、磁性体に働く体積力の  $x$  成分  $f_{ix}$  は、以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}
 f_{ix} &= (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_x + H_{ix} \operatorname{div} \mathbf{B} \\
 &= (\operatorname{rot} \mathbf{H}_t \times \mathbf{B})_x + H_{ix} \operatorname{div} \mathbf{B} \\
 &= \frac{1}{\mu_0} \left\{ (\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B})_x + B_x \operatorname{div} \mathbf{B} \right\} \\
 &= \frac{1}{\mu_0} \left\{ \left( \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) B_z - \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) B_y + B_x \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \right\} \\
 &= \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} B_x - \frac{\partial B_y}{\partial x} B_y - \frac{\partial B_z}{\partial x} B_z + \frac{\partial B_x}{\partial y} B_y + \frac{\partial B_y}{\partial y} B_x + \frac{\partial B_x}{\partial z} B_z + \frac{\partial B_z}{\partial z} B_x \right) \\
 &= \frac{1}{\mu_0} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{2} (B_x^2 - B_y^2 - B_z^2) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} (B_x B_y) + \frac{\partial}{\partial z} (B_x B_z) \right] \\
 &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{2} (H_{ix} B_x - H_{iy} B_y - H_{iz} B_z) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} (H_{ix} B_y) + \frac{\partial}{\partial z} (H_{ix} B_z)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、右辺の最初の式の第二項の  $H_{ix} \operatorname{div} \mathbf{B}$  は、式変形の都合上加えた零の項である。上式よりマクスウェルの応力テンソル  $T^p$  が次式のように得られる。

$$T^p_{jk} = H_{ij} B_k - \delta_{jk} \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}_t = \frac{\mu}{\mu_0} (H_{oj} B_k - \delta_{jk} \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}_0) \tag{2.2}$$

ここで、 $j, k$  は循環する添え字  $x, y, z$  を示し、 $\delta_{jk}$  はクロネッカーのデルタである。

一方、磁性体の  $\mathbf{M}$ 、すなわち  $\mathbf{J}_m$  自体が作る磁界  $\mathbf{H}_m$  は、磁性体の体積力に影響を及ぼさないため、(2.2)式の  $\mathbf{H}_t$  は  $\mathbf{H}_0$  で置き換えることができ、次式の Minkowski 表示のマクスウェル応力テンソル  $T^M$  が次式のように得られる。

$$T^M_{jk} = H_j B_k - \delta_{jk} \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}_0 \tag{2.3}$$

さらに、(2.3)式の右辺第二項は、線形場の磁界のエネルギーを表しており、この項を非線形場の随伴エネルギーの式に置き換えると Chu 表示のマクスウェル応力テンソル  $T^C$  が次式のように得られる。

$$T^C_{jk} = H_j B_k - \delta_{jk} \int_0^{H_0} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{H}_0 \tag{2.4}$$

ここでは、三種類のマクスウェルの応力テンソル  $T^p, T^M, T^C$  の導出過程が示されたが、体積力  $f_V$  から導出しており、局所力の算出に必要な表面力  $f_S$  が考慮されていない。従って、次項で、簡

易モデルの表面力を各種応力テンソルを用いて算出するとともに、等価磁化電流法により得られた表面力と比較する。

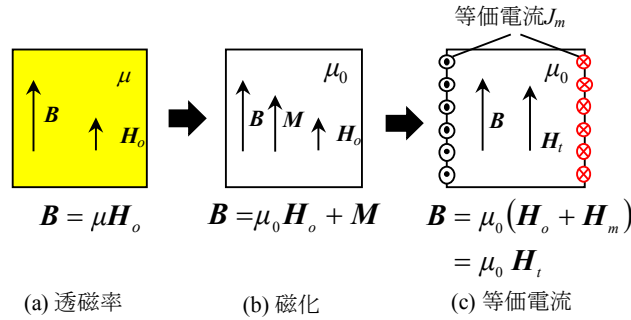


図 2.1 磁性体モデル

#### 4. 2. 2 局所力の比較

図 2.2 に示す、一様磁界  $H_o$  中に置かれた透磁率  $\mu$  の  $y, z$  方向に無限に広い磁性体の AB 表面における単位面積あたりの表面力の  $x$  成分  $f_{sx}$  を上記  $T^p, T^m, T^c$  を用いて計算した。

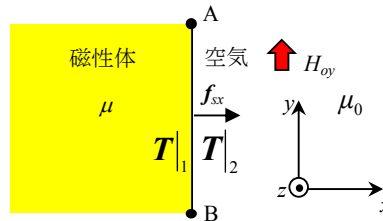


図 2.2 無限に広い磁性体モデル

また、真値として、等価磁化電流法を用いて  $f_{sx}$  を計算した。この方法では、まず、磁性体の磁化  $M$  を次式の等価磁化電流  $J_m$  で表す。

$$J_m = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} M \quad (2.5)$$

次に、電磁力  $f$  は、フレミングの左手則より、次式で得られる。

$$f = J_m \times B \quad (2.6)$$

ここで、厚み  $\Delta x$  の表面層の等価磁化電流密度  $J_{mz}$  は次式になる。

$$J_{mz} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial M_y}{\partial x} = \frac{1}{\mu_0} \frac{0 - M_y}{\Delta x} = \frac{(\mu_0 - \mu) H_{oy}}{\mu_0 \Delta x} \quad (2.7)$$

表面層内の磁界は  $H_y$  から  $H_{oy}$  まで線形で変化するため、 $f_{sx}$  は次式により算出できる。

$$f_{sx}^E = -\int_{\Delta x} J_{mz} \cdot \mu_0 H_{cy} dx = -J_{mz} \cdot \mu_0 \frac{1}{2} (H_y + H_{oy}) \Delta x = \frac{(\mu - \mu_0) H_{oy}}{\mu_0 \Delta x} \cdot \mu_0 \frac{1}{2} \left( \frac{\mu}{\mu_0} + 1 \right) H_{oy} \Delta x = \frac{1}{2\mu_0} (\mu^2 - \mu_0^2) H_{oy}^2 \quad (2.8)$$

磁性体(35A300)に 1T の一様磁界が印加された場合の各種マクスウェルの応力テンソルで得られた単位面積あたりの表面力  $f_{sx}$  を表 2.1 に示す。Minkowski 表示と Chu 表示のマクスウェルの応力テンソル  $T^m, T^c$  で得られた表面力  $f_{sx}^m, f_{sx}^c$  の差は小さいが、新しいマクスウェルの応力テンソル  $T^p$  による表面力  $f_{sx}^p$  とは大幅に異なる。等価磁化電流法で得られた表面力  $f_{sx}^E$  は、新しいマクスウェルの応力テンソル  $T^p$  による表面力  $f_{sx}^p$  と一致するため、局所力を求めるためには、本研究で提案する新しいマクスウェルの応力テンソル  $T^p$  を用いる必要がある。

表 2.1 AB 表面における表面力  $f_{sx} [\text{N/m}^2]$  の比較

マクスウェル応力テンソル			等価磁化電流法 $f_{sx}^E$
Minkowski $f_{sx}^m$	Chu $f_{sx}^c$	等価電流 $f_{sx}^m$	
66	75	397888	397888

#### 4. 3 回転磁界下における鉄損の計算法

##### 4. 3. 1 飽和領域まで考慮した真円回転磁界の鉄損計算法

回転鉄損は飽和領域では磁束密度が大きくなると減少するが、これを考慮して回転鉄損を計算するため、真円(軸比  $a=1$ )の回転磁界による鉄損を、ヒステリシス損、異常渦電流損、古典渦電流損に分け、飽和領域におけるヒステリシス損失と異常渦電流損失の減少を実測値から得られる係数を用いて考慮する手法を提案した。

飽和に伴う減少を考慮した回転ヒステリシス損  $W_{hrot}$ , 異常渦電流損失  $W_{arot}$  の提案式を以下に示す.

$$W_{hrot}(B) = W_{ht}(B) - \alpha_h(B) \cdot W_{ht}(B) \quad (3.1)$$

$$W_{arot}(B) = W_{at}(B) - \alpha_a(B) \cdot W_{at}(B) \quad (3.2)$$

ここで,  $W_{ht}$ ,  $W_{at}$  は, 従来の交番磁界下のヒステリシス損  $W_{halt}$ , 異常渦電流損  $W_{aalt}$  から算出される回転ヒステリシス損であり, 真円( $a = 1$ )で飽和に伴う損失の減少を無視した場合は,  $2W_{halt}$ ,  $2W_{aalt}$  となる.  $\alpha_h$ ,  $\alpha_a$  は, 飽和領域における損失の減少を考慮するための係数であり. それぞれ, 実測値と一致するように2本の直線で近似した.

上記の方法で算出したヒステリシス損  $W_{hrot}$ , 異常渦電流損  $W_{arot}$ , 及び古典渦電流損を足し合わせた全鉄損値を従来法( $\alpha_h = \alpha_a = 0$ )及び実測値と比較した結果を図3.1に示す. 従来法では, 飽和領域の鉄損の減少が考慮できないが, 提案法は実測値をよく再現できている.

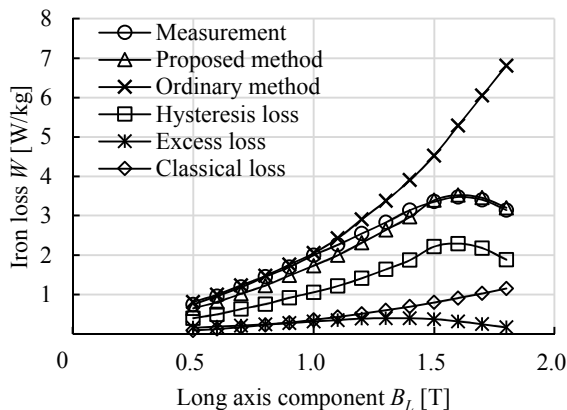


図 3.1 回転磁界下の回転鉄損の計算値と実測値

#### 4. 3. 1 楕円磁界下の回転鉄損への拡張

ここでは, 前節で得られた真円の回転磁界下の鉄損計算法を楕円磁界下の回転鉄損に拡張する. 真円の回転磁界下のヒステリシス損  $W_{hrot}$  及び異常渦電流損  $W_{arot}$  は, 長軸, 短軸の磁束密度がそれぞれ  $B_L$ ,  $B_S$  の軸比  $a (= B_S/B_L)$  の楕円磁界下では, それぞれ, 以下の  $W_{hrot}'$ ,  $W_{arot}'$  で表される.

$$W_{hrot}' = W_{ht}'(B_L, B_S) - a \cdot \alpha_h \cdot W_{ht}'(B_L, B_S) \quad (3.3)$$

$$W_{arot}' = W_{at}'(B_L, B_S) - a \cdot \alpha_a \cdot W_{at}'(B_L, B_S) \quad (3.4)$$

ここで,  $W_{ht}'$ ,  $W_{at}'$  は, 従来法で得られる楕円磁界下の回転鉄損であり, それぞれ,  $W_{halt}(B_L) + W_{halt}(B_S)$ ,  $W_{aalt}(B_L) + W_{aalt}(B_S)$  である. それぞれの右辺第二項に軸比  $a$  を乗じているが, これにより,  $W_{ht}'$ ,  $W_{at}'$  は,  $a = 0$  の場合, 交番磁界の損失  $W_{halt}$  と  $W_{aalt}$  と一致し,  $a = 1$  の場合, 真円の回転磁界の損失  $W_{hrot}$  と  $W_{arot}$  と一致する.

図3.2に, 軸比  $a$  を変化させた場合の, 上式に古典渦電流損を加算した回転鉄損の計算値を実測値と従来法と比較した結果を示す. 提案法は従来法に比べて実測値とよく一致しており, 本提案法の有用性がわかる.

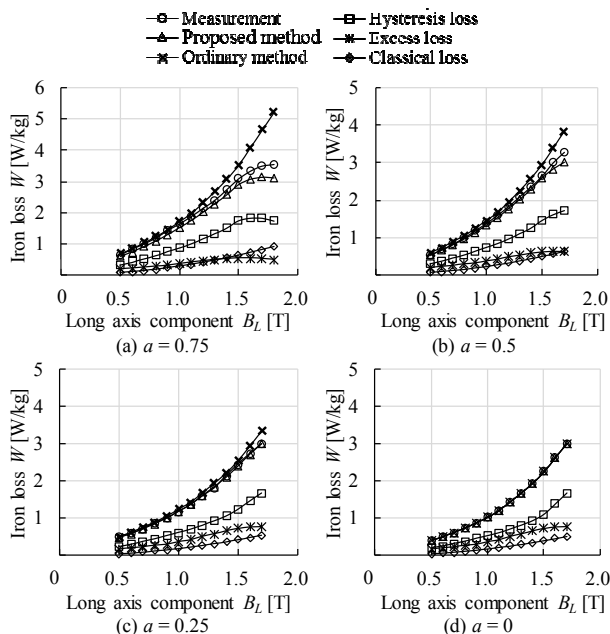


図 3.2 楕円磁界下の回転鉄損の計算値と実測値

## 5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕（計2件）

- ① Yanhui Gao, Daisuke Kusano, Hiroshi Dozono, Kazuhiro Muramatsu, Weimin Guan, Cuihua Tian, Jiaxin Yuan, Baichao Chen, “Simple numerical calculation method of rotational iron loss in silicon steel sheets,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, no. 6, #6300404, 4 pages, 2019. （査読有）
- ② Mohendro Kumar Ghosh, Yanhui Gao, Hiroshi Dozono, Kazuhiro Muramatsu, Weimin Guan, Jiaxin Yuan, Cuihua Tian, Baichao Chen, “Proposal of Maxwell stress tensor for local force calculation in magnetic body,” *IEEE Transactions on Magnetics*, 54, 11, #7206204, 4 pages, 2018. （査読有）

〔学会発表〕（計6件）

- ① Yanhui Gao, Daisuke Kusano, Hiroshi Dozono, Kazuhiro Muramatsu, Weimin Guan, Cuihua Tian, Jiaxin Yuan, Baichao Chen, “Simple numerical calculation method of rotational iron loss in silicon steel sheets”, The 18th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (IEEE CEFC 2018), no. MO2-6, Hangzhou, China, 2018. （査読有）
- ② 草野大輔, 高 炎輝, 堂 蘭 浩, 村松和弘, 「飽和領域まで考慮した無方向性電磁鋼板の回転鉄損の簡易計算法」, 電気学会静止器・回転機合同研究会, nos. SA-18-077, RM-18-096, 伊勢市, 2018.
- ③ Mohendro Kumar Ghosh, Yanhui Gao, Hiroshi Dozono, Kazuhiro Muramatsu, Weimin Guan, Jiaxin Yuan, Cuihua Tian, Baichao Chen, “Proposal of Maxwell stress tensor for local force calculation in magnetic body,” IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG 2018), no. FQ-07, Singapore, 2018. （査読有）
- ④ 草野大輔, 高 炎輝, 堂 蘭 浩, 村松和弘, 「回転磁界を考慮した電磁鋼板の簡易鉄損計算法」, 電気学会静止器・回転機合同研究会, nos. SA-17-056, RM-17-087, 佐賀大, 2017.
- ⑤ Yoshitaka Mine, Yanhui Gao, Kazuhiro Muramatsu, Weimin Guan, Cuihua Tian, Jiaxin Yuan, Baichao Chen, “Comparison of hysteresis modeling methods using play model and free energy model,” The 17th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (IEEE CEFC 2016), no. WP021-3, Miami, U.S.A., 2016. （査読有）
- ⑥ 峯 宜孝, 江口勇人, 高 炎輝, 堂 蘭 浩, 村松和弘, 「スカラヒテリシスのモデリングにおけるプレイモデルと自由エネルギーの比較」, 電気学会静止器・回転機合同研究会, nos. SA-16-066, RM-16-112, 石垣島, 2016.

## 6. 研究組織

### (1)研究分担者

研究分担者氏名：高 炎輝

ローマ字氏名：GAO YANHUI

所属研究機関名：佐賀大学

部局名：理工学部

職名：助教

研究者番号（8桁）：4 0 5 8 6 2 8 6

※科研費による研究は、研究者の自覚と責任において実施するものです。そのため、研究の実施や研究成果の公表等については、国の要請等に基づくものではなく、その研究成果に関する見解や責任は、研究者個人に帰属されます。