

共振型空心変圧器の開発

09X2019 岩永 連弥 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

最近の電力用半導体素子の高周波化に伴い各種電源機器は高周波化による小型化が実現されている。駆動周波数の増加に対して高効率が期待でき、磁性材料を使わずに一次・二次間の磁気結合が極めて密な空心変圧器は理想的な変圧器の一形態といえる。

本論文では、空心変圧器の2次側にキャパシタンスを取り付け共振型変圧器を構成し、理論的・実験的に空心変圧器の最適設計法に関する幾つかの考察を行う。

1 緒言

大容量機器から小型の DVD プレイヤーなどの電子機器で最も広範に使われる電気機器として変圧器がある。また、大規模な変電所などにも使用されており、現代文明を支える機器の重要な一要素といっても過言ではない。磁性材料や絶縁材料の進歩に伴って変圧器も大きな改良が積み重ねられてきたが、依然としてより大きな改良の必要性がある。

最近の電力用半導体素子の高周波化に伴い、各種電源機器の小型化が実現されてきている。特に、パワートランジスタ、パワーMOS-FET などの自己消弧形半導体デバイスは数百 kHz 以上の駆動が可能であり、小電力のスイッチングレギュレータから電子計算機用として主に使用される無停電電源装置(UPS)に至るまで幅広く用いられている。一方、これらの電源機器の中で平滑用および変圧用として用いられるインダクタおよびトランスは、フェライトまたはアモルファス磁性材料を磁心に用いることで高周波化に対応している。しかしながら、比較的高周波特性の良好な磁性材料であるフェライトにおいても、MHz 帯以上の動作では透磁率が小さく実質的に空心と同じ動作となり、さらに材料の渦電流やヒステリシス損失が増加し、磁性材料を用いる本質的な利点が失われてしまう。

このため、如何なる高周波に於いても高効率が維持できる変圧器が理想の変圧器として考えられる。駆動周波数の増加に対して高効率が期待でき、磁性材料を用いない空心で漏れ磁束の少ない一次・二次間の結合が極めて密な空心変圧器は理想的な変圧器の一形態であると言える [1]。

ここでは、ツイストコイル型空心変圧器を試作し、その実測値と、計算した理論値との比較を行う [2-5]。

続いて、試作変圧器の2次側にコンデンサを取り付けて共振させた場合の実測値と理論値を比較し、理論の妥当性を検証する。

以上の予備的な実験と理論的な解析を前提とし

て、本論文では漏れ磁束の少なく高効率な空心変圧器の最適設計の基礎的方針を検討する。

2 ツイストコイル型空心トランス

2.1 動作原理

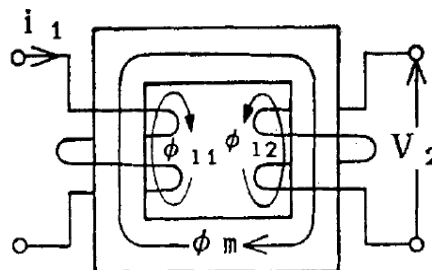


図1 磁路材料を磁性体に用いた従来の内鉄型トランスの原理図

図1に磁性材料を磁心に用いた従来型のトランスの原理図を示す。主磁束 ϕ_m は一次および二次巻線に共通に鎖交し、一方、漏れ磁束 ϕ_{11} および ϕ_{12} は、各巻線の近傍でその磁束を生じさせる電流の流れている巻線と同じ巻線のみ鎖交している。

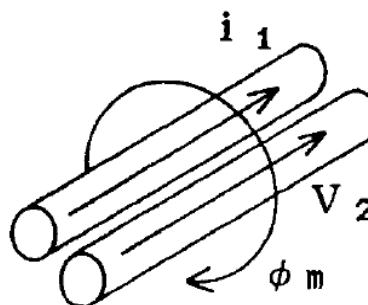


図2 隣接する1次・2次コイル

図1に存在する漏れ磁束を補償する一方途として一次・二次巻線間の幾何学的な距離を接近させることが考えられる。この場合、図1に示すような磁性体が構成する磁路の概念は無く、磁氣的結合は個々の導線周囲を取り込む磁束が担うこととなる。

導体に高周波電流を通電すると、表皮効果によって電流は導体の表面に集中する。表面に集中した電流が生ずる磁束は隣接するコイルの表面に鎖交する。これが高周波空心トランスの基本動作原理であり、導体の直径が数100 μm のとき、励磁周波数が数10kHz以上となると磁心が無い状態、すなわち、空气中(透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$)においても結合係数が70%以上となることが確認されている。

2.2 円形断面導体の表皮効果

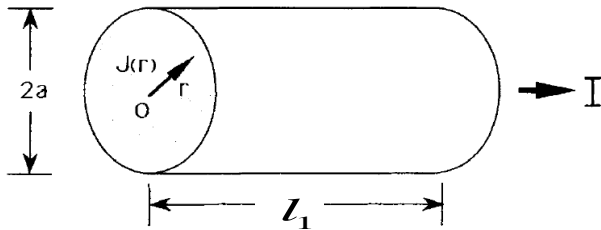


図3 円筒型コイル

図3に示す様な半径 a 、長さ l_1 の導体に電流 I が流れている導体断面上の電流密度 J に関する支配方程式は、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J}{\partial r} \right) = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial J}{\partial t}$$

(1) となる。

ここで、 r 、 t および ρ はそれぞれ半径方向の座標、時間および導体の抵抗率である。円形境界の場合、支配方程式の解は、ベッセル関数によって表され、

$$J(r) = \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_1 a)}{I_0'(k_1 a)} e^{j\omega t}$$

(2)

で与えられる。ただし、 $I_0(k_1 r)$ は0階第1種の変形ベッセル関数であり、 ω を電流の角周波数として、

$$k_1 = a \sqrt{\frac{\mu_0 \pi \omega}{2\rho}}$$

(3)

とした。また、 I_0' は I_0 の半径方向に対する微分関

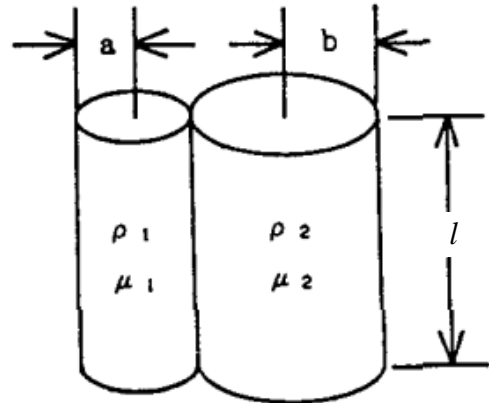


図4 隣接した一次・二次コイル数を表し、 I_0' はベッセル関数の微分関数 $j\omega(j = \sqrt{-1})$ とした。

図4の左に位置する一次導体の内部磁束を考える。導体表面の両端電位差 V は、導体表面電流が内部磁束と鎖交しないことから、

$$k_a = a \sqrt{\frac{\mu_1 \pi \omega}{2\rho_1}}$$

(4)

として、

$$V = \rho_1 l J(a) = \rho_1 l \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)}$$

(5)

で与えられる。

一方、図4の一次導体を集中定数としてみた交流抵抗と内部インダクタンスをそれぞれ R_{A1} と L_{i1} とすれば、

$$V = (R_{A1} + j\omega L_{i1}) I$$

(6)

が成り立つ。

ここで、電流 I は、

$$I = \int_0^a J 2\pi r dr$$

(7)

である。

式(5)で直流抵抗 $R_{D1} = \rho_1 l / (\pi a^2)$ とすれば、式(5)および式(6)より、

$$\frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{i1}) = \frac{k_1 a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)}$$

(8)

を得る。

(8)式の実部および虚部がそれぞれ等しいから、

(a) 電源角周波数 ω が小さく、 $k_a < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\simeq 1 + j\kappa_a^2 + \frac{1}{3}\kappa_a^4 - j\frac{1}{6}\kappa_a^6 \end{aligned}$$

(9)

と近似できるため、

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(1 + \frac{1}{3}k_a^4 \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_a^4 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

(b) 電源角周波数 ω が大きく、 $k_a \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\simeq (1 + j) + \frac{1}{4} + \frac{3}{32(1 + j)\kappa_a} \end{aligned}$$

(11)

と近似できるため、

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(\frac{1}{4} + k_a + \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(\frac{1}{k_a} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

として交流抵抗 R_{A1} 、および内部自己インダクタンス L_{i1} が与えられる [6]。

図4に示すように二次は半径 b 、長さ l のコイルからなるから、式(10)、式(12)と同様にして、

$$\begin{aligned} k_b &= b \sqrt{\frac{\mu_2 \pi \omega}{2\rho_2}} \\ R_{D2} &= \frac{\rho_2 l}{\pi b^2} \end{aligned} \quad (13)$$

とすれば、

(a) 電源角周波数 ω が小さく、 $k_b < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(1 + \frac{1}{3}k_b^4 \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_b^4 \right) \end{aligned} \quad (14)$$

(b) 電源角周波数 ω が大きく、 $k_b \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(\frac{1}{4} + k_b + \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(\frac{1}{k_b} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 インダクタンス

電流が各コイル軸を中心として対称に分布すると仮定するとした場合、図4の一次・二次コイル間の相互インダクタンス M_c は、

$$M_c = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\}$$

(16)

で与えられる。

従って、一次・二次コイル、それぞれの自己インダクタンスは、

$$\begin{aligned} L_{1c} &= L_{i1} + M_c \\ &= L_{i1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{2c} &= L_{i2} + M_c \\ &= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

で与えられる。

式(17)に於ける L_{i1}, L_{i2} はそれぞれ一次・二次コイルの内部インダクタンスであり、式(4)の κ_a と式(13)の κ_b の関数であるから、周波数の関数として変化することに注意を要する。

2.4 実際の空心変圧器

2.4.1 ツイストコイル

実際の空心変圧器では、図4に示すようにコイルを平行に並べ通電した場合、二次電流の負荷が誘導性か容量性かで位相が異なるが、仮に二次電流が一次電流と同方向である場合、両者の導体中の電流は導体間に集中する。逆に二次電流が一次電流と逆方向である場合、導体中の電流は互いの

電流間の距離が最大になるように分布する。このため、空心変圧器の特性は負荷の力率、すなわち、二次電流の位相によって変化することとなる。この問題を緩和する一方法として図5に示すように一次と二次コイルを互いにツイストさせることで両者の接する面を交互に入れ替えて平均化する。

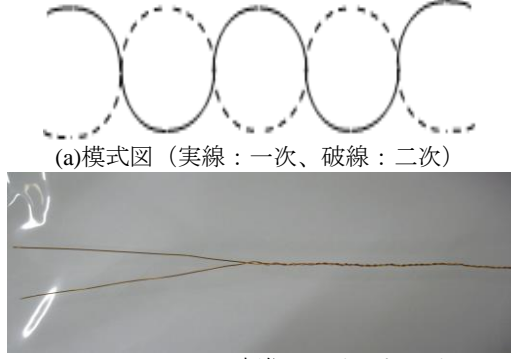


図5 ツイストの模式図と実際のツイストコイル

2.4.2 実際の構造と長岡係数

実際に空心変圧器をツイストコイルで作成する場合、何らかの形でコイルを束ねて置かざるを得ない。最も簡単にコイルを束ねる方法は、図6に示すように有限長ソレノイド形状にすることである。

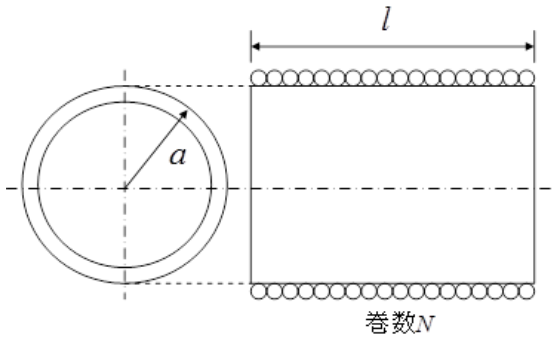


図6 有限長ソレノイド型
ド内を貫通する一次・二次に共通な磁束が存在するため単純なツイストコイルに比較してより大きな一次・二次間の結合が期待できる。

一次・二次コイルをツイストしたコイルで有限長ソレノイドコイルを作成した場合、有限長ソレノイドコイルの平均半径を x 、長さを t 、ソレノイド中は真空もしくは空気として透磁率を $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 、一次・二次コイルの巻数をそれぞれ N_1, N_2 とすれば、有限長ソレノイド型の構造に起因する一次・二次コイル間の相互インダクタ

ンスは、

$$M_s = C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} = C \times 4\pi^2 x^2 \times \frac{N_1 N_2}{t} \times 10^{-7} \quad (18)$$

ここで、

$$\text{長岡係数: } C = \frac{4}{3\pi\kappa'} \left\{ \frac{\kappa'^2}{\kappa^2} (K - E) + E - \kappa \right\}$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{4x^2}{4x^2 + t^2}}$$

$$\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$$

$$\text{第一種完全楕円積分: } K = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi}}$$

$$\text{第二種完全楕円積分: } E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

(19) とする。

よって、有限長ソレノイド型空心変圧器のインダクタンスは、 L_{s1}, L_{s2} をそれぞれ一次・二次コイルの自己インダクタンスとして、

$$\begin{aligned} L_1 &= L_{i1} + M_c + L_{s1} \\ &= L_{i1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7} \\ L_2 &= L_{i2} + M_c + L_{s2} \\ &= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7} \end{aligned} \quad (20)$$

となる。

2.4.3 結合係数

一次と二次巻線の有効長を l_{1e} と l_{2e} 、コイル間の透磁率を μ_0 とすれば、巻線間の相互インダクタンス M_c は、

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s = \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \quad (21)$$

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s$$

$$= \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t}$$

(22)

となる。

よって、一次、二次コイルの有効長、および巻数が N_1, N_2 とした一般的な場合のインダクタンスは

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ の場合

$$L_1 = L_{l1} + M_c + L_{s1}$$

$$= L_{l1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7}$$

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ の場合

$$L_2 = L_{l2} + M_c + L_{s2}$$

$$= L_{l2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7}$$

(23)

で与えられ、一次と二次間の結合係数 k は次式によって与えられる。

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

(24)

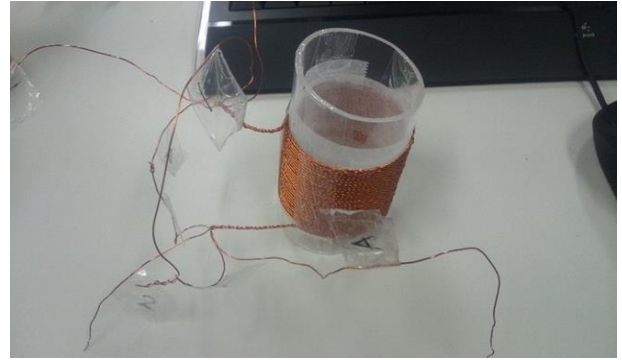
2.5 実験によるパラメータ

2.5.1 空心変圧器の外観

表1 試作空心変圧器

タイプ	形状	一次	二次	変圧比
A	ツイスト型 長さ:42 mm 直径:54 mm	導線長: 5m×2 導線直径: 0.5 mm	導線長: 5m×2 導線直径: 0.5 mm	1:1
B	ツイスト型 長さ:30 mm 直径:50 mm	導線長: 3m×2 導線直径: 0.5 mm	導線長: 3m×3 導線直径: 0.4 mm	2:3

図7(a)-(b)に試作変圧器の外観を示す。表1は試作変圧器の諸定数をリストしている。



(a) 試作変圧器 A



図7 試作空心変圧器の外観

2.5.2 変圧比 B

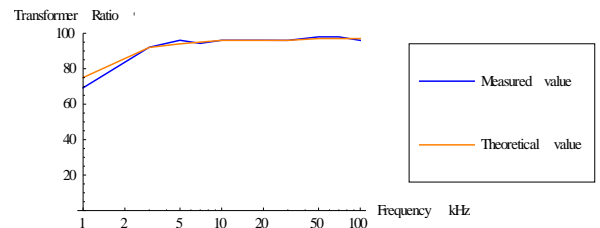
変圧器の二次側回路が開放のときには、変圧比 r は、

$$r = \frac{\omega M}{\sqrt{R_{A1}^2 + (\omega L_1)^2}}$$

(25)

となる。

図8に試作トランス A、B それぞれの変圧比の理論値と実測値の比較を示す。



(a) 試作変圧器 A

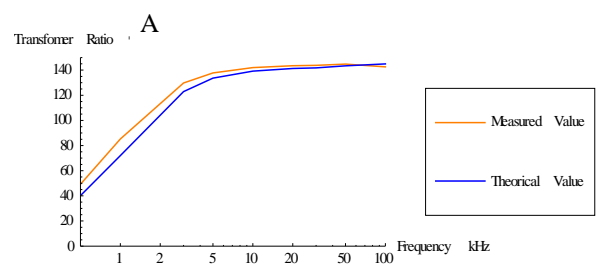


図8 変圧比の周波数特性

(b) 試作変圧器

B

何れの試作変圧器の変圧比も理論値と実測値が同様な周波数特性を示すことがわかる。

2.5.3 結合係数

図 9 (a)に示すように変圧器の一次、二次、それぞれのインダクタンス L_1, L_2 とする。一次の自己インダクタンス L_1 は二次を開放し、一次端子間の周波数を変えて入力インピーダンスから測定される。同様に二次の自己インダクタンス L_2 は一次を開放し、周波数を変えて二次端子間の入力インピーダンスから測定される。さらに、図 9(b) と (c) の結線それぞれで端子間インピーダンス L_s, L_o を周波数を変えて入力インピーダンスから測定することで相互インピーダンス M が式(26)で求められる。

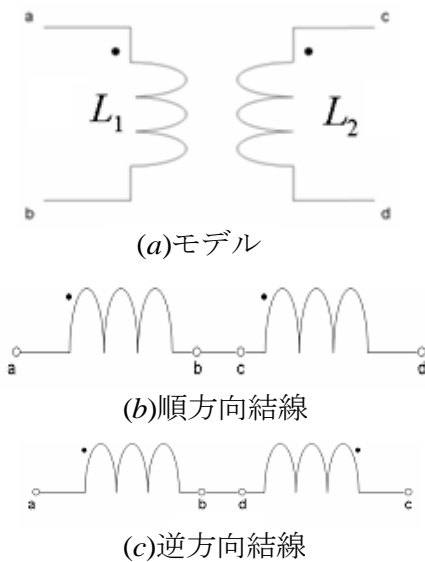


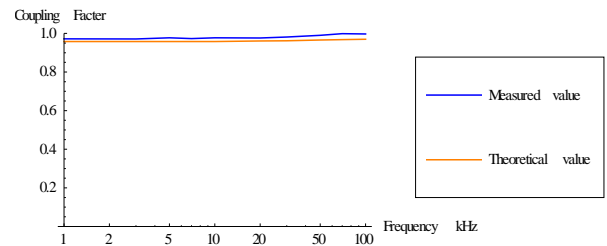
図 9 変圧器の相互インダクタンス測定回路

$$L_s = L_1^2 + L_2^2 + 2M$$

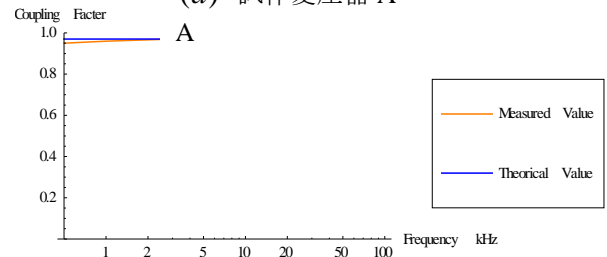
$$L_o = L_1 + L_2 - 2M$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (26)$$

試作変圧器 A、B それぞれに対する結合係数の理論値と実験値の比較を図 10(a)-(b) に示す。



(a) 試作変圧器 A



(b) 試作変圧器

図 10 結合係数の周波数特性

何れの試作変圧器の変圧比も理論値と実測値が同様な周波数特性を示すことがわかる。

2.5.4 効率

変圧器の電力変換効率 ε は

$$\varepsilon = \frac{\text{負荷に消費される電力}}{\text{1次端子間からの入力}} \times 100[\%]$$

(27)

で計算される。

一次端子間からの入力は、デジタルオシロスコープを用いて一次端子間電圧と入力電流の両者を同時に時間方向へ離散化された数値データを要素とするベクトルで取り込む。仮に、サンプリングタイムを Δt としてパソコンに取り込んだこれらのベクトルを

$$\mathbf{V}_{in} = [v_{in,1} \quad v_{in,2} \quad \dots \quad v_{in,n}]^T$$

$$\mathbf{I}_{in} = [i_{in,1} \quad i_{in,2} \quad \dots \quad i_{in,n}]^T \quad (28)$$

とすれば、一次端子間の入力は、

$$P_{in} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{in} \cdot \mathbf{I}_{in}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{in,j} \cdot i_{in,j} \quad (29)$$

で計算される。

負荷に消費される電力も、サンプリングタイムを Δt としてパソコンに取り込んだ負荷の端子電圧と負荷電流をそれぞれ、

$$\mathbf{V}_{out} = [v_{out,1} \quad v_{out,2} \quad \dots \quad v_{out,n}]^T$$

$$\mathbf{I}_{out} = [i_{out,1} \quad i_{out,2} \quad \dots \quad i_{out,n}]^T$$

(30)

とすれば、負荷の消費電力は、

$$P_{out} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{out} \cdot \mathbf{I}_{out}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{out,j} \cdot i_{out,j}$$

(31)

で計算される。

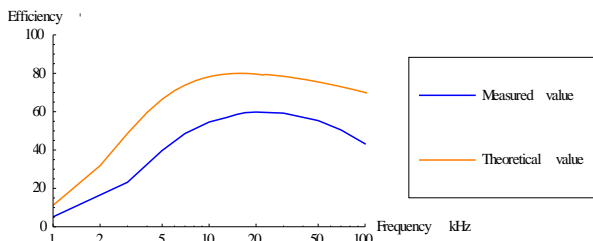
よって効率 ε は、

$$\varepsilon = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100 [\%]$$

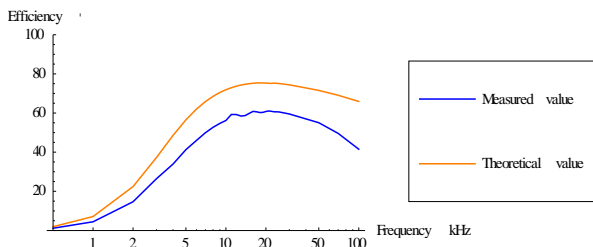
(32)

で計算される。

ここで、試作変圧器 A、B それぞれの二次へ抵抗 10Ω を接続し負荷とした場合の効率対周波数特性の理論値と実験値の比較を図 11(a)-(b) に示す。



(a) 試作変圧器 A



(b) 試作変圧器

図 11 効率の周波数特性

何れの試作変圧器の効率でも、実測値の効率が理論値より下回ってしまっているが、理論値と実測値が同様な周波数特性を示すことがわかる。

3 共振型空心変圧器

3.1 2次並列共振型変圧器

3.1.1 2次並列共振型変圧器の概要

図 12 に 2 次並列共振型変圧器の回路図を示す。E は電源電圧、 L_1, L_2 はそれぞれ一次インダクタンス、二次インダクタンス、 C_p はコンデンサ、 R_L は負荷抵抗である。2 次側に並列にコンデンサを取り付け共振させることで、位相が 0 になり、理論上力率が 1 となるので、これによりインピーダンスが抵抗分のみになり、全て有効電力となるものである。

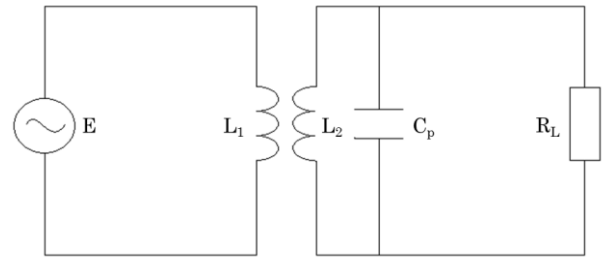
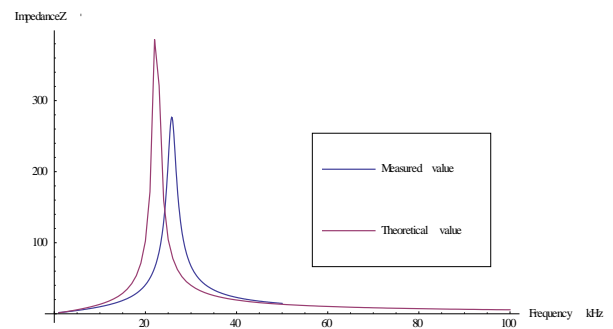


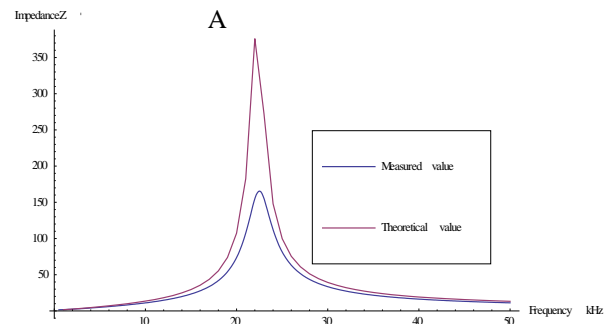
図 12 並列型共振変圧器の回路図

3.1.2 周波数特性

図 13 は並列型共振変圧器の周波数特性を示す。



(a) 試作変圧器 A



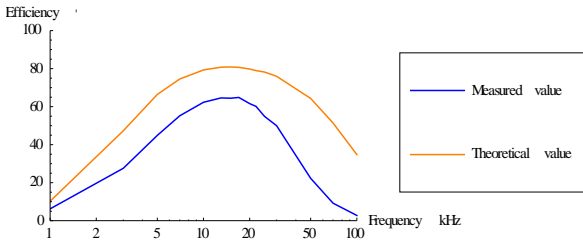
(b) 試作変圧器

図 13 並列型共振変圧器のインピーダンスの周波数特性

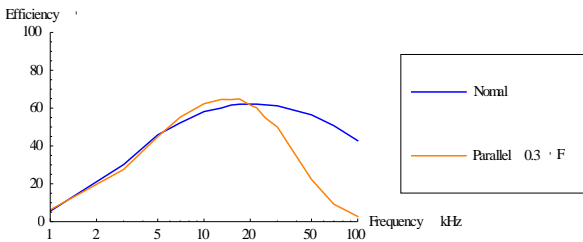
3.1.3 効率

共振型変圧器の電力変換効率 ε も、従来と同様に式(27)で計算される。変圧器 A、B を用いて 2 次並列共振型変圧器を構成し、それぞれの効率対周

波数特性を図 14 と 15 に示す。

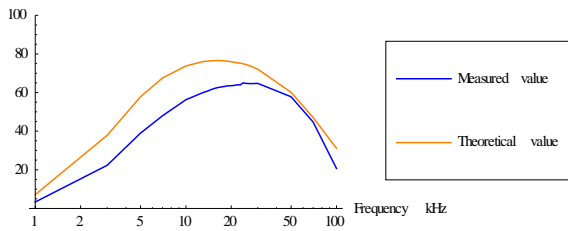


(a) 理論値との比較
A

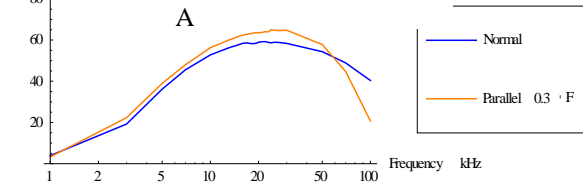


(b) 従来型との比較

図 14 効率の周波数特性 (変圧器 A)



(a) 理論値との比較
A



(b) 従来型との比較

図 15 効率の周波数特性 (変圧器 B)

図 14,15 から、変圧器 A、B ともに、共振時の効率は理論値と実測値でほぼ一致する。また、最大効率となる周波数もほぼ同じである。効率の周波数特性は理論値より実験値が小さいが傾向はほぼ一致する。

従来型の変圧器と比較すると、変圧器 A、B ともに多少の効率改善はみられるものの、大幅な改善は見られなかった。これは、従来型、2次並列共振型ともに、負荷抵抗に用いたのが 10Ω の純抵抗であるため、力率改善が主目的である並列共振は効果的で無いことに起因すると考えられる。

3.2 2次直列共振型変圧器

3.2.1 2次直列共振型変圧器の概要

図 15 に 2次直列共振型変圧器の回路図を示す。E は電源電圧、 L_1, L_2 はそれぞれ一次インダクタンス、二次インダクタンス、 C_p はコンデンサ、 R_L は負荷抵抗である。2次直列共振型変圧器は、2次側に直列にコンデンサを取り付け共振させることで、漏れインダクタンスを補償することで効率改善を図る。

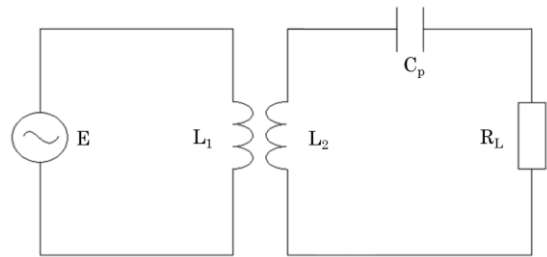
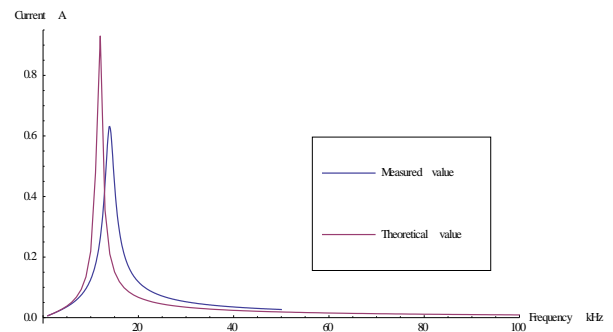


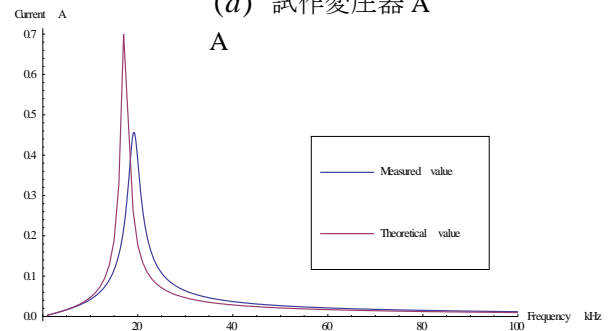
図 16 直列型共振変圧器の回路図

3.2.2 周波数特性

図 17 は直列型共振変圧器の周波数特性を示す。



(a) 試作変圧器 A

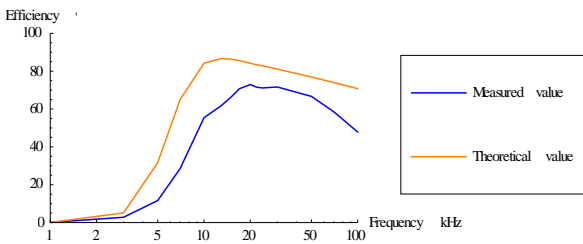


(b) 試作変圧器 B

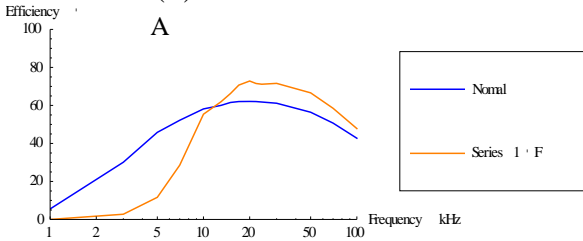
図 17 直列共振時の電流の周波数特性

3.2.3 効率

変圧器 A、B を用いて 2次並列共振型変圧器を構成し、それぞれの効率対周波数特性を図 18 と 19 に示す。

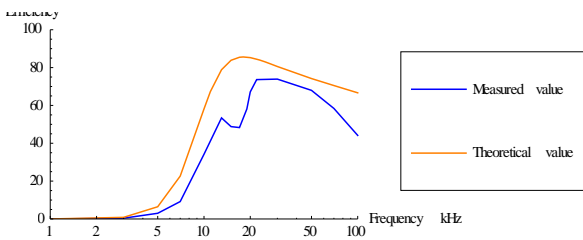


(a) 理論値との比較

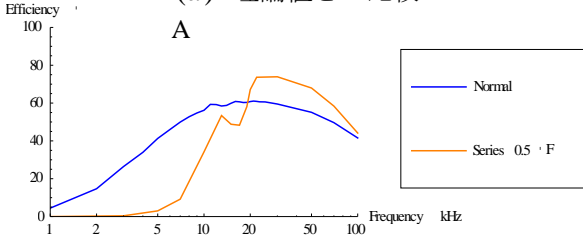


(b) 従来型との比較

図 18 効率の周波数特性 (変圧器 A)



(a) 理論値との比較



(b) 従来型との比較

図 19 効率の周波数特性 (変圧器 B)

率は理論値と実測値でほぼ一致する。効率の周波数特性は理論値より実験値が小さいが傾向はほぼ一致する。従来型と比較して、変圧器 A、B ともに、最大効率が 10%程度向上し、2 次並列共振型と比べても大きく効率が改善された。

4 結論

磁性材料を用いないツイストコイル型空心変圧器を試作し、コンデンサを用いて変圧器の 2 次側を共振させる 2 次共振型空心変圧器を提唱し、理論的・実験的に諸特性を検討した。その結果、2

次側に直列にコンデンサを取り付けた 2 次直列共振型は単純なツイストコイル型変圧器に比較して効率の改善が期待できることが判明した。

また、2 次共振型変圧器に関する理論値と実験値が一致し、2 次共振型変圧器設計の理論的基礎が構築された。

参考文献

- [1] S.Hayano, N.Nakajima, H.Saotome and Y.Saito, A New High Frequency Transformer, IEEE Trans. MAG-27, No.6, Nov. 1991, pp.5207-5207.
- [2] 齊藤兆古、新方式高周波トランスの提案、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-91-86 (1991)
- [3] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、齊藤兆古、木脇久勝、高周波空心トランスの小型電源装置への適用、電気学会パワーエレクトロニクス研究会資料、PE91-63 (1991)
- [4] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、齊藤兆古、高周波軽量トランスの DC/DC コンバータへの適用、電気学会パワーエレクトロニクス研究会資料、PE91-54CPM91-113 (1991)
- [5] 小川達成、早野誠治、齊藤兆古、空心変圧器の一考察、電気学会マグネティックス研究会資料 MAG-93-132 (1993)
- [6] F.Bowman 著、平野鉄太郎訳、ベッセル関数入門、日新出版、昭和 44 年 4 月第 3 版

赤外線ビデオカメラを用いた 過渡熱伝達分布測定の実視化とその応用

09X2038 勝 飛鳥 指導教員 齊藤 兆古

概要

人間は外部から得る情報の中で80%以上を視覚から取り入れている。しかし、視覚から得られる情報にも限界があり、金属中の欠損やシステム欠陥箇所を全て把握することができない。

本研究では簡単なコンバータ回路を試作し、損失対動作周波数特性を測定する。次に赤外線による絶対温度測定法を用いて回路素子の温度上昇分布を測定し、温度とエネルギーの関係をj用いて電子回路の定常状態損失分布を可視化する。次に周波数を変えることで定常状態損失分布対動作周波数の関係を赤外線計測から導く。実測された損失対動作周波数特性と赤外線計測から求めた損失対動作周波数特性を比較し、回路の損失分布を可視化する。

以上の結果から、本論文では赤外線カメラによるプリント基盤などの電子回路の健全性を評価する非破壊検査技術開発の可能性を検討した。

1 序論

映像情報による診断は、医学の世界で広汎に用いられているように、極めて具体的な状態把握を可能にする。たとえば言語の異なる民族間でも映像情報を用いることで意思疎通が可能となる。このように、人間の視覚情報処理は全地球人類共通の強力な知的機能である。近年、商品の品質検査・管理のために、赤外線カメラを用いた非破壊検査技術が広範に用いられている。この背景として赤外線カメラの広汎な普及と監視技術の高度化が挙げられる。本研究は簡単なパワーエレクトロニクス回路を試作し[5]、電子回路の健全性を評価する非破壊検査技術開発の可能性を検討する。すなわち、画像認識・識別・監視技術を含めた赤外線画像情報による知的非破壊検査・監視技術開発の一端を開かんとするものである。

知的非破壊検査・監視技術開発の基幹技術として本論文では赤外線カメラを用いた“基準温度同時撮影法”を採用する[1-4]。本論文は検査対象である金属の過渡温度上昇分布動画像を赤外線ビデオカメラによって得られた熱動画像から厳密に抽出し、結果として、“基準温度同時撮影法”による回路の損失分布可視化を試みる。本論文の方法は、非破壊検査の常套手段である ECT (Eddy Current Testing, 渦電流検査) の基本的問題点を克服する被検査対象金属の材質に依存しない連続監視を可能とする高度な CBM (Condition Based Maintenance) 技術開発の一方法へ繋がるjと考える。

2 基準温度同時撮影法

2.1 赤外線ビデオカメラ

本研究で使用した赤外線カメラは図1に示す三菱電機株式会社製「三菱サーマルイメージャ(形式IR-SC1)」である。

赤外線カメラで取得された赤外線画像は対象物の温度分布を温度の高い部分を白色、温度が低い部分を黒色のモノクロ濃淡情報として可視化する。

具体的な赤外線画像として、人の手を通常のデジタルカメラで撮影した画像と赤外線カメラで撮影した赤外線画像を比較する。通常のデジタルカメラで撮影された画像と赤外線画像をそれぞれ図2(a)と図2(b)に示す。



図1 赤外線ビデオカメラ



図 2(a) 通常のカメラ画像

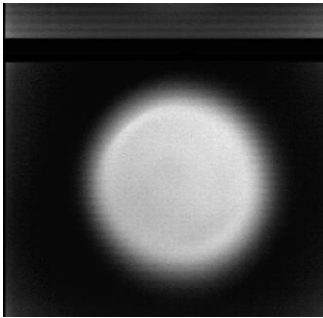


図 2(b) 赤外線画像

図 2(a) に示す通常のカメラ画像から温度の違いを感知することはできない。しかし、図 2(b) の赤外線画像から温度の違いを濃淡分布として明確に感知することができる。

2.2 画素値

赤外線画像の画素値は 0~255 の 8 ビット整数値であり、画素値は画像の濃淡に比例する。画素値 0 で黒色を表し、画素値 255 で白色を表し、中間色は 0 から 255 間の数値で表される。

本論文では赤外線カメラを使用して得られた赤外線動画をコンピュータの論理的演算機能を利用して絶対温度分布動画へ変換する。温度分布と対応するモノクロ濃淡情報は計算機中で「画素値」の分布として表される。図 2(b) の赤外線画像を計算機に取り込み、表示された画素値分布の例を図 3 に示す。



図 3 画素値分布

図 3 の画素値分布を観察すれば、人間の手で最も温度が高い部分（画素値が大きい）と低い部分

(画素値が小さい) の相違が判別可能となる。

2.3 画素値と温度の関係

赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を明らかにする。赤外線カメラでは自動利得制御 (Automatic Gain Control、AGC) 機能が有効に機能している。このため、赤外線カメラは熱画像中の最高温から最低温へ至る部分を最大コントラストで可視化する。結果として得られる赤外線画像は目視によって温度分布を把握可能とする。

図 4 に示すように、画素値と絶対温度は単純な比例関係でなく両者の関係は指数関数的である。したがって、この関係を用いて画素値を温度へ換算すれば絶対温度分布の可視化画像を得ることが可能となる[1-4]。

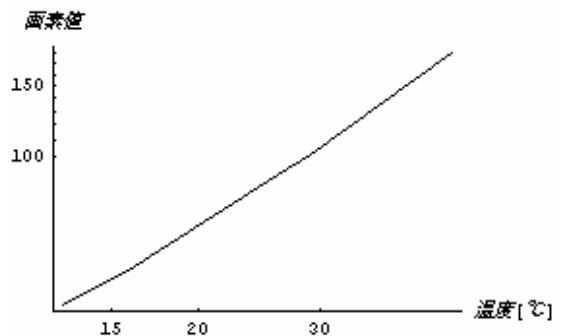


図 4 画素値と温度の関係図

2.4 基準温度同時撮影法

赤外線カメラは発熱体を強調するため AGC 機能を有する。このため、完全黒体を用いない限り絶対温度測定は不可能である。この問題を解決するため、既知の温度を有する物体と被検査対象を同時に撮影し、画像の画素値から絶対温度を計測可能とする方法が”基準温度同時撮影法”である。

具体的な例として図 5 中の検査対象物を右のコップとし、左のコップを基準温度として撮影しておく。図 5 では、左のコップの温度は予め既知である。



図 5 デジタルカメラで撮影した画像

図 5 に示すコップの赤外線画像を図 6 に示す。図 6 の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を基準温度で換算し、絶対温度分布の可視化画像を得る。すなわち、赤外線画像を構成する画素値全てに絶対温度が割り振られ、赤外線画像は絶対温度分布画像へ変換される。

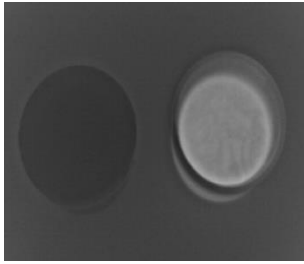


図 6 赤外線カメラによる熱画像

基準温度同時撮影法では、温度が既知である対象の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を把握しなければならない。AGC と赤外線反射率問題を解決する一方法として、基準温度同時撮影法は極めて有効な方法である。図 7 は基準温度同時撮影法によって得られた図 6 の絶対温度分布である。

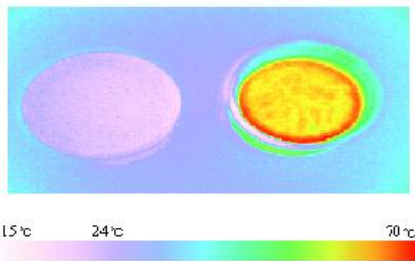


図 7 図 6 から得られた絶対温度分布画像

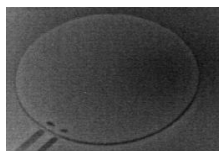
基準温度同時撮影法を用いれば熱伝導率の異なる異種金属が混在する場へ交流磁界を照射し、過度温度上昇分布動画像から金属の弁別も理論上可能となる。

3. 赤外線情報による電子回路の損失分布評価

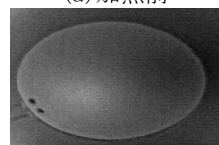
3.1 基準温度同時撮影法による連続監視

基準温度同時撮影法を用いて連続監視技術の構築を試みる。これは取得した赤外線動画像をワンフレーム毎に監視する手法に基づく。

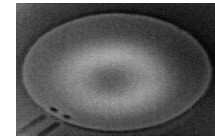
具体的な例としてフライパンと家庭用 IH 調理器を用いて加熱して得られる赤外線熱動画像を取り上げる。図 8 は赤外線熱動画像のサンプルフレームである。



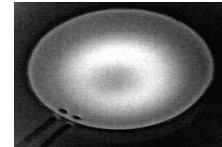
(a) 加熱前



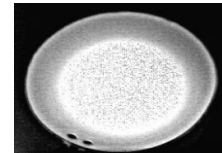
(b) 5 秒加熱



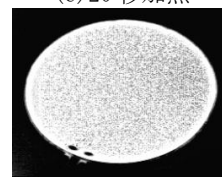
(c) 10 秒加熱



(d) 15 秒加熱



(e) 20 秒加熱



(e) 23 秒加熱

図 8 加熱過程の赤外線動画像

図 8 から、IH 調理器により加熱されたフライパンはフライパン自体が発熱体となっているためにフライパンの接する部分から全体的に温度が上昇していく様子が観察される。

3.2 試作電子回路 回路を設計は P-SPICE を用いて行う。試作電子回路はスイッチにパワートランジスタを採用した降圧チョップ回路である [5]。P-SPICE で設計した回路を図 9 に示す。

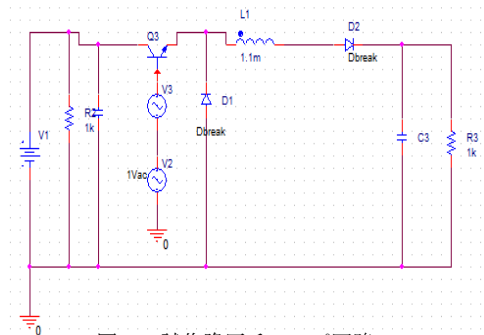


図 9 試作降圧チョップ回路

図 9 の回路は入力電圧が出力電圧より大きい降圧チョップである。スイッチ ON 時、入力から出力へ流れる電流によりコイルにエネルギーが蓄えられる。スイッチ OFF 時にコイルは電流を維持するため起電力を発生し、結果としてダイオードを通電し負荷側へ電流を流す。

4 赤外線応用機械監視

4.1 試作降圧チョッパーの動作 図 9 に示す試作

降圧チョッパ回路を図 10 に示すブレッドボード上に実装した。

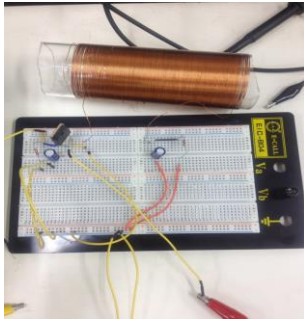


図 10 作成した降圧チョッパ回路

試作降圧チョッパのスイッチング周波数を 200～数十キロ Hz まで周波数を徐々に上げていくと出力電圧は減り、降圧チョッパ回路として機能することを確認した。入力電圧 7V の際の実験結果を表 1、図 11 に示す。

表 1 実験結果

周波数[kHz]	出力電圧[V]
0.2	3.170
0.3	3.510
1	4.260
10	3.730
20	3.090
30	2.572

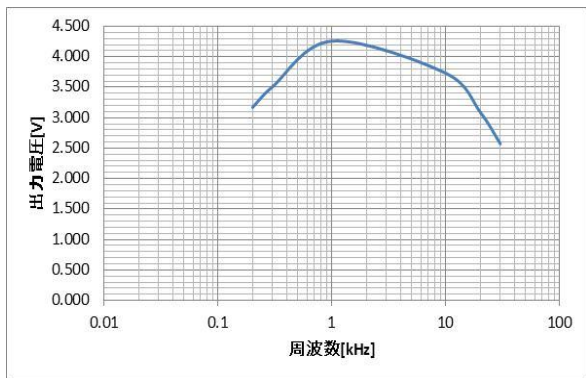


図 11 実験結果

4.2 試作降圧チョッパの温度上昇監視 1 試作した降圧チョッパ回路を用いて周波数ごとに、2 分間、温度計測と赤外線撮影を同時に行った。撮影した赤外線画像から画素値を抽出し、絶対温度分布画像へ変換した。実験したスイッチング周波数は 300Hz、1kHz、10kHz であり、入力電圧は 7 V である。

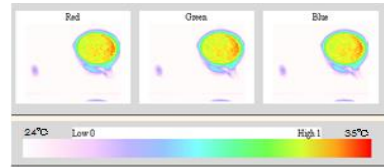


図 12(a) 300Hz 絶対温度分布画像

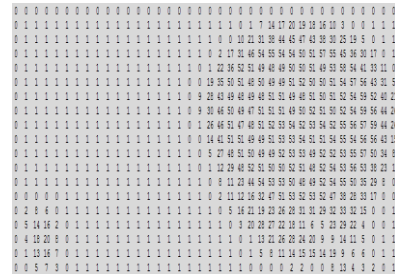


図 12(b) 300Hz 画素値分布

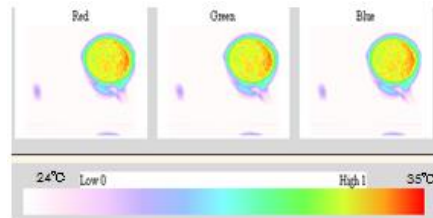


図 13(a) 1kHz 絶対温度分布画像

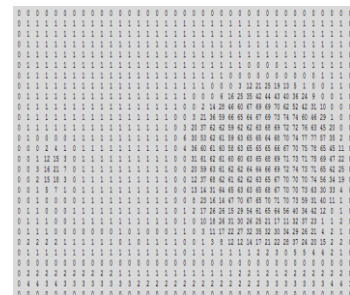


図 13(b) 1kHz 画素値分布

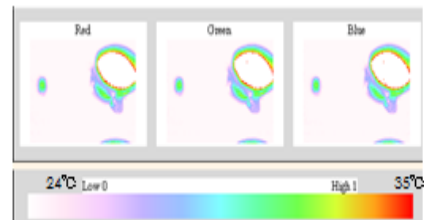


図 14(a) 10kHz 絶対温度分布画像

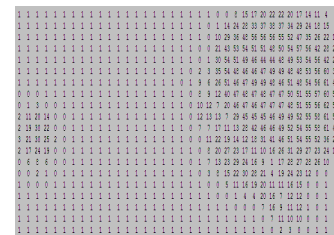


図 14(b) 10kHz 画素値分布

図 12 から 14 は絶対温度分布画像と画素値分布である。画素値分布から負荷であるセメント抵抗の画素値が大きく、10 kHz 時の絶対温度分布画像のコップ内が白色化したのは、最高温度の設定範囲である、35 度を超えたからである。

4.3 試作降圧チョッパーの温度上昇監視 4.3 節と同様にスイッチング周波数は 300Hz、1kHz、10kHz であり、入力電圧は 7V である。2 分間セメント抵抗の温度を直接計測した。

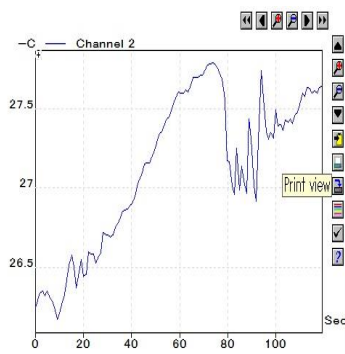


図 15. 300 kHzにおける温度上昇

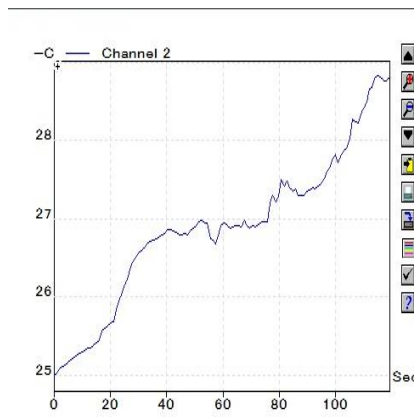


図 16 1kHz における温度上昇

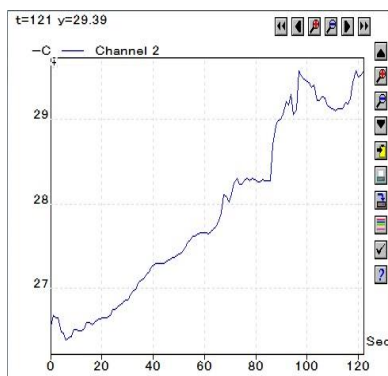


図 17 10kHz における温度上昇

図 15, 16, 17 はそれぞれスイッチング周波数 300Hz、1kHz、10kHz に対する温度上昇の実測値である。これらの結果は、4.2 節で述べた基準温度を摂氏 33 度のお湯をとした基準温度同時撮影法による

結果より摂氏 7～9 度高温となった。

これは、基準温度となるお湯とセメント抵抗の赤外線反射率の相違と考えられる。しかし、4.2 節の基準温度同時撮影法は画像全体の温度分布に対する 1 画素の平均的温度である。他方、4.3 節は熱電対を負荷であるセメント抵抗の直接接触させた測定であり、特定の点に対する温度である。さらに、熱電対がセメント抵抗へ直接接触していることに起因する熱拡散等、熱測定条件が異なることに起因する。

5 結論

本論文では、赤外線カメラを使用して撮影された赤外線動画をコンピュータの演算機能を利用して絶対温度分布可視化動画へ変換する基準温度同時撮影法の非破壊検査への具体的応用を検討した。

4.2 節の基準温度同時撮影法と 4.3 節の直接温度測定を比較した。4.3 節の直接温度測定結果は、4.2 節で述べた基準温度を摂氏 33 度のお湯をとした基準温度同時撮影法による結果より摂氏 7～9 度高温となった。

これは、基準温度となるお湯とセメント抵抗の赤外線反射率の相違と考えられる。しかし、4.2 節の基準温度同時撮影法は画像全体の温度分布に対する 1 画素の平均的温度である。他方、4.3 節は熱電対を負荷であるセメント抵抗の直接接触させた測定であり、特定の点に対する温度である。さらに、熱電対がセメント抵抗へ直接接触していることに起因する熱拡散等、熱測定条件が異なることに起因すると考えられる。

よって、本論文は赤外線動画観測による連続監視を電子回路の健全性評価に採用する場合の課題を明らかにし、高度な CBM (Condition Based Maintenance) 技術開発の一方法へ繋がる一端を開いた。

参考文献

- [1] 鈴木剛, 齋藤兆古, 堀井清之:、過渡熱伝達分布測定による金属欠損の可視化, 第 35 回可視化情報シンポジウム工学院大学 2007 年 7 月 25 日, C211, Vol. 27, Suppl. No. 1 (2007 年 7 月) pp. 223-224
- [2] 鈴木剛, 齋藤兆古:、過渡熱伝達分布による金属欠損の可視化, 第 16 回 MAGDA コンフェレンス in 京都, 2007. 11. 22-23, P21, pp. 281-284
- [3] 鈴木 剛, 齋藤 兆古, 堀井 清之, 電気抵抗の赤外線画像による可視化, 第 36 回可視化情報シンポジウム (工学院大学 2008 年 7 月) P01-02
- [4] 鈴木 剛, 齋藤 兆古:、電流分布の赤外線による可視化とその応用”, 第 17 回 MAGDA コンフェレンス in 日立 (2008. 11. 20～21) P47
- [5] 西方正司 著 パワーエレクトロニクスと電気機器 ohm 社 (1995)

空心変圧器に関する一考察

河岸 佑輔 指導教員 齊藤 兆古

概要

電力用半導体素子の高周波化に伴い各種電源機器は高周波化による小型化が実現されている。駆動周波数の増加に対して、磁性材料を使わないため鉄損が存在せず、一次・二次間の磁気結合が極めて密な空心変圧器は高効率が期待できる理想的な変圧器の一形態と言える。本論文では、空心変圧器を導線の径や形状を変えて数台の空心変圧器を試作し、それらの特性を測定し、実験値と理論値の比較を行い、空心変圧器の最適設計に関する基礎的な高周波特性に関する考察を行う。

1 緒言

大容量電源機器から小型の DVD プレイヤーなどの電子機器で最も広範に使われる電気機器として変圧器がある。変圧器は、大規模な変電所などにも使用されており、現代文明を支える機器の重要な一要素と言っても過言ではない。磁性材料や絶縁材料の進歩に伴って変圧器も大きな改良が積み重ねられてきたが、依然としてより大きな改良の必要性がある。

特に電力用半導体素子の高周波化に伴い、各種電源機器の小型化が実現されてきている。パワートランジスタ、パワーMOS-FET などの自己消弧形半導体デバイスは数百 kHz 以上の駆動が可能であり、小電力のスイッチングレギュレータから電子計算機用電源へ主に使用される無停電電源装置(UPS)に至るまで幅広く用いられている。一方、これらの電源機器の中で平滑用および変圧用として用いられるインダクタおよびトランスは、フェライトまたはアモルファス磁性材料を磁心に用いることで高周波化に対応している。しかしながら、比較的高周波特性の良好な磁性材料であるフェライトにおいても、MHz 帯以上の動作では透磁率が小さく実質的に空心と同じ動作となり、渦電流やヒステリシス損失が増加し、いわゆる鉄損の増加から磁性材料を用いる本質的な利点が失われてしまう。

このため、如何なる高周波に於いても高効率が維持できる変圧器が理想の変圧器として考えられる。駆動周波数の増加に対して高効率が期待でき、磁性材料を用いない空心で漏れ磁束が極小化され一次・二次間の磁気結合が極めて密な空心変圧器は理想的な変圧器の一形態と言える。

ここでは、空心変圧器を導線の径や形状を変えたものを幾つか試作し、それらの特性を測定し、実験値と理論値の比較を行い、高周波における高効率化の方途を検討する。高効率化の一方法として変圧器の一次側、二次側の共振を試みる。

2 ツイストコイル型空心トランス

2.1 動作原理

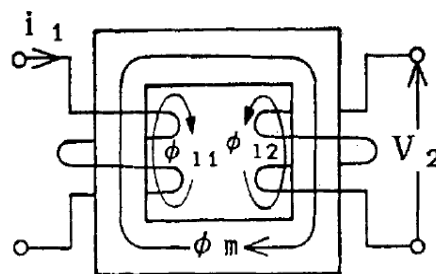


図1 磁性体に用いた従来の内鉄型変圧器の原理図

図1は磁性材料を磁心に用いた従来型のトランスの原理図を示す。主磁束 ϕ_m は一次および二次巻線に共通に鎖交し、一方、漏れ磁束 ϕ_{11} および ϕ_{12} は、各巻線の近傍で当該磁束を生じさせる電流の流れている巻線と同じ巻線のみ鎖交する。

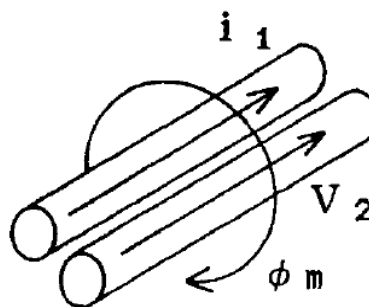


図2 隣接する1次・2次コイル

図1に存在する漏れ磁束を削減する一方途として、図2に示す様に一次・二次巻線間の幾何学的な距離を接近させる方法が考えられる。この場合、図1に示すような磁性体が構成する磁路の概念は無く、磁氣的結合は個々の導線周囲を取り囲む磁束が担うこととなる。

導体に高周波電流を通電すると、表皮効果によ

って電流は導体の表面に集中する。表面に集中した電流が生ずる磁束は隣接するコイルの表面に鎖交する。これが高周波空心トランスの基本動作原理であり、導体の直径が数100 μm の時、励磁周波数が数10 kHz以上となると磁心が無い状態、すなわち、空气中(透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$) においても結合係数が70%以上となることが確認されている [1-5]。

2.2 円形断面導体の表皮効果

図3 円筒型コイル

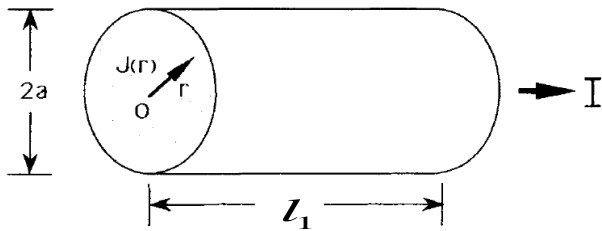


図3に示す様な半径 a 、長さ l_1 の導体に電流 I が流れている導体断面上の電流密度 J に関する支配方程式は、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J}{\partial r} \right) = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1)$$

となる[5]。

ここで、 r 、 t および ρ はそれぞれ半径方向の座標、時間および導体の抵抗率である。円形境界の場合のこの種の支配方程式の解は、ベッセル関数によって表され、

$$J(r) = \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_1 a)}{I_0'(k_1 a)} e^{j\omega t} \quad (2)$$

として与えられる。ただし $I_0(k_1 r)$ は0階第1種の変形ベッセル関数であり、 ω を電流の角周波数として、

$$k_1 = a \sqrt{\frac{\mu_0 \pi \omega}{2\rho}} \quad (3)$$

とした。また、 I_0' は I_0 の半径方向に対する微分関数を表し、式(1)右辺の時間微分 $\partial/\partial t$ は $j\omega$ ($j = \sqrt{-1}$) とした。

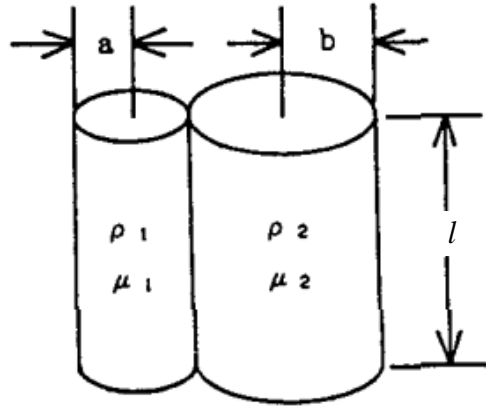


図4 隣接した一次・二次コイル

図4の左に位置する一次導体の内部磁束を考える。導体表面の両端電位差 V は、導体表面電流が内部磁束と鎖交しないことから、

$$k_a = a \sqrt{\frac{\mu_1 \pi \omega}{2\rho_1}} \quad (4)$$

として、

$$V = \rho_1 l J(a) = \rho_1 l \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (5)$$

として与えられる。

一方、図4の一次導体を集中定数としてみた交流抵抗と内部インダクタンスをそれぞれ R_{A1} と L_{t1} とすれば、

$$V = (R_{A1} + j\omega L_{t1}) I \quad (6)$$

が成り立つ。

ここで、電流 I は

$$I = \int_0^a J 2\pi r dr \quad (7)$$

である。

式(5)で直流抵抗を $R_{D1} = \rho_1 l / (\pi a^2)$ とすれば、式(5) および式(6)より、

$$\frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{t1}) = \frac{k_1 a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (8)$$

を得る。

式(8)の実部および虚部がそれぞれ等しいから、

(a)電源角周波数 ω が小さく、 $k_a < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\simeq 1 + j\kappa_a^2 + \frac{1}{3}\kappa_a^4 - j\frac{1}{6}\kappa_a^6 \end{aligned} \quad (9)$$

と近似できるため、以下の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(1 + \frac{1}{3}k_a^4 \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_a^4 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_a \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\simeq (1 + j) + \frac{1}{4} + \frac{3}{32(1 + j)\kappa_a} \end{aligned} \quad (11)$$

と近似できるため、以下の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(\frac{1}{4} + k_a + \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(\frac{1}{k_a} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

式(10)または式(12)から、交流抵抗 R_{A1} と内部自己インダクタンス L_{i1} が与えられる[6]。

図4に示すように二次は半径 b 、長さ l のコイルからなるから、式(10)、(12)と同様にして、

$$\begin{aligned} k_b &= b \sqrt{\frac{\mu_2 \pi \omega}{2\rho_2}} \\ R_{D2} &= \frac{\rho_2 l}{\pi b^2} \end{aligned} \quad (13)$$

とすれば、

(a)電源角周波数 ω が小さく、 $k_b < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(1 + \frac{1}{3}k_b^4 \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_b^4 \right) \end{aligned} \quad (14)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_b \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(\frac{1}{4} + k_b + \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(\frac{1}{k_b} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 インダクタンス

電流が各コイル軸を中心として対称に分布すると仮定した場合、図4の一次二次コイル間の相互インダクタンス M_c は

$$M_c = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \quad (16)$$

で与えられる。

従って、一次・二次コイル、それぞれの自己インダクタンスは

$$\begin{aligned} L_{1c} &= L_{i1} + M_c \\ &= L_{i1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} L_{2c} &= L_{i2} + M_c \\ &= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \end{aligned}$$

で与えられる。

式(17)に於ける L_{i1}, L_{i2} はそれぞれ一次二次コイルの内部インダクタンスであり、式(4)の κ_a と式(13)の κ_b の関数であるから、周波数の関数として変化することに注意を要する。

2.4 実際の空心変圧器

2.4.1 ツイストコイル

実際の空心変圧器では、図4に示すようにコイルを平行に並べ通電した場合、二次電流の負荷が誘導性か容量性かで位相が異なるが、仮に二次電流が一次電流と同方向である場合、両者の導体中の電流は導体間に集中する。逆に二次電流が一次電流と逆方向であるある場合、導体中の電流は互いの電流間の距離が最大になるように分布する。このため、空心変圧器の特性は負荷の力率、すなわち、二次電流の位相によって変化することとなる。この問題を緩和する一方法として図5に示すように一次と二次コイルを互いにツイストさせることで両者の接する面を交互に入れ替えて平均化する。

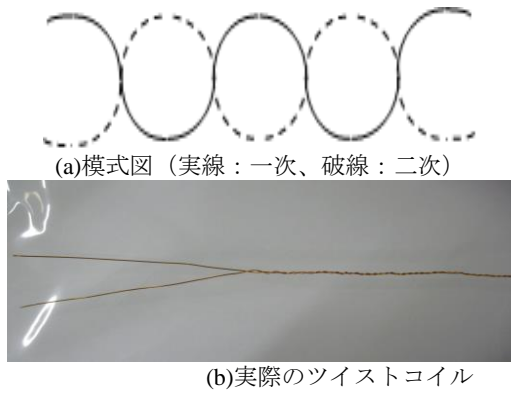


図5 ツイストの模式図と実際のツイストコイル

2.4.2 実際の構造と長岡係数

実際に空心変圧器をツイストコイルで作成する場合、何らかの形でコイルを束ねて置かざるを得ない。最も簡単にコイルを束ねる方法は、図6に示すように有限長ソレノイド形状とすることである。

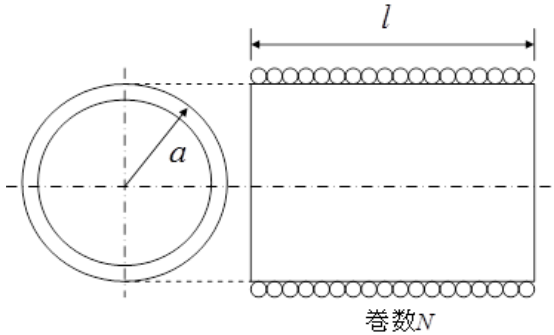


図6 有限長ソレノイド型

図6の有限長ソレノイドでは、ソレノイド内を貫通する一次二次に共通な磁束が存在するため、単純なツイストコイルに比較してより大きな一次・二次間の結合が期待できる。

一次・二次コイルをツイストしたコイルで有限長ソレノイドコイルを作成した場合、有限長ソレノイドコイルの平均半径を x 、長さを t 、ソレノイド中は真空もしくは空気として透磁率を $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 、一次、二次コイルの巻数をそれぞれ N_1, N_2 とすれば、有限長ソレノイド型の構造に起因する一次・二次コイル間の相互インダクタンスは

$$M_s = C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \tag{18}$$

$$= C \times 4\pi^2 x^2 \times \frac{N_1 N_2}{t} \times 10^{-7}$$

ここで、

$$\text{長岡係数} : C = \frac{4}{3\pi\kappa'} \left\{ \frac{\kappa'^2}{\kappa^2} (K - E) + E - \kappa \right\}$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{4x^2}{4x^2 + t^2}}$$

$$\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$$

$$\text{第一種完全楕円積分} : K = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi}}$$

$$\text{第二種完全楕円積分} : E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi} d\varphi \tag{19}$$

とする。

よって、有限長ソレノイド型空心変圧器のインダクタンスは、 L_{s1}, L_{s2} をそれぞれ1次2次コイルの自己インダクタンスとして、

$$L_1 = L_{i1} + M_c + L_{s1}$$

$$= L_{i1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7}$$

$$L_2 = L_{i2} + M_c + L_{s2}$$

$$= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7} \tag{20}$$

となる。

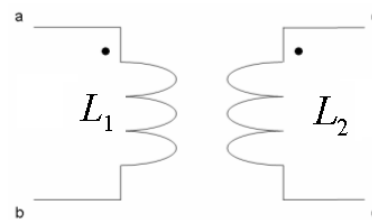
2.4.3 結合係数

一次と二次巻線の有効長を l_{1e} と l_{2e} 、コイル間の透磁率を μ_0 とすれば、巻線間の相互インダクタンス M_c は、

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s$$

$$= \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \tag{21}$$



(b) $l_{1e} > l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s$$

$$= \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \tag{22}$$

となる。

よって、一次、二次コイルの有効長、および巻数が N_1, N_2 とした一般的な場合のインダクタンスは

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ の場合

$$L_1 = L_{11} + M_c + L_{s1}$$

$$= L_{11} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7}$$

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ の場合

$$L_2 = L_{22} + M_c + L_{s2}$$

$$= L_{22} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7}$$

(23)

で与えられ、一次と二次間の結合係数 k は、次式によって与えられる。

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (24)$$

2.5 実験によるパラメータ

2.5.1 変圧比

変圧器の二次側回路が開放のときには、変圧比 r は、

$$r = \frac{\omega M}{\sqrt{R_{Al}^2 + (\omega L_1)^2}} \quad (25)$$

となる。

2.5.2 結合係数

図 7(a)に示すように変圧器の一次、二次、それぞれのインダクタンスを L_1, L_2 とする。一次の自己インダクタンス L_1 は二次を開放し、端子間の周波数を変えて入力インピーダンスから測定される。同様に二次の自己インダクタンス L_2 は一次を開放し、周波数を変えて端子間の入力インピーダンスから測定される。さらに、図 7(b)と(c)の結線それぞれの端子間インダクタンス L_s, L_o を周波数を変えて入力インピーダンスから測定することで相互インダクタンス M が式(26)から求められる。

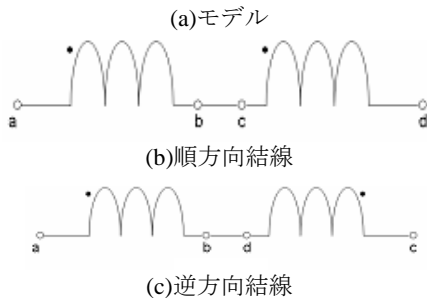


図 7 変圧器の相互インダクタンス測定回路

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M \quad (26)$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4}$$

2.5.3 効率

変圧器の電力伝達効率 ε は

$$\varepsilon = \frac{\text{負荷に消費される電力}}{\text{1次端子間からの入力}} \times 100 [\%] \quad (27)$$

で計算される。

一次端子間からの入力、デジタルオシロスコープを用いて一次端子間電圧と入力電流の両者を同時に時間方向へ離散化された数値データを要素とするベクトルで取り込む。仮に、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだこれらのベクトルを

$$\mathbf{V}_{in} = [v_{in,1} \quad v_{in,2} \quad \cdots \quad v_{in,n}]^T \quad (28)$$

$$\mathbf{I}_{in} = [i_{in,1} \quad i_{in,2} \quad \cdots \quad i_{in,n}]^T$$

とすれば、一次端子間からの入力は

$$P_{in} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{in} \cdot \mathbf{I}_{in}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{in,j} \cdot i_{in,j} \quad (29)$$

で計算される。

負荷に消費される電力も、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだ負荷の端子電圧と負荷電流をそれぞれ、

$$\mathbf{V}_{out} = [v_{out,1} \quad v_{out,2} \quad \cdots \quad v_{out,n}]^T$$

$$\mathbf{I}_{out} = [i_{out,1} \quad i_{out,2} \quad \cdots \quad i_{out,n}]^T$$

(30)

とすれば、一次端子間からの入力は

$$P_{out} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{out} \cdot \mathbf{I}_{out}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{out,j} \cdot i_{out,j} \quad (31)$$

で計算される。

よって効率 ε は

$$\varepsilon = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100 [\%] \quad (32)$$

で計算される。

3 実験

3.1 試作空心変圧器

試作した変圧器の諸定数を表 1 に示す。

表 1 試作ツイストコイル

タイプ	形状	一次	二次	変圧比
A 1層23回巻	ツイスト型 長さ:21mm 直径:50mm	導線長:3m 導線直径: 0.4mm	導線長:3m 導線直径: 0.4mm	1:1
B 変圧比1:2	ツイスト型 長さ:35.5mm 直径:21mm	導線長:3m 導線直径: 0.4mm	導線長:6m 導線直径: 0.3mm	1:2
C 変圧器2:2	ツイスト型 長さ:68.6mm 直径:50mm	導線長:6m 導線直径: 0.4mm	導線長:6m 導線直径: 0.4mm	1:1

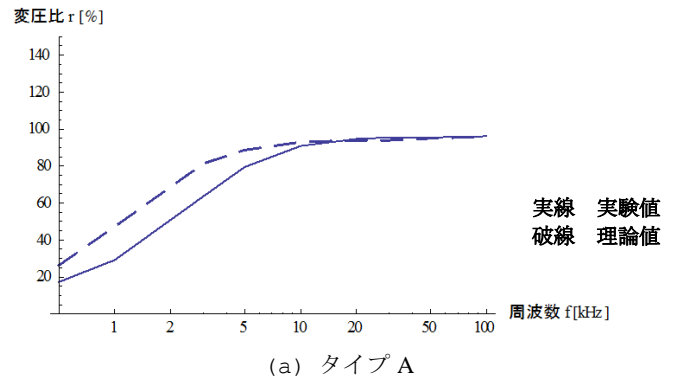
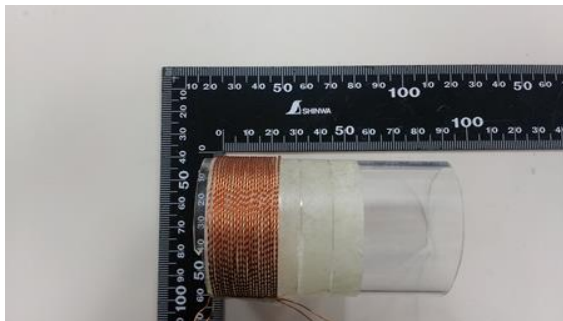
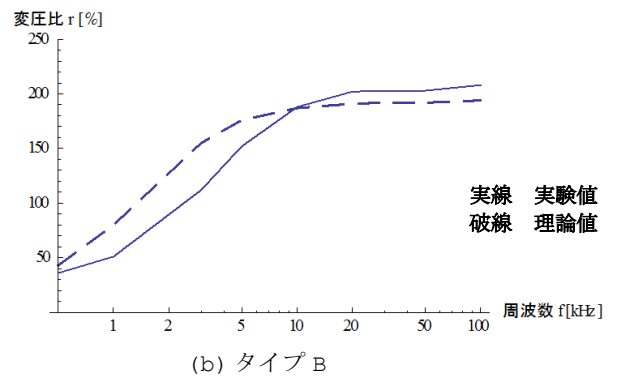


図 7(a)-(c)は試作変圧器の外観を示す。



(a) タイプ A



(b) タイプ B

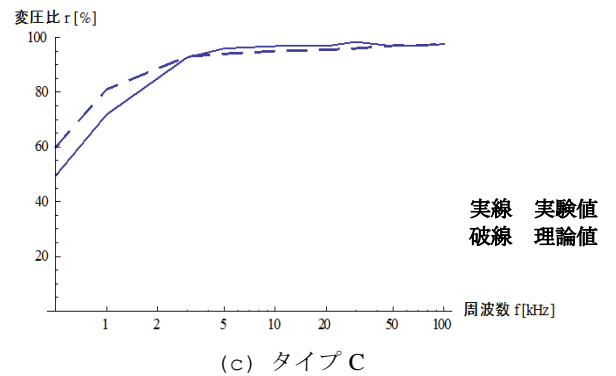


図 8 変圧比の実験値と理論値の比較



(c) タイプ C

図 7 試作ツイストコイル型空心変圧器

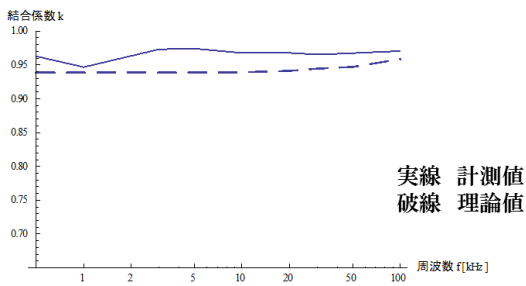
何れの試作変圧器の変圧比も理論値と実測値が比較的良く一致した周波数特性を示すことがわかる。

3.3 結合係数

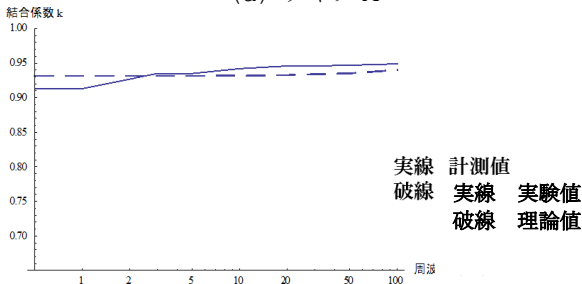
試作変圧器 A-C それぞれに対する結合係数の理論値と実験値の比較を図 9(a)-(c)に示す。

3.2 変圧比

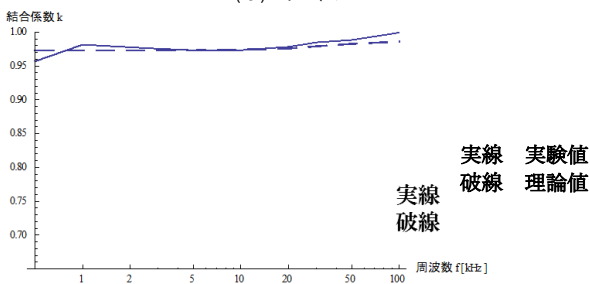
試作変圧器 A-C それぞれに対する変圧比の理論値と実験値の比較を図 8(a)-(c)に示す。



(a) タイプ A



(b) タイプ B



(c) タイプ C

図 9 結合係数の実験値と理論値の比較

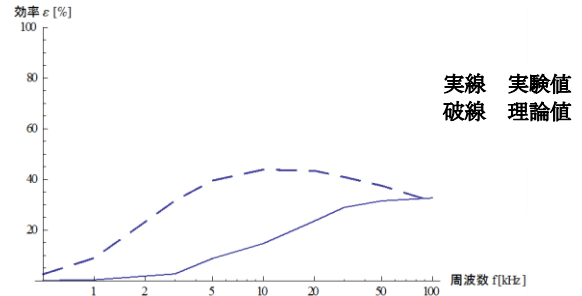
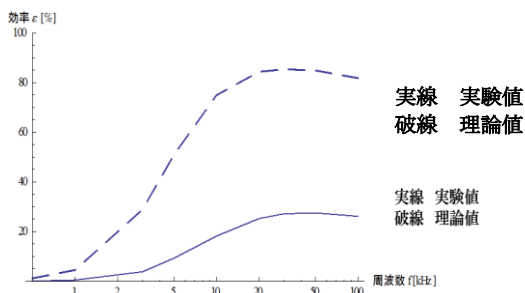
何れの試作変圧器の結合係数も理論値と実測値が一致した周波数特性を示すことがわかる。

3.4 効率

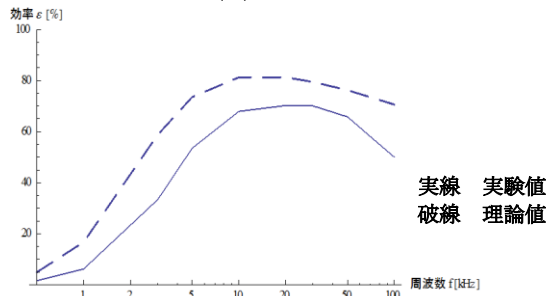
試作変圧器 A-C それぞれの二次へ抵抗値 10Ω を接続し負荷とした。試作変圧器 A-C それぞれに対する効率の理論値と実験値の比較を図 10(a)-(c) に示す。

明らかに効率の周波数特性は定性的に一致するが定量的には大きな違いがある。

(a) タイプ A



(b) タイプ B



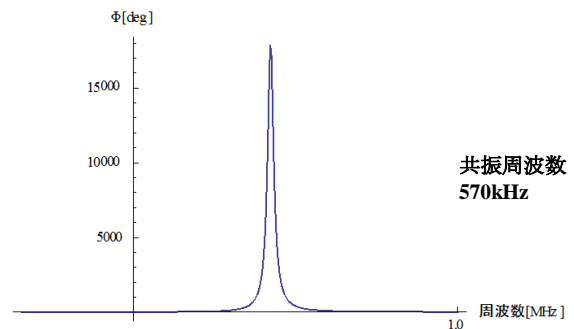
(c) タイプ C

図 10 効率の実験値と理論値の比較
抵抗 (10Ω) 負荷時

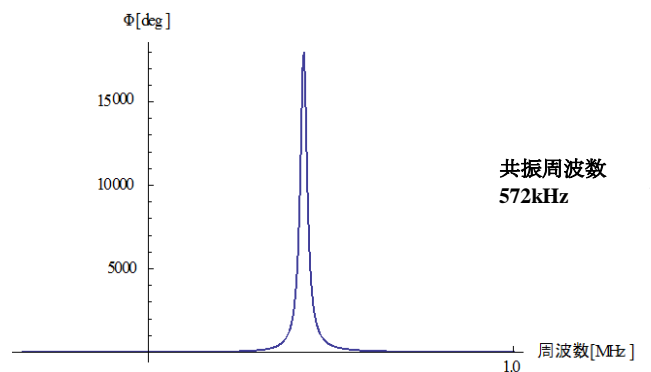
3.5 共振による効率の改善

3.5.1 共振

ファンクションジェネレーターとパワーアンプを用いて駆動周波数を走引した。変圧器 C の一次側、二次側開放して測定した二次、一次コイル、それぞれの周波数特性を図 11(a),(b) に示す。



(a) 一次側開放



(b) 二次側開放

図 11 変圧器 C を構成するコイルの周波数特性

3.5.2 一次、二次両共振ドライブ

変圧器 C を一次、二次の共振周波数 570kHz 以上まで駆動した場合の効率の周波数特性を図 12 に示す 20 から 30kHz 近傍で最大約 80% の効率が得られている。

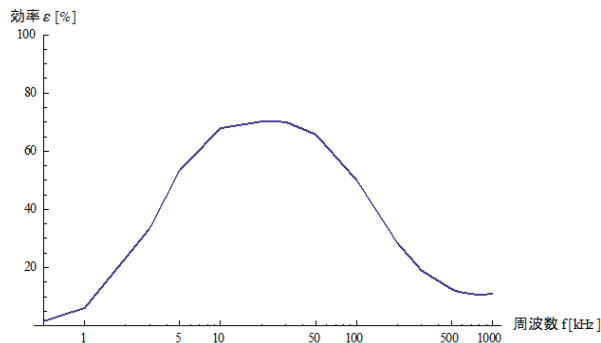


図 12 一次、二次の共振周波数 570kHz 以上まで駆動した場合の効率の周波数特性
抵抗(10Ω)負荷時

4 まとめ

磁性材料を全く用いないツイストコイル型空心変圧器を試作した。その結果、結合係数と変圧比は実験値と理論値が比較的良好に一致することを明らかにした。

また、効率は巻数が多く、変圧器の直径がある程度大きくなければ実験値が理論値に近づかないことが判明した。

効率の向上を変圧器の一次、二次の共振で改善を試みましたが、失敗に終わってしまった。何れにしてももっと巻数が多くなければ効率の改善は期待できないことが判った。

参考文献

- [1] S.Hayano,N.Nakajima,H.Saotome and Y.Saito, A New High Frequency Transformer, IEEE Trans. MAG-27, No.6, Nov. 1991, pp.5207-5207.
- [2] 齊藤兆古、新方式高周波トランスの提案、電気学会マグネティックス研究会資料、[MAG-91-86](#) (1991)
- [3] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、齊藤兆古、木脇久勝、高周波空心トランスの小型電源装置への適用、電気学会パワーエレクトロニクス研究会資料、[PE91-63](#) (1991)
- [4] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、齊藤兆古、高周波軽量トランスの DC/DC コンバータへの適用、電気学会パワーエレクトロニクス研究会資料、[PE91-54CPM91-113](#) (1991)
- [5] 小川達成、早野誠治、齊藤兆古、空心変圧器の一考察、電気学会マグネティックス研究会資料 [MAG-93-132](#) (1993)
- [6] F.Bowman 著、平野鉄太郎訳、ベッセル函数入門、日新出版、昭和 44 年 4 月第 3 版

地磁気の揺らぎ周波数解析に関する研究

09X2048 菊池 景介 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

古くから地磁気に関する研究は広く行われており、地球電磁気学に代表される学問分野として、地球の電磁気学的性質や、様々な地球規模での物理現象との結びつきを段階的に明らかにしている。現実には可能な限り確度の高い地震の予測や予知は安全性確保の観点から必要な技術である。

本論文は従来全く利用されていない、地磁気データの特徴を周波数揺らぎ解析法を用いて抽出し、地磁気の健全性の評価から監視まで行う新たなシステムの開発である。1 年間の卒業研究ではこれの完成を期待することが出来ない。このため、第一段階である地磁気データの特徴抽出結果に関して述べる。

1. 序論

2011 年 3 月 11 日の東日本大震災発生後、地震はある程度予知できる方法が模索されている。現在実用化されている方法は、断層などに代表される地質構造を、変位・歪みなどの力学的なパラメータを用いるものから、地中のラジウムから生成されるラドン濃度を測定することによるものまで数多く存在する。今日、長期的な発生確率を予測する長期予知については、歴史的観点や地震の周期性から、高い精度で可能である。一方で、地震発生直前に正確に時間を予知する短期予知に関しては未だに確立されておらず、地震予知の観点から大きな課題である。自然現象の予知は天気予報に代表されるように、日々の暮らしの中で重要なものであるが、完全な天気予報が不可能であるのと同様に確実な地震予知は不可能であろう。しかしながら、可能な限り確度の高い地震の予測や予知は、自然界の事象だけではなく、人類が構築する飛行機や列車などにも安全性確保の観点から必要な技術である。地磁気は地球が持つ磁気であり、各点で向きと大きさを持つベクトル量である。地震等、自然現象と地磁気の抽象的關係は良く知られているが、両者を明確に関連付ける解析的な方法は筆者の知る限り存在しない。

本研究の主要な目的は、地磁気の健全性の定量評価を前提とした地磁気監視システムの開発への第一歩であり、その第一段階として地磁気データの特徴を抽出することである。

地磁気の特徴を抽出する解析法として、揺らぎ周波数解析法を用いる。揺らぎ周波数解析法は、原子炉の主要構成材料である鉄材の中性子照射による劣化を強磁性体特有のバルクハウゼンノイズから診断する方法として 2011 年に提唱された、フーリエ・パワースペクトラムを入力とした弁別システムである。

一般的に周波数揺らぎとしてよく知られているのは $1/f$ 揺らぎである。これは風音やさざなみ、川

のせせらぎなどの自然現象に多く含まれ、人間に癒し効果を与えることが知られている。また、図 1 の周波数揺らぎの中で、フーリエ・パワースペクトラムが周波数に対して減衰せず一定のものはホワイトノイズと呼ばれ、耳障りな音や不快感を覚える色彩や配列などから検出される。また $1/f^2$ 揺らぎと呼ばれる傾きが急峻で右下に垂下する周波数特性は単調な信号を意味し、人間に不快感を与えるとされている。

従来の揺らぎ周波数解析法は $1/f$ 揺らぎ周波数解析法とも呼ばれ、信号情報のフーリエ・パワースペクトラムと周波数両者の対数を取った図 1 に示す両対数グラフに関して、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を最小自乗法で一次近似し、得られる係数、すなわち傾きをフーリエ・パワースペクトラムの固有情報とし、その規則性や周期性を利用した信号処理方法である。すなわち、周波数とフーリエ・パワースペクトラム両者の対数値に対して、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を $a_0 + a_1 f$ なる周波数 f に対する 1 次関数で近似する。 a_0 と a_1 はそれぞれ 0 次と 1 次の周波数ゆらぎの係数であり、 a_1 は 1 次の周波数ゆらぎ特性を与える。特に、 $a_1=1$ の場合を $1/f$ 揺らぎ特性と言う。

この $1/f$ 揺らぎ周波数解析法の技術的な問題として、近似する周波数範囲がある。フーリエ・パワースペクトラムの周波数範囲を設定することで一次近似されるため、ある程度の知識、経験を持った人間が自らの知見に基づいて周波数範囲を設定する必要がある。この問題を克服するため、近似関数を 1 次関数から n 次関数とした一般化周波数揺らぎ解析法が提案された[1]。

すなわち、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を $a_0 + a_1 f + a_2 f^2 + \dots + a_n f^n$ なる n 次関数で近似する。 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ それぞれの項は 0 次, 1 次, 2 次, ..., n 次の揺らぎ周波数係数を与える。得られた揺らぎ周波数係数 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ を可視化し信号の特性を抽出する[1]。

本研究において、地磁気データに一般化された揺らぎ周波数解析法を適用した場合、関数の絶対値が大きく有意義と言える係数は概ね 4 次関数程度であることが判明した。よって、これらの 4 個の係数をそれぞれ、3 次元空間上の x,y,z 軸値と座標点の色へ対応させることで可視化する。

可視化した結果は地磁気の周期変化を与えることを述べる。

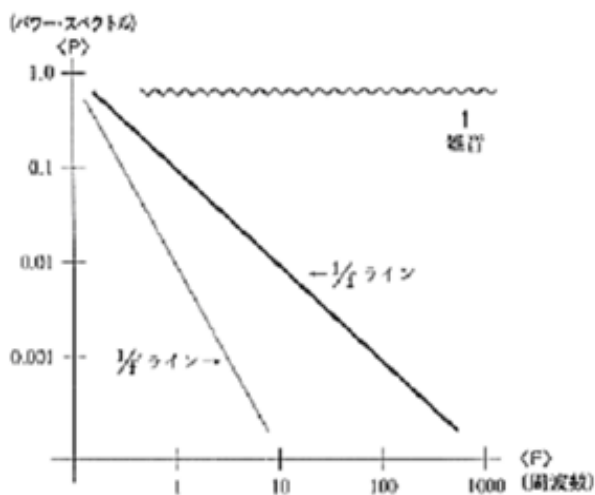


図 1 周波数揺らぎの基本ライン

2. 一般化された周波数ゆらぎ解析

2.1 基本式

任意の信号の $g(t)$ およびそのフーリエ・パワースペクトラム $G(f)$ を考え、フーリエ・スペクトル $G(f)$ および周波数 f それぞれの対数を求める。縦軸に $\log G(f)$ 、横軸に $\log f$ として信号の $g(t)$ の周波数特性を描く。すなわち、信号の周波数特性を x-y 平面座標系で、横軸 x を周波数 f の対数、縦軸 y をフーリエ・パワースペクトラムの対数として表す。

全周波数領域に対する周波数特性を表すために、式(1)の n 次関数近似を適用する。

$$h(f) = a_0 + a_1 f + a_2 f^2 + \dots + a_n f^n \quad (1)$$

式(1)の係数 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ は最小二乗法で決定される。

最小二乗法は、式(2)の理論に基づいている。すなわち、式(1)の係数を要素とするベクトル \mathbf{A} は式(2)で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{Y} &= \mathbf{C}\mathbf{A} \\ \boldsymbol{\varepsilon} &= \mathbf{Y} - \mathbf{C}\mathbf{A} \\ \boldsymbol{\varepsilon}^2 &= [\mathbf{Y} - \mathbf{C}\mathbf{A}]^T [\mathbf{Y} - \mathbf{C}\mathbf{A}] \\ &= \mathbf{Y}^T \mathbf{Y} - \mathbf{A}^T \mathbf{C}^T \mathbf{Y} - \mathbf{Y}^T \mathbf{C}\mathbf{A} + \mathbf{A}^T \mathbf{C}^T \mathbf{C}\mathbf{A} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^2}{\partial \mathbf{A}} = 2\mathbf{C}^T \mathbf{Y} - 2\mathbf{C}^T \mathbf{C}\mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = [\mathbf{C}^T \mathbf{C}]^{-1} \mathbf{C}^T \mathbf{Y}$$

ここで、上添え字” T ” は行列の転置示し、ベクトル \mathbf{A}, \mathbf{Y} 、行列 \mathbf{C} はそれぞれ(3),(4),(5)式で与えられる。

$$\mathbf{A} = [a_0 \ a_1 \ \dots \ a_n]^T, \quad (3)$$

$$\mathbf{Y} = [h(f_0) \ h(f_1) \ \dots \ h(f_m)]^T, \quad (4)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 1 & f_0 & f_0^2 & \dots & f_0^n \\ 1 & f_1 & f_1^2 & \dots & f_1^n \\ 1 & f_2 & f_2^2 & \dots & f_2^n \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & f_m & f_m^2 & \dots & f_m^n \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$m > n.$$

式(3)-(5)で、 m は式の数であり、1Hz, 10Hz, 100Hz, 1000Hz、・・・などサンプル周波数の数と一致する。また、サンプル周波数の数 m は、常に使用するデータの個数 n より多い。以上より、常に $m > n$ が成立する。このため、式(3)-(5)の条件は常に満たされる。

2.2 一般化された揺らぎ周波数特性解析

前項で示した基本式を用い、揺らぎ周波数解析を行う。横軸を周波数、縦軸をフーリエ・パワースペクトラムとし、共に対数をとる。次に高次近似関数の係数を計算する。その結果得られた係数の絶対値を吟味し、近似の次数を決定する。本論文では、係数の絶対値から、4 次関数近似を採用した。次に係数 a_1, a_2, a_3, a_4 を 0 から 1 の値に正規化する。この係数を 3 次元空間上に可視化することで特徴を抽出する。本研究では 4 次関数であるため、正規化された係数 a_1', a_2', a_3', a_4' の値をそれぞれ x 軸、y 軸、z 軸と座標点の色へ対応させて可視化する。ここで、関数の固有情報として、傾きを用いて解析するため定数項は無視している。フーリエ変換及び 4 次関数近似には数式処理ソフト *Mathematica* を使用した。

具体的な例として、地磁気の偏角成分の周波数特性と、それに対して式(1)の 4 次関数近似を適用して得られる近似曲線を図 2 に示す。また、4 次関数の係数を 3 次元空間した表示した例を図 3 に示す。この場合、係数が分布しているのは、(1,0,1)から(0,1,0)にかけての面近傍となることがわかり、この座標の分布特性は直線近傍ということになる。

また、近似の精度と係数 a_1, a_2, a_3, a_4 の再現性の定量評価のため、決定係数を用いる。決定係数 R は、以下の式(6)で与えられる。

$$R = 1 - \frac{\sum_i (y_i - f_i)^2}{\sum_i (y_i - \bar{y})^2} \quad (6)$$

ここで、 $y_i(i=0, \dots, n)$ は標本値、 $f_i(i=0, \dots, n)$ は回帰方程式による推定値であり、 \bar{y} は式(7)で与えられる。

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (7)$$

決定係数は寄与率とも呼ばれ、標本値から求めた回帰方程式の予測能力の尺度として利用される。取り得る値の範囲は 0 から 1 であり、値が小さいほど得られた回帰方程式の予測能力が低いことを意味している[4]。

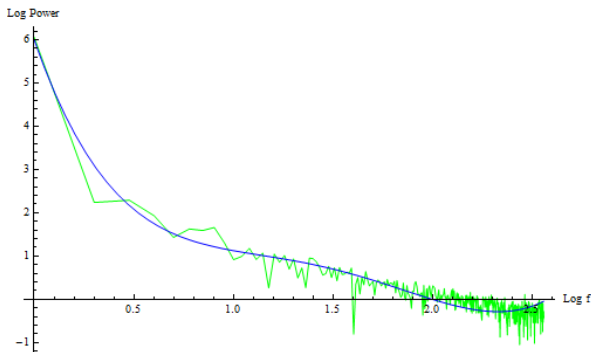
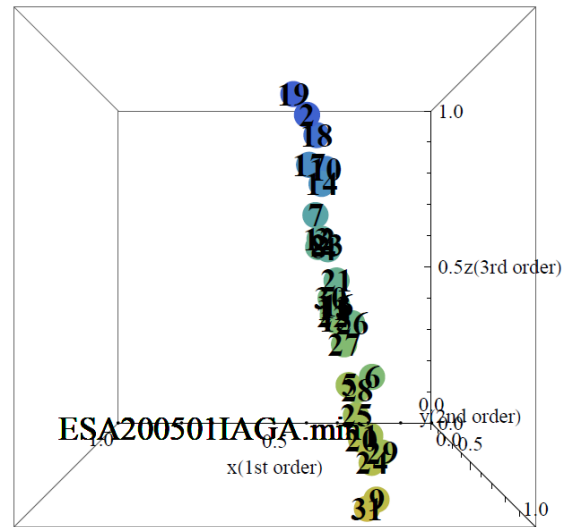
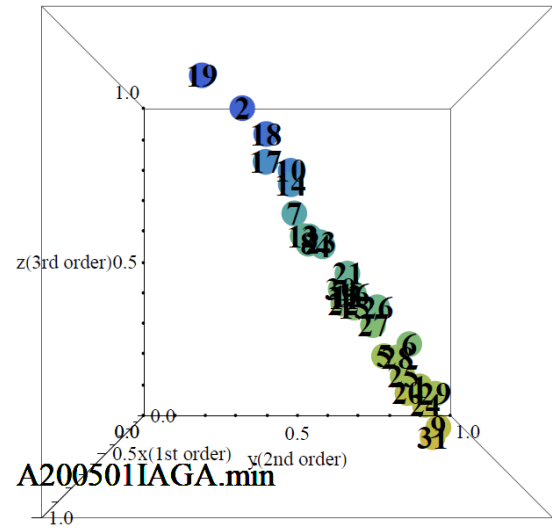


図2 1次元信号のフーリエ周波数スペクトラムと4次関数近似曲線の例



(b) x-z 平面

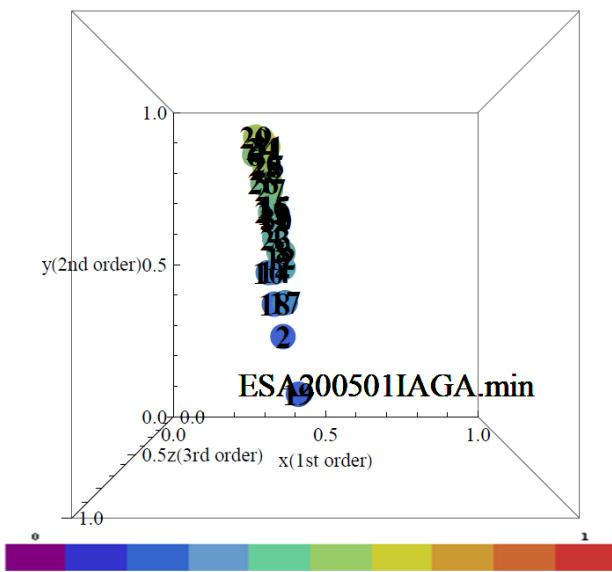


(c) y-z 平面

図3 4次関数を使ったゆらぎ周波数解析例

3. 地磁気に関する揺らぎ周波数解析

前項で説明した一般化された揺らぎ周波数解析を、地磁気データへ適用する。地磁気データはベクトル場で定義されている3次元ベクトル量である。よって、ある観測点における地磁気を表現する場合、その表現には独立な3要素の値が必要である。他の要素は、式(8)を用いて、その3要素から求めることができる。



(a) x-y 平面

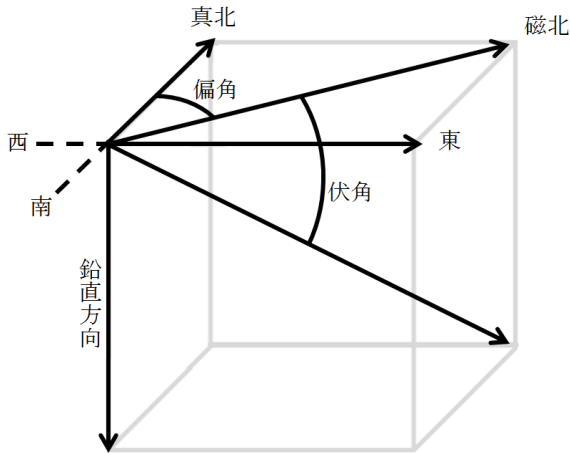


図4 地磁気分解要素図

F	全磁力 (Total intensity)	地磁気の大きさ
D	偏角 (Declination)	F が水平面内で真北となす角度
I	伏角 (Inclination)	F が水平面となす角度
H	水平分力 (Horizontal component)	水平面内での地磁気の大きさ
Z	鉛直分力 (Vertical component)	鉛直面内での地磁気の大きさ
X	北向き成分 (Northward component)	南北方向軸上での地磁気の大きさ
Y	東向き成分 (Eastward component)	東西方向軸上での地磁気の大きさ

図5 地磁気要素

$$\begin{aligned}
 F &= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} = \sqrt{H^2 + Z^2} \\
 H &= F \cos(I) \\
 X &= H \cos(D) \\
 Y &= H \sin(D) \\
 Z &= F \sin(I)
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

独立した3要素には、水平分力 H、偏角 D、鉛直分力 Z を用いたものや、北向き成分 X、東向き成分 Y、鉛直分力 Z などの組み合わせが用いられるが、全磁力 F、伏角 I、偏角 D で記述されたものが最も多く利用されており、地磁気の3要素と呼ばれる。また、それらの要素は磁束密度と角度に分けられ、それぞれの次元はテスラと分である。地磁気は一般的な磁束密度より非常に小さいため、総じて SI 接頭辞であるナノを使用し、nT(ナノテスラ)が用いられる。角度についても同様の理由から分単位である。

地磁気は時間に依存して変化している。地磁気は、地球の磁気圏と大気圏の間に存在する電離層

へ太陽光線が照射されることに起因し、地球の自転に応じて1日周期の変化を持つ。これを地磁気の日変化と呼ぶ。これに対して、数十年から数百年周期の変化を永年変化と呼ぶ。例えば偏角は、現在東京近辺において約7度であるが、約200年前は真北と磁北はほぼ一致していた。また、350年ほど前に来朝したオランダ船の記録に拠れば、約8度東であった。以上のことから、偏角の永年変化は、約350年の年月を経て、東から西へ約15度ということになる。

本研究においては、地磁気要素の偏角成分に着目する。地図上の北である真北と方位磁針が指し示す北である磁北は僅かにずれており、この2つが成す角が偏角である。地磁気ベクトルの大きさとしてのスカラとは異なり、角度の次元を持つ伏角と偏角は、それぞれ任意の地点での真北と磁北との差を現している。従って偏角は、地理的な位置に対する地磁気の固有情報と成り得る。同様に地磁気情報が地理的な位置情報の関数と成り得るのである。すなわち、真北と地理情報を基準座標系とした解析が可能である。拠って、偏角は地理的な位置情報と地磁気情報とを関係づける情報として、様々な分野での活用が期待されている。また、自然現象による地磁気の変化は、偏角成分へ顕著に出ることが多い[2]。

本研究ではこの地磁気ベクトルを分解した偏角成分に対して、前述した一般化された揺らぎ周波数解析を適用する。ゆらぎ周波数解析により、1日で1個の座標点を得ることでき、これを一か月分集めて3次元空間に可視化する。具体的な結果を図6,7に示す。

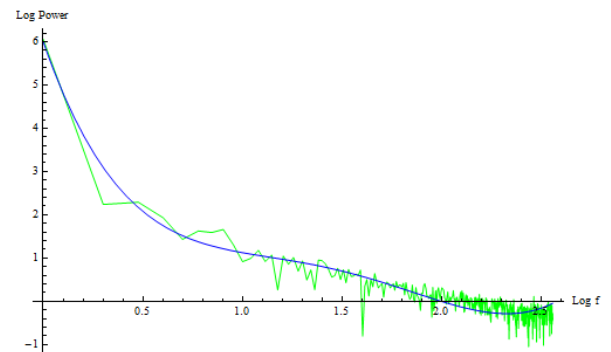


図6 地磁気の偏角成分のフーリエ周波数スペクトラムと4次関数近似曲線(2005年1月1日)

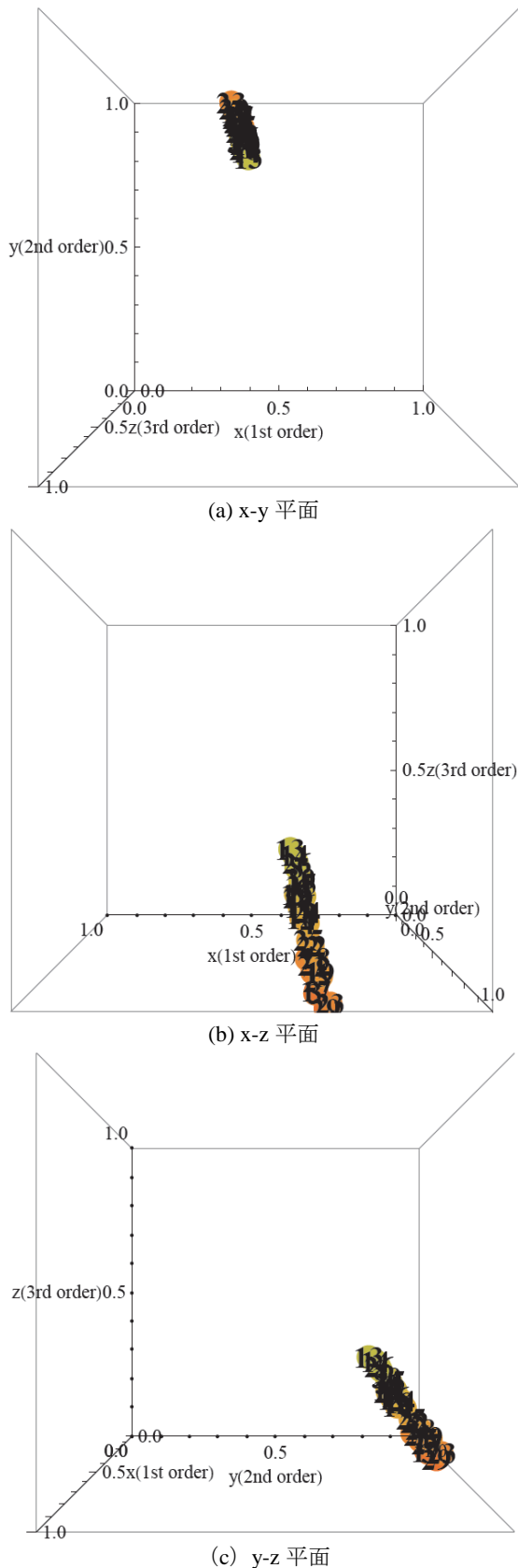


図7 地磁気の偏角成分の周波数ゆらぎ解析結果

3.1 地磁気の周期変化

前述した一般化された揺らぎ周波数解析法を地

磁気に応用した例として、地磁気の周期変化を可視化する。これは、分系列で観測された地磁気の偏角成分を1日毎に揺らぎ解析した結果の1カ月分を3次元空間に表示したものである。ここで、各座標点における数字は日付である。また地磁気データは2008年に江刺観測所で観測されたものを用いた[3]。決定係数を用いて、この場合の近似精度を評価すれば、0.98であった。

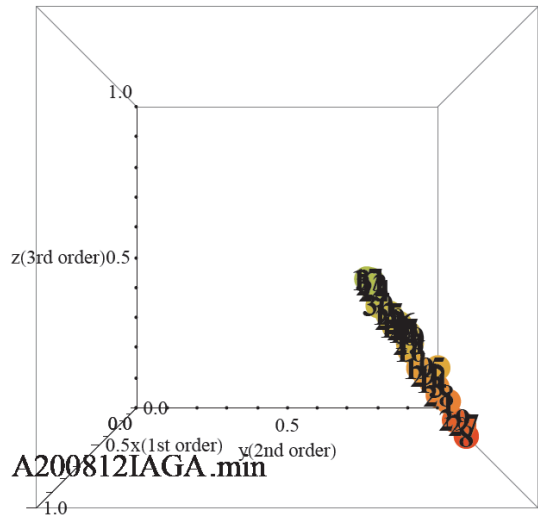
図8より、時間経過と共に固有情報である座標点は、y,z平面上で座標(1,0)から座標(0.5,1)を結ぶ直線状に分布している。この分布特性は、任意の時間や場所で抽出されている。この特性に加えて、座標分布に関して、1年周期で繰り返される特性が得られた。すなわち、座標(1,0)近傍から座標(0.5,1)への近傍へと発散していき、約半年経過した頃ピークを迎える。その後時間経過と共に、再び座標(1,0)近傍へと収束している。これは、座標(1,0)から座標(0.5,1)の線上に分布する特性を維持しつつ、収束し発散する特性も1年周期であることを意味する。本論文には2008年のデータを使用した場合のみ掲載しているが、1997年のものから2011年までの偏角成分について同様の解析をした結果、上記と同様の特性が見られた。この特性が顕著である年と隠微である年で若干の差はあったものの、押し並べてこの特性が出ている。本研究では、座標点のバラつきの定量評価については行っていないが、目視でも十分に確認することが出来る。

ここで、太陽の位置との関係について考察する。地球は地軸を中心として1日周期で西から東へ自転し、同時に地軸の傾きを維持しつつ、北極側から見て反時計回りに公転している。この時、地軸の傾きにより太陽光の地表面への入射角度も僅かながら異なる。地軸の傾きは、地球の公転面に垂直な軸に対して、約23.4度であるが、この傾きにより、地表面に照射されるエネルギー量が異なるのである。地表面とそれに垂直な座標系を考えると、照射される太陽光線は、地表に対して垂直な成分と水平な成分に分解することが出来る。このとき、水平成分は地表面に並行に照射されるため、地表面にエネルギーが届くことはなく、影響を及ぼさない。垂直成分だけが地表面に照射され、エネルギーを与える。地表に達した太陽エネルギーは地表を暖め、それによる気温の変化が四季に相当する。換言すると、太陽光の地表に対するエネルギー変換効率の変化が四季だということである。太陽が高いほど変換効率が大きく、気温が高い。太陽が低いほど変換効率が小さく、気温が低い。東京付近では太陽の南中高度は、夏至で約78度、春分、秋分で約55度、冬至で約31度であり、日本では夏に太陽が高く、冬に低いことが地球の自転と公転のメカニズムからも明白である。

上記の通り、地球と太陽との位置関係がそれぞれ

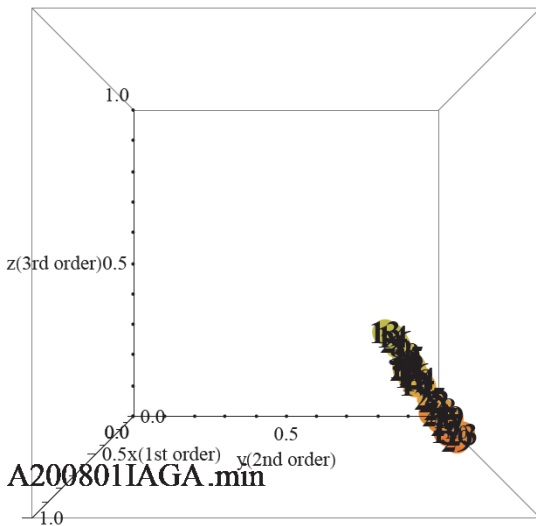
れの気候に影響している。海流や気流の影響を考慮しなければ、日本を含む緯度約 25~65 度の地域にのみ四季が存在している。また、北半球と南半球では季節が逆であること。また、四季によって昼夜の時間の長さが変化するのもこれに起因する。

この特徴は、本研究における地磁気の経年変化の可視化についても同様である。太陽と地球の位置関係が地磁気にも影響しており、その特性が、ゆらぎ周波数解析を通して可視化されたと考えられる。図 8 より、冬は座標(1,0)近傍に収束し、夏は座標(0.5,1)近傍へと発散している。つまり、太陽光と地表とのエネルギー変換効率が高いほど座標点は発散し、エネルギー変換効率が低いほど座標点は収束する傾向がある。以上に示した地磁気の 1 年周期の変化は、1 年の四季の変化を揺らぎ解析を用いて可視化したと言える。

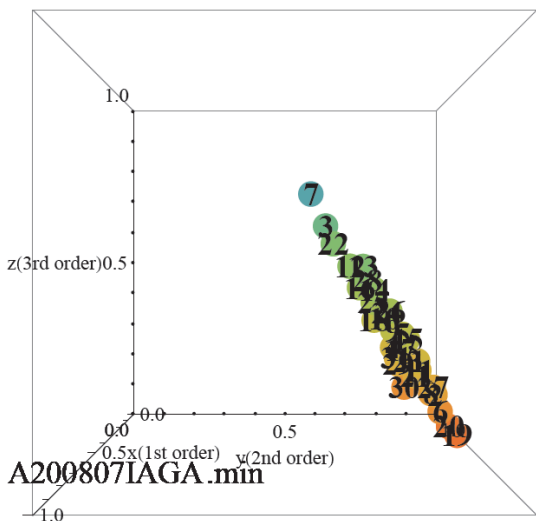


(a) 12 月

図 8 2008 年の地磁気の揺らぎ周波数特性(y-z)平面



(a) 1 月



(b) 7 月

3.2 地磁気の地震特性

一般化された揺らぎ周波数解析法を用いて、地震による地磁気の変化の特性抽出を試みた。前項と同様に、分系列で観測された地磁気の偏角成分を 1 日毎に揺らぎ解析した結果を 1 カ月分 3 次元空間に表示する。地磁気の日変化は 0.1% 程度であることと、高周波はホワイトノイズに極めて近いことを考慮し、近似に使用する周波数範囲を 10Hz までとした。決定係数を用いて近似精度を評価すれば 0.97 であり、使用する地磁気データは東日本大震災発生時のものである。

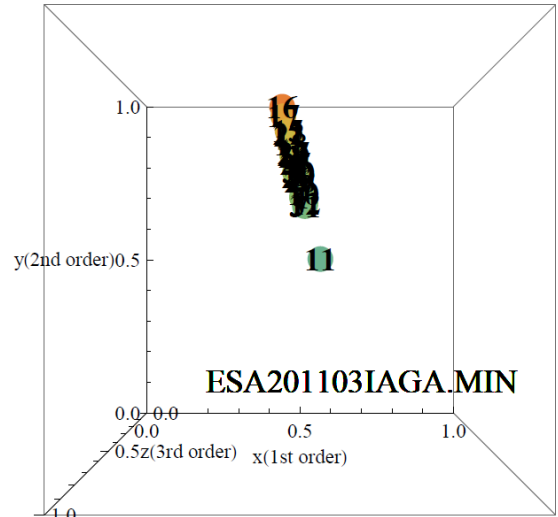
2011 年 3 月 11 日に発生した東日本大震災は地震の規模を示すマグニチュードは 9.0 であり、震源地は宮城県東南東沖である。震源域は岩手県沖から茨城県沖までの広範囲に及んだ。江刺観測所がある岩手県奥州市江刺区は、震度 6 弱を記録している。図 9 より地震が発生した 3 月 11 日の固有情報である座標点は、概算で座標点 (0.5,1,0) から (0.5,0.5,0.8) の直線の上に分布し、且つ、座標点の集合の末端に突出している。

次に、同時期に鹿野山観測所で記録されたものも解析する。鹿野山観測所は千葉県君津市に存在し、震災当日は震度 5 弱を記録している。揺らぎ周波数解析結果を図 10 に示す。図 10 から、地震が発生した 3 月 11 日の固有情報である座標点は、概算で座標点 (0.5,1,0) から (0.5,0.5,0.8) の直線の上に分布し、且つ、座標点の集合の末端に位置している。この特性は、江刺観測所のデータを解析した結果と一致している。東日本大震災発生時の特性は、3 次元空間の中で、座標分布の末端に突出する特性があることがわかる。

ついで、東日本大震災は、日本周辺における観測史上最大の地震であるため、比較的小規模な日

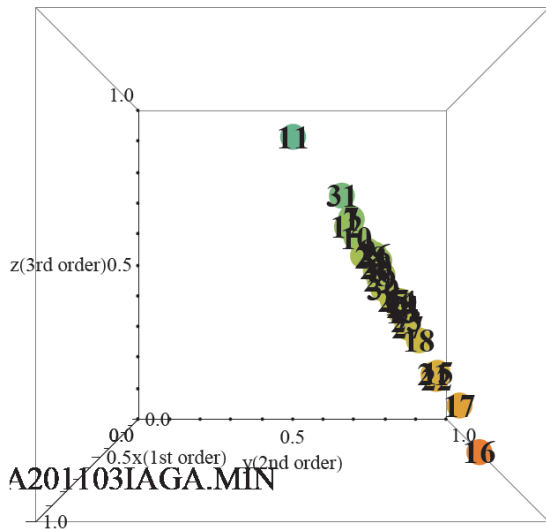
本周辺で発生した主要な地震についても解析し、さらなる再現性を吟味する。2011 年 12 月 3 日に発生した千葉県南部を震源とするマグニチュード 5.2 の地震を解析する。この地震で鹿野山観測所がある千葉県君津市は震度 4 を記録している。揺らぎ周波数解析結果を図 11 に示す。図 11 から、地震が発生した 12 月 3 日の固有情報である座標点は、図示された空間の中で座標点 (0.4,1.0) から (0.4,0.6,0.5) の直線の上に分布し、且つ座標点の集合の末端に突出している。この特性は、分布する直線の座標に多少の差はあるが江刺観測所、鹿野山観測所での東日本大震災のデータを解析した結果と一致している。

本研究では、ばらつきについての定量評価は行っていないが、目視で確認できる程度の特徴を抽出することができた。周波数範囲を限定することにより、より詳細な地磁気のゆらぎ周波数特性を抽出できたと考えられる。

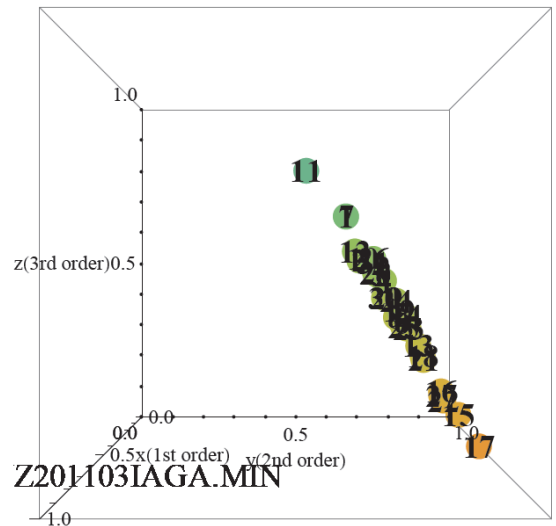


(c) y-z 平面

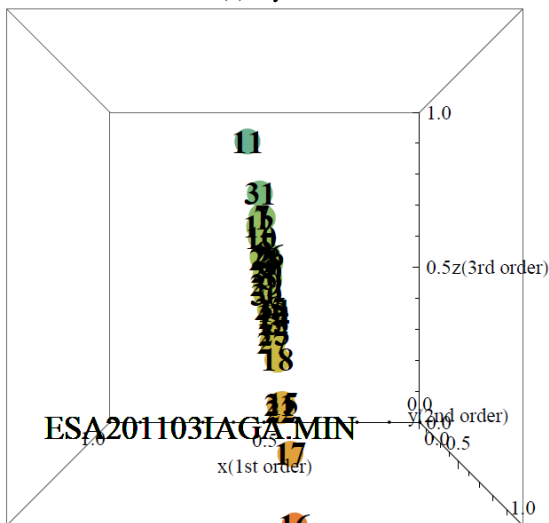
図 9 2011 年 3 月の周波数ゆらぎ解析結果(江刺観測所)



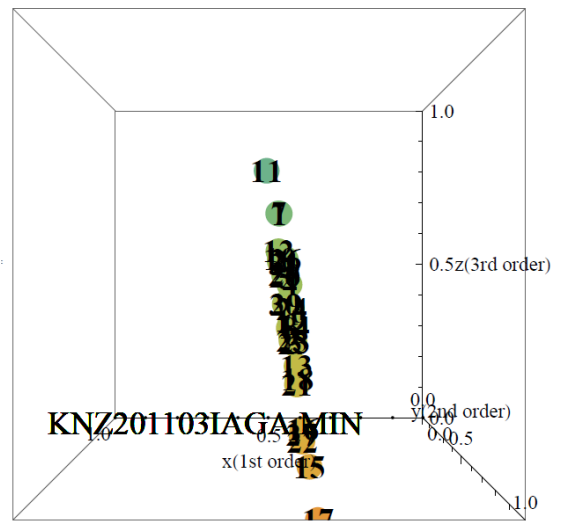
(a) x-y 平面



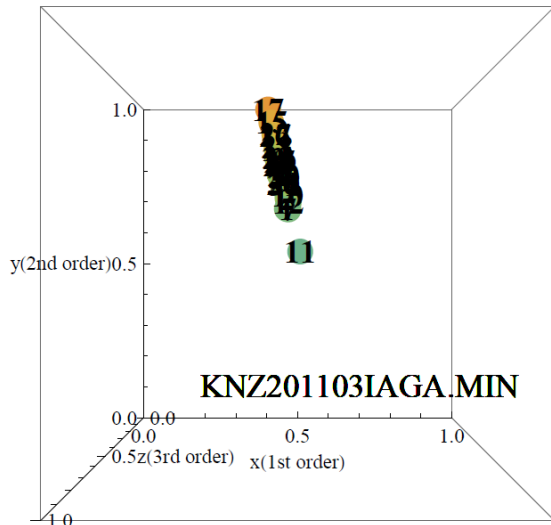
(a) x-y 平面



(b) x-z 平面

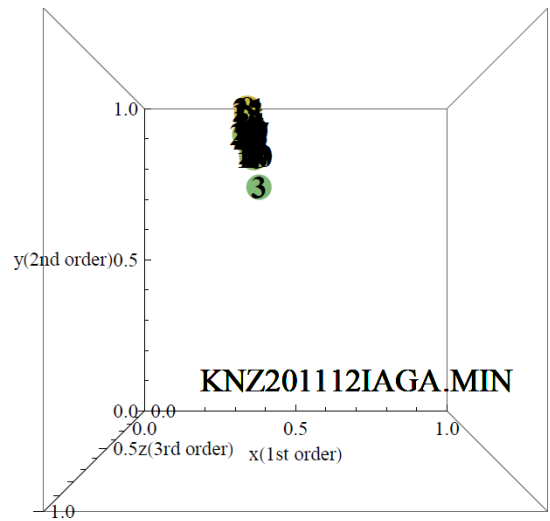


(b) x-z 平面



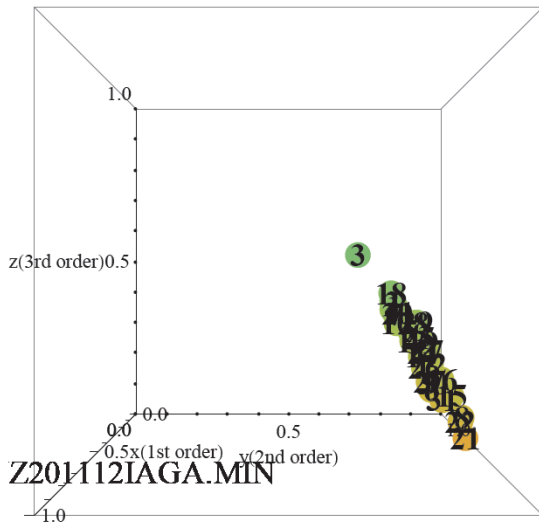
(c) y-z 平面

図 10 2011 年 3 月の周波数ゆらぎ解析結果(鹿野山観測所)

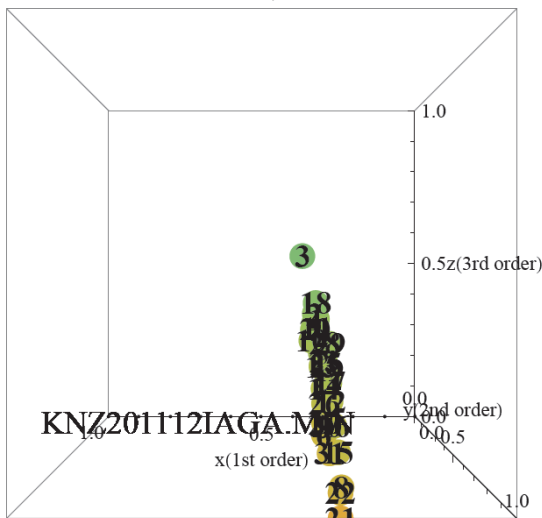


(c) y-z 平面

図 11 2011 年 12 月の周波数ゆらぎ解析結果(鹿野山観測所)



(a) x-y 平面



(b) x-z 平面

3. 結論

本研究は従来全く考えられなかった揺らぎ周波数解析を利用した地磁気監視システムという概念的にも原理的にも新しいシステム開発の基礎的な第一段階を開発した。研究の大局的見通しを得るため、地磁気の揺らぎ周波数解析方法の提案と、地磁気の周期変化特性の抽出と地磁気の地震特性の可視化を行った。本研究を通して得られた、地磁気の固有情報が 1 年周期で発散・収束するといった結果は、少なくともフーリエ変換した結果を人間が判断することでは決して得られることのできない情報である。

現段階では、過去の地磁気データを基に地磁気の解析方法を提案し、地震発生日のデータを解析することで、地磁気の異常を判断する程度のツールに過ぎないが、過去のデータまで遡り解析することで、現在よりも詳細な時系列での異常を、地磁気から読み取ることができると考えられる。よって、揺らぎ周波数解析により地磁気監視システムの基幹ツールとして揺らぎ周波数解析が応用可能であると言えるだろう。同時に、揺らぎ周波数解析による地磁気の解析方法の提案と、一般的な特性抽出など、地磁気監視システムを作り上げるための一助となったといえる。

参考文献

- [1] 河副 隼：バルクハウゼン信号の周波数ゆらぎ解析、法政大学理工学部電気電子工学科齊藤兆古研究室 2011 年度卒業論文
- [2] 長尾年恭:地震予知研究の新展開
- [3] 国土地理院 地磁気測量:
<http://vldb.gsi.go.jp/sokuchi/geomag/>
- [4] 稲垣宣生:統計学入門

空心変圧器を用いたフライバック型 DC/DC コンバータの開発

北村 匠

論文概要

電子機器の小型化に伴い、電子機器の駆動エネルギーを供給する電源も高周波駆動による小型軽量化がなされている。高周波駆動は磁束の大きさでなくその時間変化率の増加を意味するため、電源を構成する磁気素子では磁性体の占める役割が削減され、結果として軽量化と小型化が可能となっている。

本論文では究極の高周波化を前提とした空心変圧器の開発とそのパワエレ回路への応用を検討するものである。すなわち、有限長ソレノイド型の空心変圧器をフライバック型 DC/DC コンバータへ実装し、究極の小型軽量電源の実用化を検討する、

1 緒言

各種電源機器の中で、モータ駆動用などの中容量(数 kW)以上のもはそれ自体を独立に単体品として製造する機会が多いが、数百あるいは数十 W 以下の小容量のもの、その製品システムの中に電源が組み込まれる機会が多い。昨今ではメモリデバイス等の小型・高集積化が進んでおり、システム内における電源部分の占める割合が大きくなってきている。特にノート型パソコンや携帯電話などの電気機器の小型・軽量化が促され、小容量電源の小型・軽量化が望まれている。

大部分の電気電子機器の電源はスイッチングレギュレータで構成され、スイッチングレギュレータの小型軽量化はもっぱら高周波化によって実現されている。スイッチングレギュレータの高周波化はスイッチングレギュレータを構成するインダクタやトランスなどの磁気素子で、磁束の大きさを小さくし、磁束の時間変化率を上げることで磁性体コアを削減することで小型軽量化を実現することが目的である。インダクタおよびトランスは、フェライトやアモルファス磁性材料をコアに用いることで高周波動作に伴う低損失化が計られている。しかしながら、これらの磁性材料においても鉄損が駆動周波数と共に増加する。さらに、磁性材料は本質的に飽和現象を持っており、インダクタおよびトランスとして使用できる磁束値、すなわち、電圧・時間積に制限があり、このことが機器設計の制約条件になっている。

本論文では、究極の高周波化を前提として空心変圧器を採用したフライバック型スイッチング電源を試作し、設計値と実験値を比較し、空心変圧器に関する理論の妥当性と実用性を検討する [1, 2]。

2 空心変圧器

2.1 基本構造

空心変圧器の構造を図 1 に示す。空心変圧器は従来の磁性材料をコア材として使用しない変圧器である。磁性材料をコア材としないため軽量化可能であり、鉄損が存在しないため駆動周波数の増加に対して高効率期待できる変圧器である。

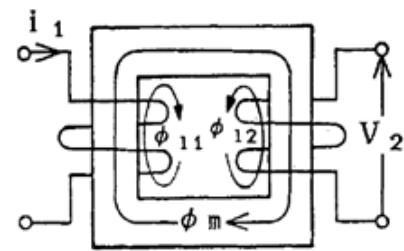


図 1. 変圧器の構造

2.2 変圧器の諸定数

変圧器には一次巻線と二次巻線との結合度合いを示す結合係数 k がある。結合係数は一次側の自己インダクタンスを L_1 、二次側の自己インダクタンスを L_2 、相互インダクタンスを M とすると (1) 式の関係がある。

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (1)$$

変圧比と効率はそれぞれ、一次側のコイルの巻数を N_1 、二次側のコイルの巻数を N_2 、変圧比を r 、入力電力を W_{in} 、出力電力を W_{out} 、効率を ε とすると次の (2) 式及び (3) 式で表すことができる。

$$r = \frac{N_2}{N_1} \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{W_{out}}{W_{in}} \quad (3)$$

3 フライバック型 DC/DC コンバータ

3.1 DC/DC コンバータ

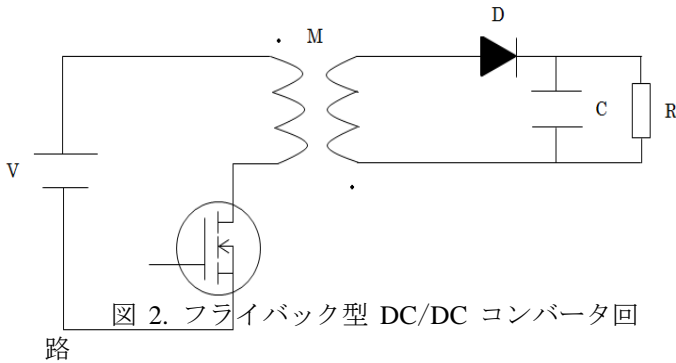


図2にフライバック型 DC/DC コンバータの回路を示す。DC/DC コンバータとは直流電圧を変える回路であり、身近な例を挙げると、携帯電話の充電器などの電源機器等広範な電気電子機器に使われている。その中でもフライバック型 DC/DC コンバータは電子機器や通信機器、コンピュータなどフライバック型コンバータの用途は多岐にわたる。

3.2 動作原理

図 2 の回路において、トランジスタのスイッチがパルス電圧により ON の状態のとき、一次側に電流が流れる。このとき二次側のコイルに誘起電圧が発生するが、ダイオードが逆接続のため電流は流れず、二次側のコイルにエネルギーが蓄積される。トランジスタが OFF の状態になったとき、一次側に電流は流れなくなるが、コイル中に貯えられた磁気エネルギーを放出するため、二次側のコイルに誘起電圧が発生し、二次電流が負荷に流れる。

4 実験

4.1 試作空心変圧器

試作した空心変圧器の諸定数を表 1 に示す。

表 1. 試作した空心変圧器の諸定数

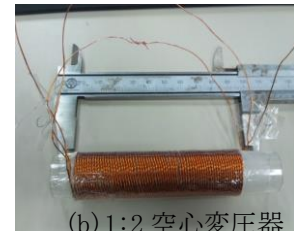
変圧比	巻数	形状	一次	二次
1:1	40 回	ツイスト型 長さ:48 mm 直径:37 mm	導線長: 2m 導線直径: 0.4 mm	導線長:2m 導線直径: 0.4 mm

1:2	65 回	ツイスト型 長さ:86 mm 直径:41 mm	導線長: 5m 導線直径: 0.4 mm	導線長:10m 導線直径: 0.4 mm
1:3	65 回	ツイスト型 長さ:101 mm 直径:41 mm	導線長: 5m 導線直径: 0.4 mm	導線長:15m 導線直径: 0.4 mm

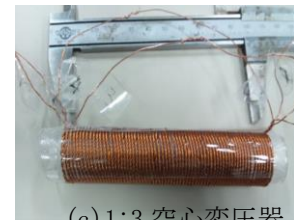
図 3 に各空心変圧器の外観を示す。



(a) 1:1 空心変圧器



(b) 1:2 空心変圧器

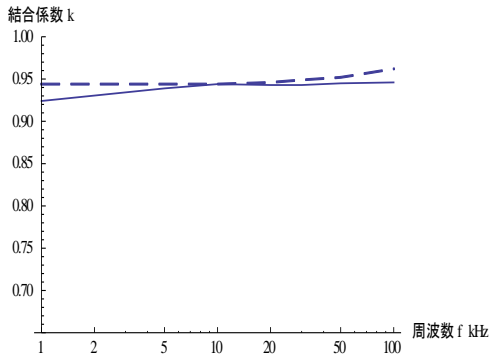


(c) 1:3 空心変圧器

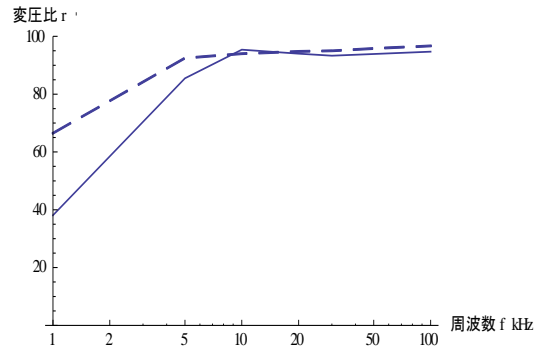
図 3. 空心変圧器の外観

4.2 結合係数

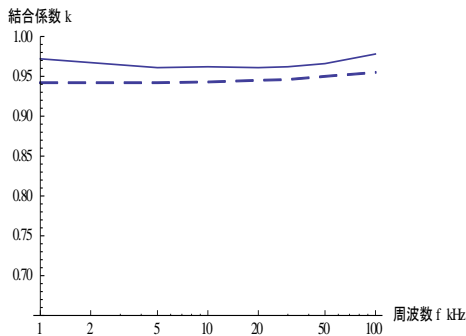
結合係数を図 4 に示す。実線は実験値、破線は理論値を示している。



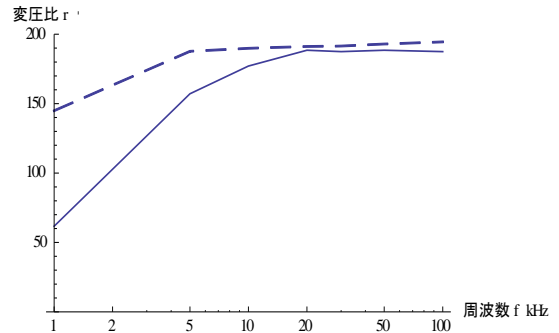
(a) 1:1 空心変圧器結合係数



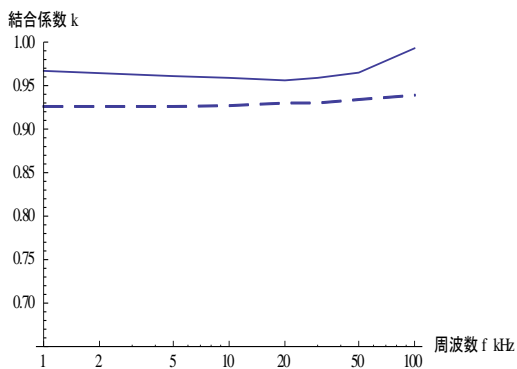
(a) 1:1 空心変圧器変圧比



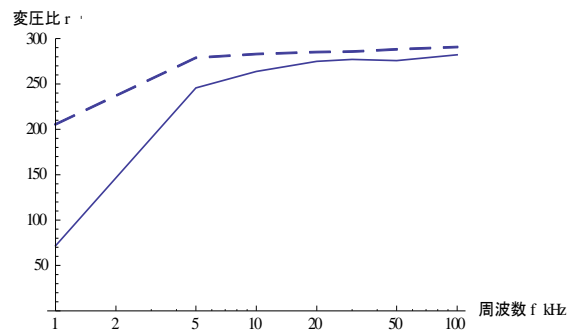
(b) 1:2 空心変圧器結合係数



(b) 1:2 空心変圧器変圧比



(c) 1:3 空心変圧器結合係数



(c) 1:3 空心変圧器変圧比

図 4. 結合係数の理論値と実験値の比較
実線：実験値、破線：理論値

実験値は理論値と周波数に対して同じ傾向が見られる。

4.3 変圧比

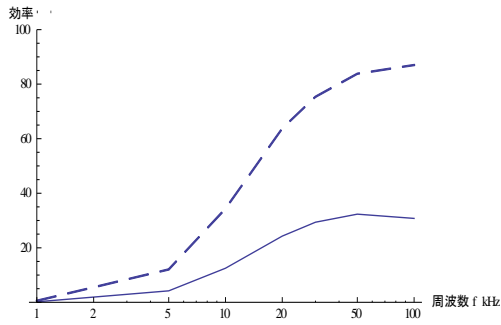
変圧比を図 5 に示す。実線が実験値、破線が理論値を示している。

図 5. 変圧比の理論値と実験値の比較
実線：実験値、破線：理論値

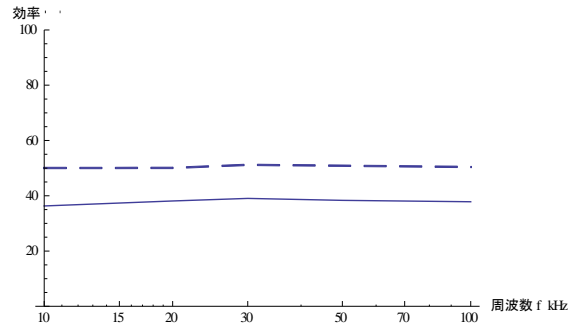
結合係数と同様に、実験値と理論値は周波数に対して同じ傾向が見られる。

4.4 効率

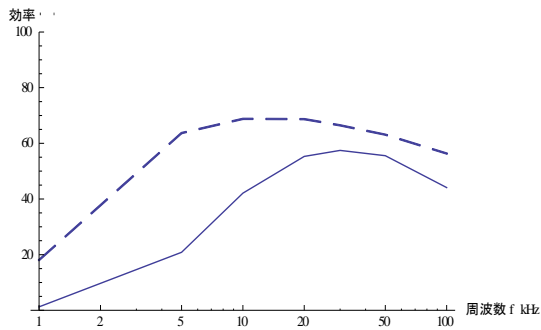
効率を図 6 に示す。同様に実線が実験値、破線が理論値である。



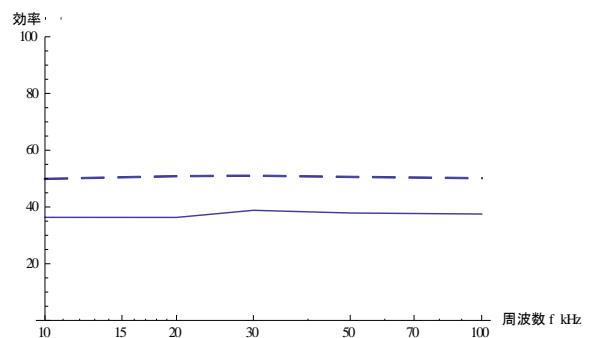
(a) 1:1 空心変圧器効率



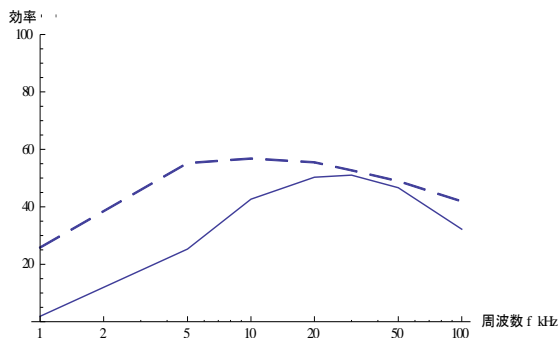
(a) 1:1 空心変圧器



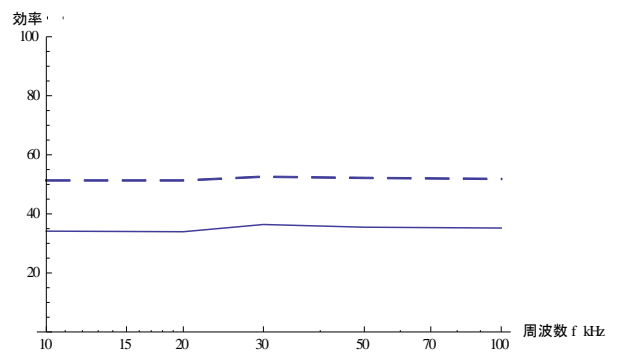
(b) 1:2 空心変圧器効率



(b) 1:2 空心変圧器



(c) 1:3 空心変圧器効率



(c) 1:3 空心変圧器

図 6. 効率の理論値と実験値の比較
実線：実験値、破線：理論値

図 6(a)に示す 1:1 空心変圧器以外は実験値と理論値は周波数に対して類似した傾向が見られる。

4.5 フライバック型 DC/DC コンバータ効率

フライバック型 DC/DC コンバータ効率を図 7 に示す。実線が負荷 100Ω、破線が負荷 300Ω の場合である。

図 7. 負荷変化によるフライバック効率の比較、
実線：負荷 100Ω、破線：負荷 300Ω

図 7 から、効率はスイッチング周波数に依存しないことがわかる。

4.6 フライバック型 DC/DC コンバータ力率の改善

図 8 に示すように、フライバック型 DC/DC コンバータの力率の改善策として二次側のコイルに並列にコンデンサを接続する。

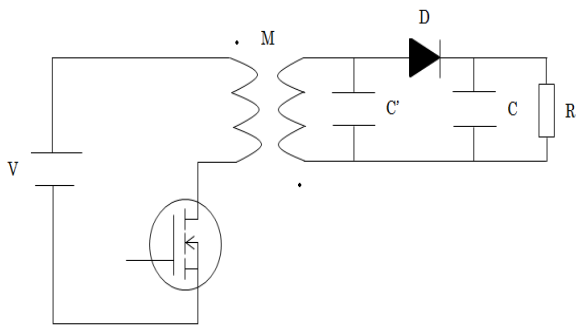
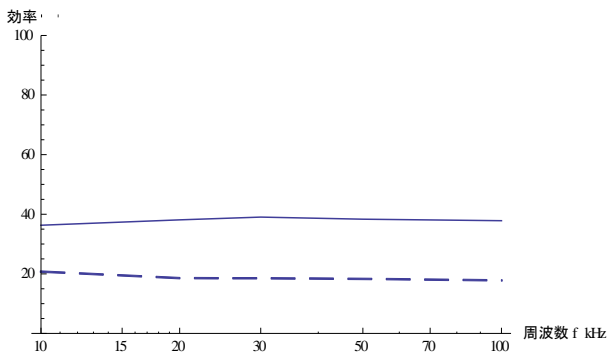
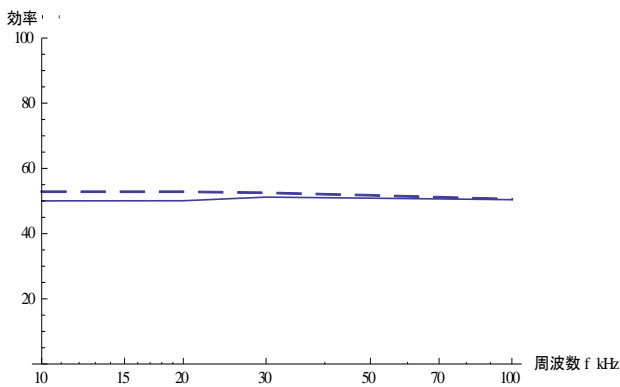


図 8. DC/DC コンバータの力率改善

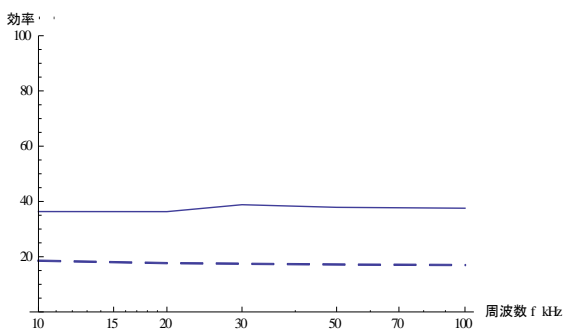
また、力率改善前の効率を実線、力率改善後の効率を破線で示すと下の図 9 のようになる。



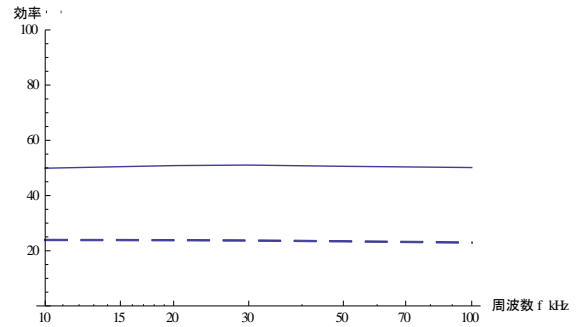
(a) 1:1 空心変圧器負荷 100Ω 時の効率比較



(b) 1:1 空心変圧器負荷 300Ω 時の効率比較

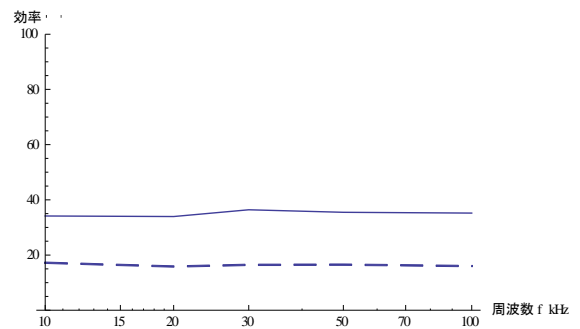


(c) 1:2 空心変圧器負荷 100Ω 時の効率比較



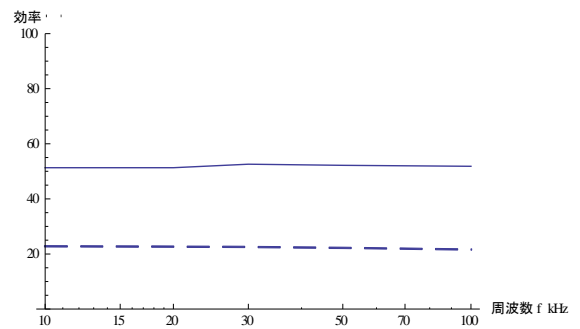
(d) 1:2 空心変圧器負荷 300Ω 時の効率比較

較



(e) 1:3 空心変圧器負荷 100Ω 時の効率比較

較



(f) 1:3 空心変圧器負荷 300Ω 時の効率比較

較

図 9. 力率改善前と改善後の比較
力率改善前：実線、力率改善後：破線

図 9 から力率改善後は効率が低下したことがわかる。

5 まとめ

空心変圧器の結合係数、変圧比及び効率は、ほぼ理論値と実験値は周波数に対して誤差は大きいと類似した傾向をもつことが判明した。

空心変圧器をフライバック型の DC/DC コンバータに実装し、二次側にコンデンサ並列に装着

し、力率の改善を試みた。結果的には過去に達成された 72%を超えることは出来なかった[1, 2]。

6 参考文献

- [1] 小川達成、高周波空心トランスを用いた DC/DC コンバータの試作、法政大学大学院工学研究科電気工学専攻修士論文、1992 年 3 月
- [2] 岡山努著、スイッチングコンバータ回路入門、日刊工業新聞社、2010 年 11 月 17 日 初版 3 刷発行

電気自動車用ハイブリッド電源の提案

09X2053 倉石 剛志 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

電気自動車の構造的な問題点として電源、すなわち、バッテリーの問題がある。仮にバッテリー問題が解決出来ていれば、電気自動車のみならず列車や航空機もすべて電気化されているであろう。化石燃料に代わる形で電気エネルギーが蓄積できれば電気機器の高効率・高制御性・低環境負荷から殆どどの輸送機器は電気化したであろうことは否定できない。全ては電気エネルギーの蓄積技術に帰結する。

本研究は、このような現状に鑑み従来のバッテリーハンドリング技術と直接電界エネルギーとして電気エネルギーを貯えるコンデンサを併用するハイブリッド電源を提唱する。電気二重層コンデンサは従来型電池で最もエネルギー密度(単位体積当たりのエネルギー)が高いリチウム電池に比較して一桁大きなエネルギー密度を有する。しかし、電気二重層コンデンサは巨大なエネルギー密度を有する反面未だ電源としてハンドリング技術が未開拓である。

このため、本論文は、ほぼ完成の域に達しているバッテリーハンドリング技術と電気二重層コンデンサの巨大なエネルギー密度を結合し、一挙に電気自動車関連のバッテリー問題を解決せんとするハイブリッド電源を提唱する。

1 緒言

地球温暖化に起因して、エネルギーを化石燃料の燃焼と言う化学反応から電気エネルギーへ移行が強力に進められている。これは、燃焼と言う化学反応は巨大なエネルギーを生ずる反面必ず一酸化炭素や二酸化炭素などの酸素化合物を大気中へ放出し、この酸素化合物が地球の温暖化を加速していること。エネルギーは多様な形態を取るが最もその伝送・変換技術などが確立しているのが電気エネルギーであることに拠る。

脱炭素社会志向は全人類の志向であり、多くのエネルギー生産・消費機器メーカーも同調せざるを得ない状況にある。特に自動車においては化石燃料を大量に消費していることから、その対策は急務であり、自動車メーカー各社「エコカー」と呼ばれる CO₂ 排出量の少ない次世代の自動車の開発が進められている。

その選択肢として「ハイブリッドカー(HV)」、「水素自動車(FCV)」、「燃料電池電気自動車(FCX,FCHV)」、「電気自動車(EV)」が挙げられる。しかし、その各々は一長一短で、どれも決め手に欠く状況にある。

「ハイブリッドカー(HV)」は実用性に富み汎用的であるが、多くは化石燃料に依存していることから、その代替エネルギーの発見が必要条件であり、根本的解決策とは言えない。

「水素自動車(FCV)、燃料電池電気自動車(FCX,FCHV)」では「電気自動車(EV)」に比べてエネルギー密度も高く、長距離走行、燃料の短時間供給が可能である一方、爆発の危険性が高く、強靱な燃料容器の開発が必須である。さらに、燃料となる水素を生成するにも、電気を必要とし、そ

の発電に化石燃料を用いた場合、CO₂ 削減の観点から考えると根本的解決策とは言えない。

「電気自動車(EV)」においてはエネルギー効率に優れ、エネルギー源から出力までの総合効率は「水素自動車(FCV)、燃料電池電気自動車(FCX,FCHV)」を上回り CO₂ 排出量は最小限に抑制される。

しかし、「電気自動車(EV)」の構造的な問題点はエネルギー源であるバッテリーの貧弱さに全てが帰結する。すなわち、走行距離、充電時間の改善が求められており、「ガソリン車」では一回の給油での走行距離は 600km、給油にかかる時間はおおよそ 3 分であるのに対し、「電気自動車(EV)」の走行距離は 220km、給電には最短でも 30 分の時間を要する。

以上の状況を鑑みれば、「ハイブリッドカー(HV)」、「水素自動車(FCV)、燃料電池電気自動車(FCX,FCHV)」における課題は“万が一”の可能性に依存し、その革新は果て無きものである。唯一可能性が期待できるのは、電気自動車(EV)の電源問題の解決が実現性、将来性の観点から「電気自動車(EV)」から期待できる[1]。

本論文では、電気自動車(EV)の電源問題解決は極めて緊急かつ実用化が急がれる課題であることを勘案し、既にハイブリッドカー(HV)で熟成された電池のハンドリング技術と電池の構造的な問題点である充電時間問題を解決する電気二重層コンデンサの結合に基づくハイブリッド電源の開発を提唱し、その実用性に関する基礎的な研究を述べる[2]。結果として、早急な解決が期待されている電気自動車(EV)の走行距離、充電時間問題解決を試みる。

具体的には、電池よりも充放電特性に優れるコ

ンデンサの電界エネルギーを利用する。コンデンサは充放電特性に優れる一方、電圧の制御が電池に比べ難しいことから、従来の電気自動車で培われた電池のハンドリング技術も利用する。電池に対する充電時間の短縮、また走行距離の延長に関しては新たな電池の発明に依存し早急な解決は期待できない。このため、本研究では、電池駆動型電気自動車技術と電池よりも遥かに優れた充放電特性を有するコンデンサを電池と併用する電気自動車用ハイブリッド電源を提唱し、コンデンサへ電界エネルギーの注入、およびコンデンサの電界エネルギーによる電池の充電、さらに電池による電動機の駆動を行う回路の設計を試みた。

2 ハイブリッド型電源

ハイブリッド型電源とは、電池とコンデンサの2種類を併用する電源である。従来、電源は1種類の電源を用いるものが一般的であるが、今回の回路では電池とコンデンサの2種類の電源を用いることで充電時間の短縮、更には航続距離の増大を目標としている。

現在、電気自動車(EV)の電源には(リチウムイオン)電池が用いられており、充電時間の長さ、航続距離の短さが課題となっている。そこで、充放電特性に優れるコンデンサを用いることによって、充電時間を短縮し、さらに、航続距離の増大を図った。

2.1 基礎的な電源回路

電源回路の基礎動作モードは、コンデンサに外部電源から電界エネルギーの注入、コンデンサの電界エネルギーによる電池の充電、最後に電池による電動機の駆動からなる。図1が実験回路のプロトタイプである。

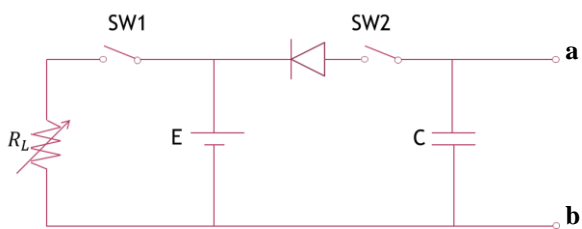


図1 実験回路

E : 充電電池、C : コンデンサ、RL : モーター

最初に、図2に示す様に図1の端子 a,b からコンデンサに電界エネルギーを注入する。これは電気スタンドからの充電であり数分で充電される。通常の自動車ではガソリンスタンドでの給油に相当する。

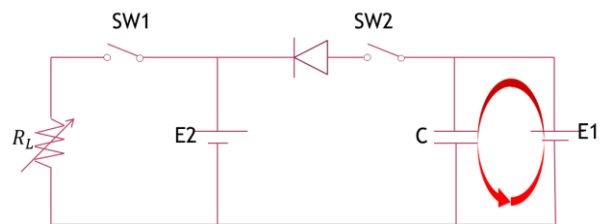


図2 外部電源からコンデンサへ充電モード

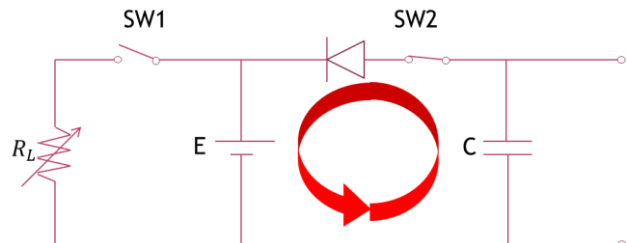


図3 コンデンサから電池への充電

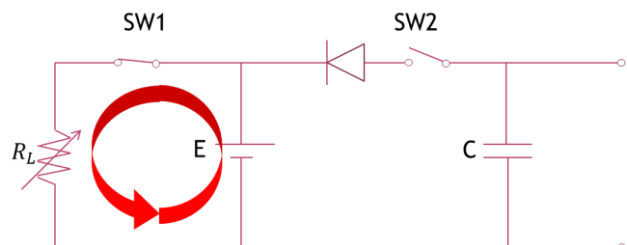


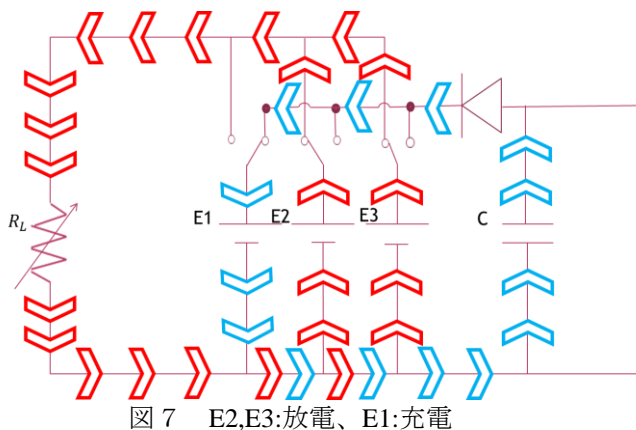
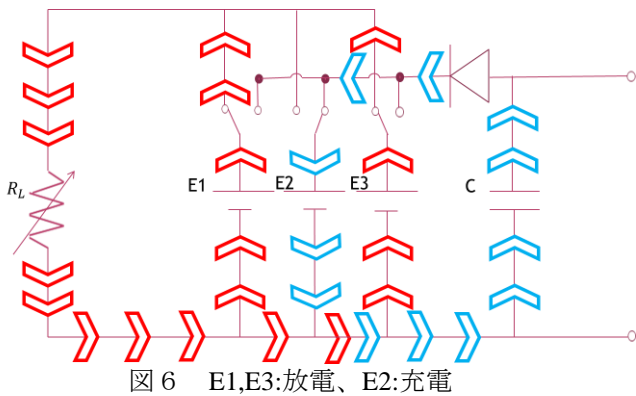
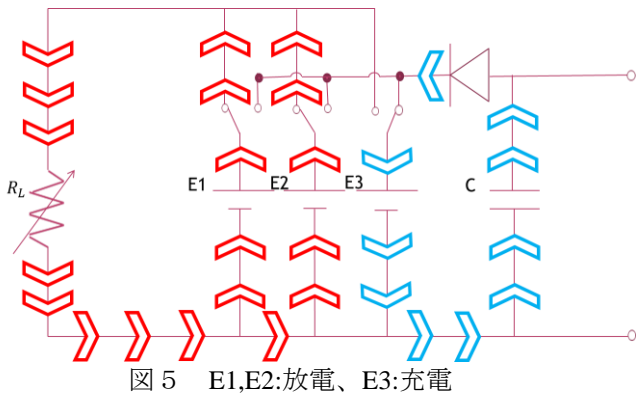
図4 電池からモーターへの出力

続いて図3に示すコンデンサから電池への充電モードである。このモードは走行中、すなわち、図4に示す電動機駆動中であっても、複数のバッテリーを電的に電動機から切り離して行われる。このため、見かけ上、数分で充電可能な電池と見える。しかし、実際は、コンデンサの充電容量はバッテリーのそれよりも一桁大きいから、一桁大きい容量のバッテリーが搭載されている様にも見做され、充電時間と航続距離の増大問題が一挙に解決される。

2.2 動作モード

図1の原理回路から、3個の電池を用いて、電動機の駆動と電池の充電を同時に行う回路を考える。これは、電動機を駆動させながら電池に充電することを可能とし、コンデンサの充電は電池よりも圧倒的に短時間で充電できるため、電池の充電時間の課題が解決されることを意味する。

3個のバッテリー(E1,E2,E3)の中で2個(E1,E2)が電動機の駆動に使われ、1個(E3)がコンデンサからバッテリーへ充電する制御モードを図5に示す。すなわち、図5、6、7はバッテリーE1,E2,E3が交互にコンデンサから充電される制御回路の動作を示している。図5-7で、赤の矢印は放電、青の矢印は充電を表す。



3 実験

3.1 実験の概要

Pspice を用いて電界エネルギーの注入と電界エネルギーによる電池の充電、さらに電池による駆動回路を設計し、設計できた回路を実装し、ハイブリッド電源による電気自動車の実用性を検討する。試作に用いるコンデンサは小型で大容量の電気二重層キャパシタであり、電池は単三の充電電池である。

また、コンデンサに電界エネルギーを注入する際は直流安定化電源を用いて充電し、コンデンサから電池へ充電する。

さらに、コンデンサから電池へ充電する際の最も効率的な充電方法も検討する。

3.2 主要実験機材

図8に示す充電バッテリー(3本)、電気二重層コンデンサ(150[F]×10個)、直流安定化電源、抵抗(1Ω)、直流電動機を実験機材として用いた。



図8 主要実験機材

3.3 基礎制御回路の設計

Pspice を用いて設計したコンデンサの電界エネルギーによるバッテリーの充電、さらにバッテリーによる駆動回路のプロトタイプを図9に示す。

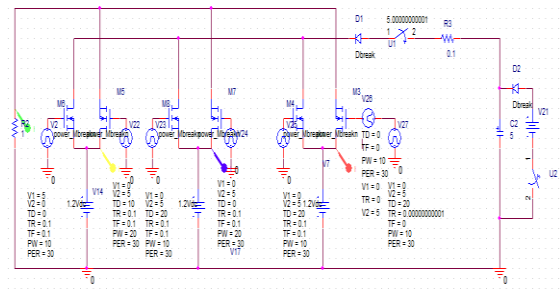
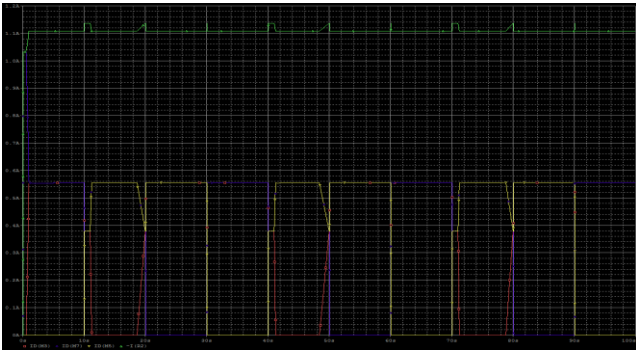


図9 基礎制御回路

本研究では走行中にコンデンサからバッテリーへ充電するため、バッテリーを3グループへ分け、それぞれスイッチングによって充電、放電を切り替える。3グループのバッテリーの中で、2グループを放電、1グループを充電状態とする。この動作を実現するため、図1中のバッテリーを左からV1、V2、V3とすると、「V1を充電する時はV2,V3は放電、V2を充電する時はV1,V3は放電、V3を充電する時はV1,V2は放電」となるように設定する。この時の電流波形を図10に示す。



黄：V1 青：V2 赤：V3 緑：駆動部
図 1.0 電流波形

図 1.0 からわかるように常時 2 グループの電池から電動機が駆動されており、駆動部の電流波形(緑線)から電流の値はほぼ一定に保たれていることがわかる。駆動部の電流波形(緑線)の乱れはスイッチングで切り替える際の立ち上がり時間や立ち下り時間に依存する。

3.4 コンデンサと電池の容量

一般に電池は電流の継続時間で容量を表すため、**mAh** の単位で表される。他方、コンデンサ **C** は電荷と電圧の比例定数に相当するキャパシタンスの単位 **Farad** で定格が表される。これは、バッテリーとコンデンサはそれぞれ電気回路素子として役割が本質的に異なるためである。

既存のバッテリー容量からバッテリー充電に必要とするコンデンサ容量を求める。

電池 1 個の容量は 1900mAh であり、電圧 $V \times$ 電流 $A \times$ 時間 s はエネルギージュール(J)であるから、電圧を $V=2.5V$ とすると電池 1 個のエネルギーは $2.5 \times 1900 \times 10^{-3} \times 3600 = 17,100J$ となる。

次にコンデンサの容量を求める。コンデンサのエネルギーと容量の関係式は、

$$E = \frac{1}{2} CV^2 \quad (1)$$

であるから、バッテリー1 個分に相当するエネルギーを保持可能なコンデンサ容量は

$$C = 2 \frac{E}{V^2} \quad (2)$$

となる。

仮にコンデンサの電圧が $V=2.5V$ とすれば、バッテリー1 個分のコンデンサ容量は 5472F となる。この換算の問題点は、バッテリーは電圧が固定で電流の継続時間でエネルギー容量を規定している。これはバッテリーの動作原理が化学反応に基づくため電圧が一方向的に決まり、電流は一定の範囲で加減が可能である。他方、電界エネルギーを直接電荷として貯えるコンデンサはその端子電圧で自

由に蓄積エネルギーが可変であり、電流も極めて大きな電流まで許容される。ここでは、バッテリーの端子電圧を前提として計算した所望なコンデンサ容量である点に注意を要する。

3.5 コンデンサの充電時間

直流安定化電源からコンデンサに電界エネルギーを注入する際、コンデンサを並列に 10 個並べ電流を流す。このとき、安全のため回路中には抵抗(1 Ω)を挿入した。電源の電圧を調節し、電圧と電荷が充電されるまでの時間を比較したものを表 1 に示す。

表 1 電源からコンデンサへの充電

10 個のコンデンサ	時間[min]
2.5[V]	120
3.5[V]	40

表 1 より、電源の電圧は高い方が電界エネルギーの注入における時間が短縮されることが分かった。この実験では電源の電流容量が小さいため、充電時間が比較的大きい、十分な電流容量を有する大容量電源を用いれば事実上一瞬でコンデンサの充電が完了する点に注意を要する。

3.6 コンデンサからバッテリーへの充電

コンデンサから電池へ充電する際、10 個のコンデンサの接続方法を検討する。接続方法としては、10 個のコンデンサを直列に接続する方法、5 個のコンデンサを直列に接続し、それらを並列に接続する方法、2 個のコンデンサを直列に接続し、それらを並列に接続する方法、10 個のコンデンサを並列に接続する方法が考えられる。

各々の方法でバッテリーに充電し、充電されたバッテリーで電動機を駆動し、電動機の動作時間を計測する。バッテリーの充電完了は充電電流がゼロになった時点とした。表 2 は実験結果をまとめている。

表 2 コンデンサからバッテリーへの充電

	充電時間[min]	駆動時間[min]
2 個直列× 5	30	20
10 個並列	100	35

(C=150F、端子電圧 $V=2.5V$ 、バッテリー1900mAh)

表 2 より、並列に繋いだ方が充電時間は多く要するが、駆動時間も比例して長くなることがわかる。また、10 個直列、5 個直列× 2 では過電流になったためデータ無しとした。

つぎに充電時間短縮のため、昇圧型の充電を検討する。コンデンサからバッテリーに充電する場合、コンデンサの電圧とバッテリーの電圧が等し

線形化 Chua 型磁化特性モデルと複素透磁率について

09X2099 根守 英明 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

強磁性体の中で鉄は、電気機器のみならず自動車、列車、船などのような様々な製品に広汎に使用されている。製品の機械的信頼性を維持するために、鉄の非破壊検査は特に信頼性の高い強度が必要な高速鉄道、自動車、船舶、電気機器、機械的動力伝達機構に対して極めて重要な技術である。

強磁性体は磁区構造を持ち、結晶に物理的エネルギーが加わることで磁区構造、磁化特性が変化する。鉄の非破壊検査において、対象の磁化特性を測定することは極めて有効である。本論文では、磁性材料の磁化特性の計算に、磁性材料の磁化特性を説明するための常套手段である磁区理論に基づいて定量的な磁化特性を表す新 Chua 型磁化特性モデルを導入する。新 Chua 型磁化特性モデルにおいて特に高周波で線形動作を前提とする線形化 Chua 型磁化特性モデルから導かれる複素透磁率の周波数特性について吟味し、従来の磁気余効から導かれる複素透磁率の周波数特性と比較する。さらに、磁性材料の磁化特性を計算する方法として複素透磁率の周波数特性と損失の計算手法を報告する。

1 序論

鉄に代表される強磁性体は、多くの人工プロダクト、すなわち、建造物や製造物中に必須とされる機械的強度を支えるメインフレームの材料として広汎に使われている。機械的構造はその本質的な役割のため、常に機械的応力が加わり、残留応力も存在する。機械的強度維持のため、機械的応力や残留応力に対する非破壊検査技術は安全性確保のために極めて重要であり、予め残留応力などが非破壊的に探査可能となれば、大部分の人工的プロダクトに於ける機械的安全性や耐久性が計数化可能となり、プロダクトの安全性が確保できる。

強磁性体は磁区構造を持ち、結晶に物理的エネルギーが加わることで磁区構造、磁化特性が変化する。したがって、鉄の非破壊検査において、対象の磁化特性を測定することは極めて有効である。

本論文では、磁性材料の磁化特性を把握する手法として新 Chua 型磁化特性モデルを採用する。早野・斎藤らの提唱する新 Chua 型磁化特性モデル（以下、Chua 型磁化特性モデルと略記）は、等方性磁性材料の場合、良好な動的磁化特性を再現可能とし、磁性材料の磁化特性を考慮した解析を可能とした[1]。

本論文は Chua 型磁化特性モデルのパラメータを一定値とした線形化 Chua 型磁化特性モデルから導かれる複素透磁率の周波数特性について吟味する。従来の磁気余効から導かれる複素透磁率の周波数特性と比較し妥当性を検証する。

2 Chua 型磁化特性モデルの構成方程式

2.1 Chua 型磁化特性モデルの構成方程式

Chua 型磁化特性モデルは、磁化特性で、静的な磁区状態を表す構成方程式式(1)と動的な磁区状態を表す構成方程式式(2)の和で表される。

$$H_{static} = \frac{1}{\mu} B \quad (1)$$

$$H_{dynamic} = \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) \quad (2)$$

すなわち、静的な磁区状態と動的な磁区状態の両方を包括した Chua 型磁化特性モデルの構成方程式は式(3)で表される。

$$H = H_{static} + H_{dynamic}$$

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) \quad (3)$$

以下、Chua 型磁化特性モデルにおける透磁率 μ 、可逆透磁率 μ_r 、ヒステリシス係数 s について述べる。

2.2 透磁率 μ

磁化特性モデルを構成するパラメータは、パラメータそのものが過去の磁気履歴を包含するものは採用できない。理由は、磁化

特性モデルそのものが磁気履歴によって異なるためである。磁気飽和特性を表す磁化曲線は、磁気飽和特性を表す磁化曲線は初期磁化曲線、ヒステリシスループの頂点をトレースして得られる正規磁化曲線、B-H 平面の各点で交流消磁をして得られる理想磁化曲線がある。これらの磁気飽和特性を表す磁化曲線で、過去の磁気履歴に依存しない曲線は、B-H 平面の各点で過去の履歴を交流消磁して得られる理想磁化曲線のみである。よって Chua 型磁化特性モデルの透磁率パラメータは理想磁化曲線を採用する。また、透磁率 μ は静的な磁区状態を表すパラメータであり、(4)式によって定義される。

$$\mu = \frac{B}{H_s}$$

Bozorth は図 1 に示すように、飽和値にいたる周期的磁化状態の B-H ループにおいて、同一磁束密度における上昇曲線と下降曲線それぞれの磁界の平均値をトレースした曲線が極めて良く理想磁化曲線と一致することを指摘している [2, p. 8]。図 1 で同一磁束密度における上昇・下降曲線は式 (5)、(6) で表される。

$$H_a = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH_a}{dt} \right)$$

$$-H_b = \frac{1}{\mu} B - \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH_b}{dt} \right)$$

式 (5) と (6) の平均をとると

$$\frac{1}{2} \left\{ (H_a - H_b) + \mu_r \left(\frac{dH_a}{dt} - \frac{dH_b}{dt} \right) \right\} = \frac{1}{\mu} B$$

の関係が得られる。従って、

$$\frac{dH_a}{dt} \cong \frac{dH_b}{dt} \tag{8}$$

の条件が成り立つとき、すなわち測定時の磁界の時間変化（電流波形）の変化率が対称であれば、

$$\frac{H_a - H_b}{2} = \frac{1}{\mu} B \tag{9}$$

となり、式 (4)、(9) より理想磁化曲線から Chua 型モデルにおける透磁率が近似的に求まる。

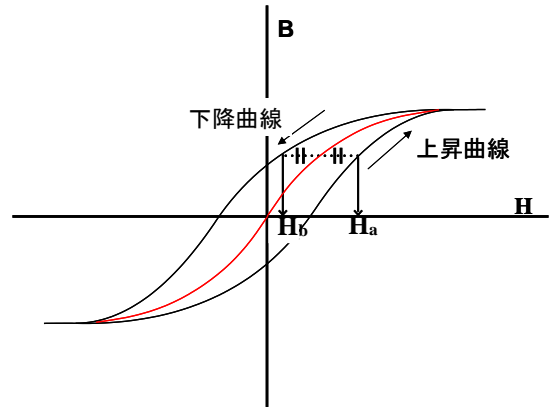


図 1 理想磁化曲線

(4) 2.3 増分透磁率 μ_Δ と可逆透磁率 μ_r

増分透磁率 μ_Δ は磁界 ΔH の振幅によって異なる値を持ち、一般に ΔH が小さくなるほど μ_Δ も小さくなる傾向がある。また、上昇曲線上における増分透磁率と下降曲線上における増分透磁率は異なる値を持つ。したがって、増分透磁率は単純に磁界 H もしくは磁束密度 B の一価関数として表現できない。同様に、可逆透磁率 μ_r も単純に H もしくは B の一価関数として表すことは困難である。

(5) Gans によって、可逆透磁率 μ_r はバイアス（直流）磁束密度 B の一価関数として表されると報告されている [2, p. 543]。これを Gans の法則という。しかし、Bozorth は Gans の法則に従わない材料を指摘している [2, p. 543]。可逆透磁率 μ_r はマイナーループを極限に小さくすることで得られるが、理想磁化曲線を求める場合の交流磁界を減少する過程でも得ることができる。この理想磁化曲線の測定に伴って得られた可逆透磁率は、磁束密度 B または磁界 H の単純な一価関数として表すことができる。なぜなら、理想磁化曲線は、交流磁界で過去の履歴を打ち消して得られる各磁区状態における磁界と磁束密度の関係を表す特性であるからである。また、B=0 における可逆透磁率 μ_r は初透磁率 μ_i と等しい。以上のことから、Gans の法則は、理想磁化曲線の測定時にもなって得られる逆透磁率 μ_r に対して厳密に成り立つため、可逆透磁率は磁束密度 B の一価関数として表現される。

(6) Gans の法則は、理想磁化曲線の測定時にもなって得られる逆透磁率 μ_r に対して厳密に成り立つため、可逆透磁率は磁束密度 B の一価関数として表現される。

(7) Chua 型磁化特性モデルのパラメータ可逆透磁率もまた透磁率と同様に、過去の磁気履歴に影響されるようでは磁化特性モデルのパラメータとして採用できない。理想磁化曲線の磁束密度 B と磁界 H の関係は (5) 式で表された。磁界 H と磁束密度 B それぞれ

の微小変化を ΔH と ΔB とする場合、両者の関係を結合するパラメータとして増分透磁率 μ_{Δ} が一般に知られている。この増分透磁率の中で過去の磁気履歴に影響されず一意的に測定可能なのは、理想磁化曲線測定時に得られる増分透磁率であると述べた。増分透磁率の各パラメータ ΔH と ΔB の極値をとると増分透磁率は微分透磁率となるため、

$$\begin{aligned}\mu_r &= \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta B}{\Delta H} \\ &= \frac{dB}{dH} = \frac{dB/dt}{dH/dt}\end{aligned}\quad (10)$$

が成り立つ。従って、この場合の増分透磁率は μ_r となり、

$$\mu_r \frac{dH}{dt} = \frac{dB}{dt}\quad (11)$$

が成り立つ。上昇曲線と下降曲線の傾 dB/dH の同一磁束密度における平均値を可逆透磁率 μ_r の近似値とする。

2.4 ヒステリシス係数 s

式(3)の Chua 型磁化特性モデルの構成方程式で、透磁率 μ や可逆透磁率 μ_r さらにヒステリシス係数 s はそれぞれ一定値ではなく、 μ と μ_r は理想磁化曲線測定時のバイアス磁束密度の一価関数で表現される。このことは、 s は磁束密度の時間変化 dB/dt 、磁界の時間変化 dH/dt 、さらに磁束密度 B の一価関数で与えられることを意味する。ここで、式(4)において、磁束密度 $B=0$ のときヒステリシス係数 s は、

$$s = \frac{1}{H} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right)\quad (12)$$

と表される。ここで、 $B=0$ のとき磁界 H は保磁力 H_c となるため $H=H_c$ よりヒステリシス係数 s は、

$$s = \frac{1}{H_c} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right)\quad (13)$$

となる。よって、励磁電圧を変化させ、磁束密度 $B=0$ 時のサーチコイルの電圧 dB/dt と dH/dt を求めることによりヒステリシス係数が求まる。また、可逆透磁率 μ_r は $B=0$ 時に最大値をとる。

3 線形化 Chua 型磁化特性モデルと複素透磁率

3.1 線形化 Chua 型磁化特性モデル

高周波動作領域では、磁性材料を時間 t に対して正弦波状に変化する磁界 H で励磁したとき磁束密度 B も正弦波状に変化し線形な動作となり、磁気飽和が無視することができる。このような線形動作を前提とした場合、Chua 型磁化特性モデルのパラメータ μ 、 μ_r 、 s は一定値となる[3]。

磁界 H と磁束密度 B がともに時間 t に対して正弦波状に変化することから、複素記号法 $d/dt \rightarrow j\omega$ を式(3)に適用し変形すると線形 Chua 型磁化特性モデルは式(14)で表される。

$$(1 + j\omega \frac{\mu_r}{s}) \hat{H} = (\frac{1}{\mu} + j\omega \frac{1}{s}) \hat{B}\quad (14)$$

ここで、 $\hat{}$ はフェーザを表す。(14)式から複素透磁率 $\mu(\omega)$ は、

$$\begin{aligned}\hat{\mu}(\omega) &= \frac{\hat{B}}{\hat{H}} \\ &= \mu \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} - j \frac{\omega(\mu - \mu_r)s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\}\end{aligned}\quad (15)$$

と表すことができ、偏微分方程式などへの導入が容易となる。また、 $\tau_c = \mu/s$ として式(15)を変形すると、

$$\hat{\mu}(\omega) = \frac{\mu + \mu_r(\omega \tau_c)^2}{1 + (\omega \tau_c)^2} - j \frac{\omega \tau_c (\mu - \mu_r)}{1 + (\omega \tau_c)^2}\quad (16)$$

となる。

3.2 磁気余効から導かれる磁化特性モデル

磁性材料の磁化特性を表現するモデルとして、従来から複素透磁率の概念が導入されている。ここでは磁気余効現象から磁化特性モデルを導く。そして、このモデルから複素透磁率を導出し、Chua 型モデルから得られた複素透磁率と比較する。

磁気余効が緩和時間を τ として指数関数状の変化で表されるとすれば、磁化ベクトル M は

$$M = \chi_m H (1 - \varepsilon^{-t/\tau})\quad (17)$$

で表される。ここで、 χ_m は磁化率である。式(17)を時間 t で微分すると、

$$\begin{aligned}\frac{dM}{dt} &= \frac{1}{\tau} \chi_m H \varepsilon^{-t/\tau} \\ &= \frac{1}{\tau} (\chi_m H - M)\end{aligned}\quad (18)$$

の関係が得られる。磁束密度 B 、磁界 H およ

び磁化ベクトル M の関係は、 μ_0 を真空中の透磁率として、

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (19)$$

であるから、式(17)、式(18)より、

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{\tau}{\mu} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_0 \frac{dH}{dt} \right) \quad (20)$$

の磁化特性モデルが得られる。ただし、透磁率 μ は

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (21)$$

で与えられる。式(20)を式(3)と比較すると可逆透磁率 μ_r が真空中の透磁率 μ_0 に、ヒステリシス係数 s が μ / τ にそれぞれ対応することがわかる。(20)式で線形モデルを仮定して、 $d/dt = j\omega$ とすることにより、

$$(1 + j\omega \frac{\mu_0 \tau}{s}) \hat{H} = \frac{1}{\mu} (1 + j\omega \tau) \hat{B} \quad (22)$$

の関係が得られる。(22)式から、(20)式より導かれる複素透磁率 $\hat{\mu}_a(\omega)$ は

$$\hat{\mu}_a(\omega) = \frac{\mu + \mu_0 (\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} - j \frac{\omega \tau (\mu - \mu_0)}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (23)$$

となり、従来の透磁率となる[4]。(23)式の右辺の第1、2項をそれぞれ(16)式と比較すると、 μ_r と μ_0 、 τ_c と τ がそれぞれ対応していることがわかる。

3.3 複素透磁率の周波数特性

3.3.1 実数部の周波数特性

複素透磁率は周波数によって変化する。ここで実数部について、線形化 Chua 型構成方程式による複素透磁率の式(16)の右辺第1項の極値をとると、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\mu + \mu_r (\omega \tau_c)^2}{1 + (\omega \tau_c)^2} = \mu \quad (24a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\mu + \mu_r (\omega \tau_c)^2}{1 + (\omega \tau_c)^2} = \mu_r \quad (24b)$$

となる。磁気余効からの複素透磁率(22)式も同様に、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\mu + \mu_0 (\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} = \mu \quad (25a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\mu + \mu_0 (\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} = \mu_0 \quad (25b)$$

となる。式(24a)、(25a)より低周波領域ではいずれの複素透磁率の実数部も、透磁率

μ によって支配されることがわかる。一方、式(24b)、(25b)より高周波領域では Chua 型モデルでは可逆透磁率 μ_r 、磁気余効によるモデルで真空中の透磁率 μ_0 により支配されることがわかる。実際は $\omega \rightarrow \infty$ とすると表皮効果表皮効果により磁束が磁性体内部まで浸透しないため、可逆透磁率 μ_r は真空中の透磁率と等しくなり、両者とも μ_0 によって支配されることとなる。

3.3.2 虚数部の周波数特性

次に、損失に直接関係する複素透磁率の虚数部の周波数特性について調べる。虚数部について、線形化 Chua 型構成方程式による複素透磁率式(16)の右辺第2項の極値をとると、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\omega \tau_c (\mu - \mu_r)}{1 + (\omega \tau_c)^2} = 0 \quad (26a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\omega \tau_c (\mu - \mu_r)}{1 + (\omega \tau_c)^2} = 0 \quad (26b)$$

となる。磁気余効からの複素透磁率式(22)も同様に、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\omega \tau (\mu - \mu_0)}{1 + (\omega \tau)^2} = 0 \quad (27a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\omega \tau (\mu - \mu_0)}{1 + (\omega \tau)^2} = 0 \quad (27b)$$

となり、両者共同周波数特性となり低周波領域および高周波領域で共に支配的でない。さらに線形化 Chua 型構成方程式による複素透磁率式(16)の虚数部を変形すると

$$\begin{aligned} \mu_l(\omega) &= \frac{\tau_c (\mu - \mu_r)}{\omega \tau_c^2 + \frac{1}{\omega}} \\ &= \frac{\tau_c (\mu - \mu_r)}{\left(\sqrt{\omega \tau_c^2 - \frac{1}{\omega}} \right)^2 + 2\tau_c} \end{aligned} \quad (28)$$

となるから

$$\omega_l = \frac{1}{\tau_c} = \frac{s}{\mu} \quad (29)$$

で最大となり、その大きさは Chua 型モデルは $(\mu - \mu_r)/2$ 、磁気余効によるモデルでは $(\mu - \mu_0)/2$ となる。Chua 型による複素透磁率の虚数部の最大値は $\mu_r > \mu_0$ であるから、磁気余効によるモデルから得られる値より小さくなる。

3.3.3 損失

式(16)より損失角 $\tan \delta$ は次式により定義される。

$$\tan \delta = \frac{\mu_l(\omega)}{\mu_R(\omega)} = \frac{(\mu - \mu_r)\omega\tau_c}{\mu + \mu_r\omega^2\tau_c^2} \quad (30)$$

式(30)の損失角 $\tan \delta$ は、高周波領域 ($\omega \rightarrow \infty$)でも低周波領域 ($\omega \rightarrow 0$)でも零となり、

$$\begin{aligned} \tan \delta &= \frac{\mu - \mu_r}{\mu_r\omega\tau_c + \frac{\mu}{\omega\tau_c}} \\ &= \frac{\mu - \mu_r}{\left(\sqrt{\mu_r\omega\tau_c} + \sqrt{\frac{\mu}{\omega\tau_c}}\right)^2 + 2\sqrt{\mu\mu_r}} \end{aligned}$$

と変形できるから、 $\tan \delta$ が最大となる周波数 ω_m は、

$$\omega_m = \frac{1}{\tau_c} = \sqrt{\frac{\mu}{\mu_r}} = \frac{s}{\sqrt{\mu\mu_r}}$$

で表され、その値は

$$\tan \delta_{MAX} = \frac{\mu - \mu_r}{2\sqrt{\mu\mu_r}}$$

となる。式(32)は、最大損失角を与える周波数 ω_m はヒステリシス係数 s の大きさに比例することを意味し、式(33)は、最大損失角そのものはヒステリシス係数 s に無関係に透磁率 μ と可逆透磁率 μ_r の大きさによって決定されることを示している。この関係は誘導電動機の比例推移の定理と類似したものであり、ヒステリシス係数 s は二次抵抗、電源角周波数 ω は回転数、最大損失角は最大トルクに対応する。また、磁気余効モデルから導かれる式(32)、式(33)の関係は μ_r を μ_0 としたものとなり、大きさは異なるが同じ性質となる。

式(30)を式(32)を用いて変形すると、

$$\tan \delta = \frac{\omega_r}{\omega^2 + \omega_m^2} \frac{\mu - \mu_r}{\tau_c \mu_r} \quad (34)$$

となるから、 $\omega < \omega_m$ のとき

$$\tan \delta = \frac{\omega}{\omega_m^2} \cdot \frac{\mu - \mu_r}{\tau_c \mu_r} \quad (35a)$$

$\omega = \omega_m$ のとき

$$\tan \delta = \frac{\mu - \mu_r}{2\sqrt{\mu\mu_r}} \quad (35b)$$

$\omega > \omega_m$ のとき

$$\tan \delta = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\mu - \mu_r}{\tau_c \mu_r} \quad (35c)$$

と近似できる。したがって $\tan \delta$ は式(35a)より、低周波領域では周波数に比例して増加し、式(35b)より $\omega = \omega_m$ で最大となり、式(35c)より、高周波領域では周波数に反比例して減少する。

式(15)から、磁束密度 B が与えられたときの電力を計算すると、

$$\hat{H} = \frac{B}{\mu} \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} - j \frac{\omega(\mu - \mu_r)s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} \quad (36)$$

(31)であるから損失となる電力は、

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \hat{H}(j\omega B)^* \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega^2 s(\mu - \mu_r)}{s^2 + (\omega \mu)^2} - j \omega \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} \frac{B^2}{\mu} \end{aligned} \quad (37)$$

の実数部である。ただし、上添字*は複素共役を示し、 B は磁束密度の最大値である。よって単位体積あたりの損失 P_o [W/m³] は次のように表される。

$$P_o = \frac{B^2}{2\mu} \cdot \frac{\omega^2 s(\mu - \mu_r)}{s^2 + (\omega \mu)^2} \quad (38)$$

(33) 式(38)は周波数が一定ならば、複素透磁率(楕円ヒステリシスループ)による損失は磁束密度の最大値の自乗に比例することを意味し、磁束密度の最大値を一定とするならば、角周波数 ω が s/μ_r より小さいとき周波数の約自乗に比例し、 ω が s/μ_r より大きいときほぼ一定値となる。すなわち、

$$P_o \Big|_{\omega=const} \propto B^2 \quad (39)$$

$$P_o \Big|_{\omega < s/\mu_r} \propto \omega^2 \quad (40)$$

$$\begin{aligned} P_o \Big|_{\omega > s/\mu_r} &\doteq \frac{s(\mu - \mu_r)}{2\mu\mu_r^2} B^2 \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\tau_c} \cdot \frac{\mu - \mu_r}{\mu_r^2} B^2 \end{aligned} \quad (41)$$

となる。従って、高周波における損失を減少させるには、 $\mu_r \doteq \mu$ とするか、 $\tau_c = \mu/s$ を大きくするかである。

4 線形化 Chua 型磁化特性モデルの周波数特性

過去の測定データにおけるパラメータ [5] を元に複素透磁率の実数部と虚数部、損失角 $\tan \delta$ 、損失の周波数特性を計算する。 μ は透磁率、 μ_r は可逆透磁率、 s はヒステ

リシス係数、B は磁束密度の最大値として各種パラメータを以下の様に設定する。

$$\mu = 1.270 \times 10^{-2} [H / m]$$

$$\mu_r = 3.104 \times 10^{-5} [H / m]$$

$$s = 54.3 [\Omega / m]$$

$$B = 0.2 [T]$$

図 2a、図 2b にそれぞれ(16)式から計算される複素透磁率の実数部と虚数部の周波数特性を、図 3 には式(30)によって計算される損失角 $\tan \delta$ の周波数特性を、図 4 には式(38)から計算される損失の周波数特性を示す。

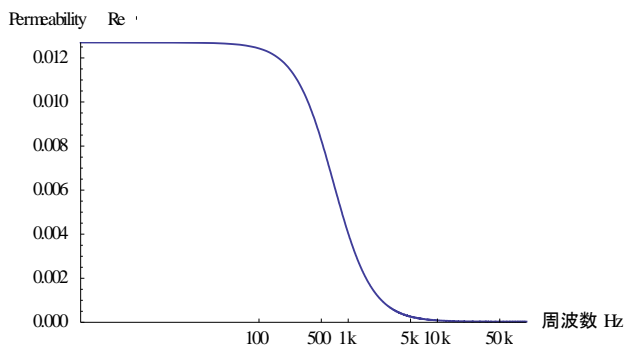


図 2a 複素透磁率実数部の周波数特性

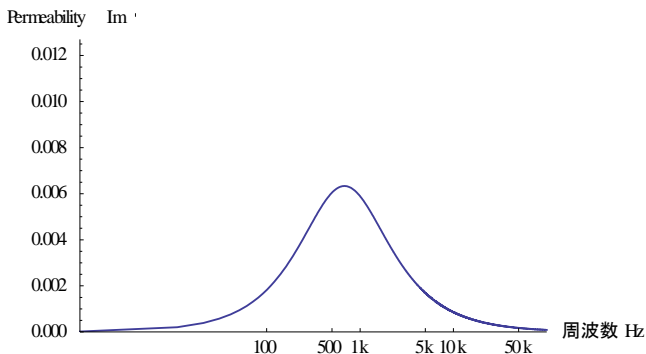


図 2b 複素透磁率虚数部の周波数特性

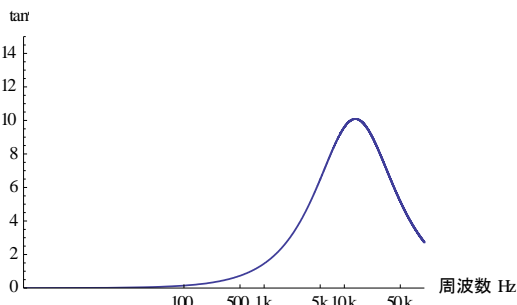


図 3 損失角 $\tan \delta$ の周波数特性

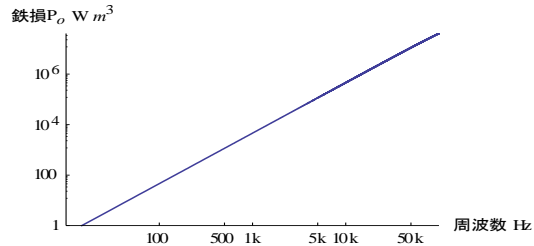


図 4 損失の周波数特性

図 2a より複素透磁率の実数部は低周波領域では透磁率 μ によって支配されることが読み取れる。一方、高周波領域では Chua 型モデルでは可逆透磁率 μ_r によって支配されており、式(24a)、(24b)の特性を表している。

図 2b より複素透磁率の虚数部は低周波領域、高周波領域で共に支配的でなく周波数 ω が s/μ で最大となっており、式(26a)、(26b)の特性を示している。

図 3 より損失角 $\tan \delta$ は低周波領域では周波数に比例して増加し、 $\omega = \omega_m$ で最大となり、高周波領域では周波数に反比例して減少しており、いずれも式(35a)、(35b)、(35c)の特性を表している。

図 4 では角周波数 ω が約自乗に比例している。これは磁束密度の最大値を一定として ω が s/μ_r より小さいときの特性と一致している。

5 結論

本論文では、Chua 型モデルから導かれる複素透磁率について、磁気余効から導かれる従来の複素透磁率と比較し、定性的な特性は本質的に同じであることを示した。さらに周波数特性の計算結果から線形化 Chua 型モデルの式の妥当性を明らかにした。

参考文献

- [1] 早野誠治, 宮崎淳, 並木勝, 齋藤兆古 “磁界計算のための磁性材料の構成式” マグネティクス研究会, SA-90-33, RM-90-45, Aug. 1990.
- [2] R.M.Bozorth, ”Ferromagnetism” (Van Nostrand, 1951)
- [3] S.Hayano, Y.Saito, and Y.Sakaki, “A magnetization model for computational magneto dynamics”, Journal of Applied Physics, Vol.29, No.28, pp.4614-4616, Apr., 1991.
- [4] 太田恵造「磁気工学の基礎Ⅱ—磁気の応用—」(共立出版、昭和 59 年 4 月)
- [5] 宮崎淳, 早野誠治, 齋藤兆古 “線形化 Chua 型磁化特性モデルと複素透磁率について” MAG90-89

共振結線型 ECT センサの感度向上に関する研究

-外付けコンデンサによる共振周波数制御-

09X2117 丸山 公希 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は、渦電流探傷法 (ECT) の中でも比較的高い感度が得られる共振結線型 ECT の駆動周波数低減および感度向上に関する研究である。センサコイルの共振周波数を駆動周波数として使う共振結線型 ECT は共振時の急峻なインピーダンス変化を利用するため高感度であるが、その共振周波数が数メガ Hz と比較的高い周波数であるため、検査対象に磁束が深く浸透しない欠点がある。換言すると深い欠損を探索する際、欠損の表面のみしか渦電流が誘起されないため感度に限界がある。最も簡単に確実な駆動周波数低減は ECT センサを構成するコイル間に外付けコンデンサを並列に接続してなされる。本論文は、この外付けコンデンサがセンサコイルの共振周波数を低減し、ECT センサの感度を左右する先鋭度 Q 値を向上させ、さらにリフトオフ (センサと検査対象間の距離) も向上させることを理論的・実験的に示す。

1 序論

現代の文明社会を支えるのは人類の叡智が創造した多くの文明の利器による。例えば、高速な移動手段を提供する高速鉄道、自動車、航空機、そして、電力生成・系統システム、照明システム、セキュリティシステムなど、いわゆる産業プロダクトから鉄橋、大型ビルや高速道路などの社会的インフラストラクチャまで広汎で多岐に渡る文明の利器が存在し、人類の文明生活を支えているのは自明であろう。

産業プロダクトから社会的インフラストラクチャにいたる文明の利器の多くは何らかの形で機械的構造を持ち、強度や形状維持のフレームが存在する。機械的構造の強度や形状を維持するフレームの多くは金属材料からなり、それぞれの産業プロダクトの機能を維持するため、機械的ストレスを受け続けている。産業プロダクトの中で、人間の大量輸送に関わる大型バス、高速列車、大型旅客機のみならず原子力発電所で代表される大規模エネルギー変換システムなどのプラントや社会的インフラストラクチャ設備では、機械的ストレスだけでなく熱応力、中性子による劣化などがある。当然であるが、これらの産業プロダクトではフレームの健全性が高度な信頼性、安全性を確保するために極めて重要な要素である。

金属の健全性を確保する手段として最も基幹的で重要な技術が金属材料に対する非破壊検査技術である。金属の非破壊検査法として、渦電流探傷法 (Eddy Current Testing, 以後、ECT と略記)、電気ポテンシャル法、超音波映像法および X 線断層撮影法のような様々な方法がある。この中で、金属の非破壊検査として、ECT による方法は、検査対象と直接接触の必要がなく、比較的簡単な装置で高速な検査が可能である [1-4]。このため、ECT は自動車の個々の部品検査から橋梁の劣化検査など

極めて多くの分野で広汎に使われている。これは、人類の創造する文明の利器の力学的強度維持は大部分が導電性を有する金属材料からなるためであり、特に ECT は選択的に非接触で金属部分のみ検査可能である点に拠る。

ECT の動作原理は比較的単純である。最も単純な構造の ECT は交番磁界を検査対象に照射することで被検査対象中に渦電流を発生させ、被検査対象中の欠損の有無による渦電流分布の相違を電源から見た入力インピーダンスの変化で感知する方法である。ここでは、この ECT 法をインピーダンス感知型と呼ぶ。インピーダンス感知型 ECT の特徴は励磁コイルがセンサも兼ねる点にあり、構造が簡単で安価である。

インピーダンス感知型 ECT 法の中でも有限長ソレノイド型コイルの結線を変更した共振結線型 ECT は非常に高感度である [5]。通常、有限長ソレノイド型コイルはコイル間にキャパシタンスが存在するため、交流電流を通電すると磁界のみならずコイル間に電界が発生し、通電電流を高周波化すると磁気エネルギーと電界エネルギーが拮抗し、いわゆるタンク回路の形成に繋がり共振現象を呈する。共振結線型 ECT は結線を変更することでコイル間電圧を制御しキャパシタンスの効果を最大化する。これにより共振時における入力インピーダンスは極めて大きくなり、共振時のインピーダンスの尖鋭度 Q も高くなるため、入力インピーダンスの変化は必然的に大きくなり、結果として従来のインピーダンス感知型 ECT よりも 200~400% 程度の探傷感度が得られる。

しかし共振結線型 ECT のセンサコイルが共振現象を呈するのは数メガ Hz と高周波領域であり、この周波数帯を駆動周波数に選定すると検査対象に誘起する渦電流の表皮深さが浅くなってしまふ。これを克服するためにセンサコイルの駆動周波数

低減が考えられる。

最も簡単で確実な駆動周波数低減は ECT センサを構成するコイル間に外付けコンデンサを並列に接続してなされる。本論文は、この外付けコンデンサがセンサコイルの共振周波数を低減し、ECT センサの感度を左右する先鋭度 Q 値を向上させ、さらにリフトオフ（センサと検査対象間の距離）も向上させることを理論的・実験的に示す。

2 ECT センサ

2.1 ECT の動作原理

図 1(a)に示す有限長ソレノイドコイルを ECT センサとする。このセンサに欠損のない検査対象の導体板を設置したものが図 1(b)である。このセンサのコイルに交流電流を通電するとファラデーの法則により交番磁界が発生し渦電流が導体板に喚起される。センサの入力インピーダンスを測定することで、導体板に欠損がない場合(図 1(b))と欠損がある場合(図 1(c))との違いを判断することができる[1-4]。これは、従来の単相変圧器において電源端子から見た二次側インピーダンスの変化を検知していることと同じ原理である。したがって、有限長ソレノイドコイルが導電性材料の欠陥を検知できることがわかる。これが ECT の基本的な動作原理である。

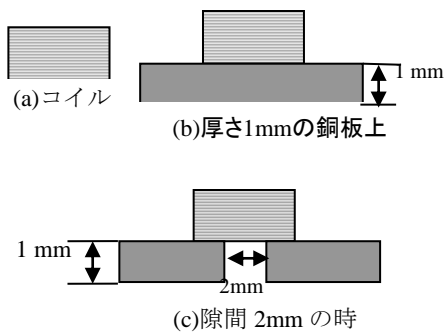


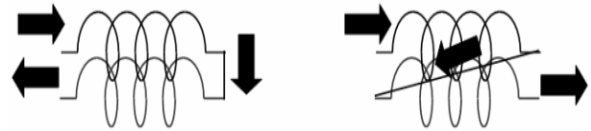
図 1 センサコイルと測定条件

2.2 共振結線型 ECT

共振結線型 ECT は従来の ECT と違い結線方法を変更する。図 2 に結線方法の相違を示す。共振結線は、導線間の面する部分を平均的に均一化するため、図 3 で示すように 2 個の導線をツイストする。ツイストすることで導線間の距離が均一化されキャパシタンスの効果が ECT コイル全般に渡って同等化される。その結果、共振時の先鋭度 Q 値が向上し、ECT センサの感度が増加する[5]。

コイルに電流を流すことによりコイルの周辺に

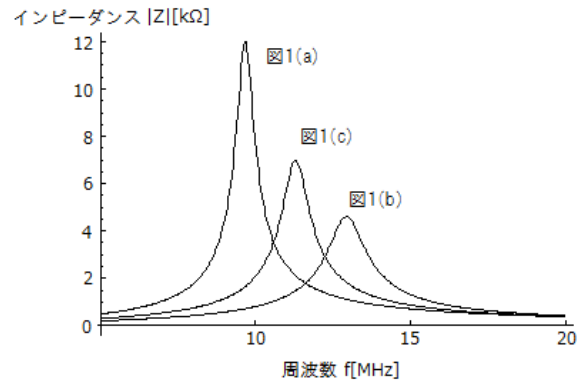
磁界が発生する、このため ECT コイルは誘導性インピーダンス特性を持つ。しかし、ECT を構成するコイル間にキャパシタンスが存在するため、有限長ソレノイドコイルは図 4 に示すように共振現象を呈する。図 4(a)と 4(b)はそれぞれ周波数 f に対するインピーダンス $|Z|$ と位相 ϕ の特性である。



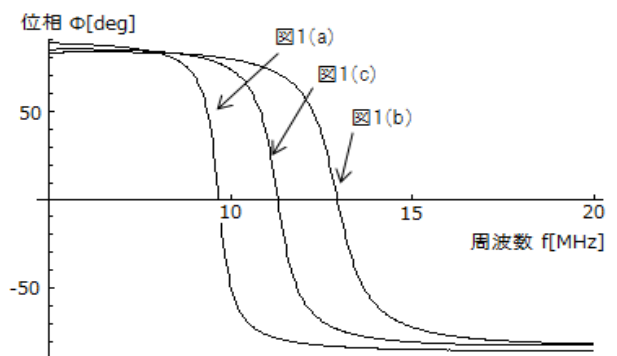
(a) 通常の巻線 (b) 共振結線の巻線
図 2 通常の巻線法と共振型結線巻線法の比較



図 3 導線をツイストさせた例



(a) インピーダンスの周波数特性



(b) 位相の周波数特性

図 4 インピーダンスと位相の周波数特性

共振結線型 ECT はセンサコイルを検査対象に欠損がない部分に位置した場合の共振周波数をセンサ駆動周波数とする。この場合、ECT センサの入力インピーダンスは図 4(a)のように最大値を取る。検査対象に欠損や物性的変化があると共振条件が

崩れ、入力端子からみたインピーダンスは共振時よりも絶対値が減少する。したがって、検査対象が健全な場合と欠損がある場合でインピーダンスの変化が最大となる。

ECT センサコイルの感度を示す変化率 ε を

$$\text{変化率}\varepsilon = \frac{|\text{測定値} - \text{基準値}|}{\text{基準値}} \times 100[\%]$$

(1) と定義する。ここで、式(1)の測定値と基準値はそれぞれ検査対象が健全な場合と欠損がある場合の ECT センサの入力インピーダンスである。

共振結線型 ECT の構造は前述したように比較的簡単である。図 5(a)と 5(b)はそれぞれ 2 個の導体とそれらの共振結線を示している。図 5(c)は共振結線型 ECT の等価回路であり、その等価回路を平面状に変形して図 5(d)に示す。R、L、M、C はそれぞれ抵抗、自己インダクタンス、相互インダクタンス、キャパシタンスである。

2.3 駆動周波数の低減

ECT の検査対象に対する感度および磁束の浸透深さは駆動周波数に対する依存性が極めて高い。磁束の浸透深さは駆動周波数の平方根に反比例するため、従来の数メガ Hz と比較的高い駆動周波数を使う共振結線型 ECT においては磁束が深部まで浸透せず、欠損の表面のみしか渦電流が誘起されない。すなわち探査範囲が表面に限定される。

駆動周波数を低減することにより検査対象の深部まで磁束が浸透し、渦電流が欠損の深くまで誘起されるため、結果として探査感度も向上することが考えられる。具体的な駆動周波数低減の方法としてセンサコイルを構成するコイル間のキャパシタンスに対して外付けコンデンサを並列に接続する。共振周波数は一般的にキャパシタンスの平方根に反比例するという理論的背景に基づいている。

センサコイルの構造を考慮すると単純にキャパシタンスに対して外付けコンデンサ C_o を並列接続することは不可能であるため、図 5(e)に示すようにセンサコイル全体に対して外付けコンデンサを並列に接続する。

2.4 尖鋭度 Q

式(1)の変化率は、式(2)で定義される尖鋭度 Q に比例する。

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

(2) ここで f_0 と Δf は、それぞれ共振周波数と帯域幅

である。尖鋭度 Q はインピーダンスの周波数特性がもつ共振曲線の急峻度合いを表している。すなわち、式(2)の尖鋭度 Q が高い場合、式(1)の変化率 ε が向上することを意味する。

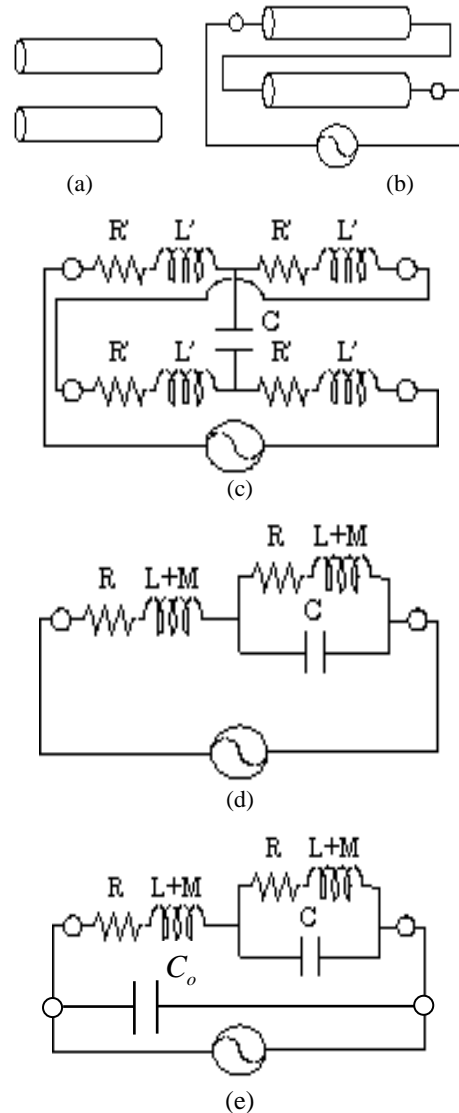


図 5 共振結線の原理

3 実験

3.1 駆動周波数低減

図 5 に示すセンサコイルが持つ固有のキャパシタンス C が 100pF 近傍の値を持つため、外付けコンデンサは 100pF 近傍の値を選定する。具体的にはセラミックコンデンサの 100pF、470pF、1020pF を使用する。表 1 に共振結線を施した試作 ECT センサの諸定数を、図 6 に検査対象として幅 2mm、深さ 1mm の人工欠損が生成されている銅板を示す。

表1 試作 ECT センサ

	導線長	300cm
	導線径	0.4mm
	巻数	60turns
	外径	22mm
	内径	17mm
	長さ	14mm
	層数	2

センサコイルが銅板の健全部(図6のドット1番)に位置した時のインピーダンスの周波数特性を従来型(外付けコンデンサ無)の場合と各外付けコンデンサを挿入した場合とを図7のインピーダンスアナライザで測定して比較する。

図8がその結果である。共振結線型 ECT は並列共振であるからインピーダンスが最大値を取る周波数が駆動(共振)周波数である。したがって駆動周波数は挿入する外付けコンデンサの値を大きくするに従い理論通り減少し、1020pFにおいては共振インピーダンスの絶対値は約半分に減少するが従来型よりも約2MHzの周波数低減が可能となる。

図9は式(2)で求めた従来型および各外付けコン

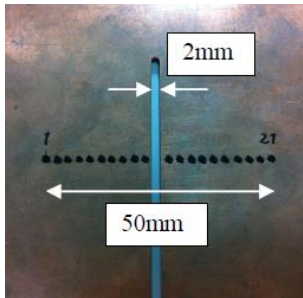


図6 検査対象(銅板、板厚1mm)



図7 インピーダンスアナライザ

デンサ挿入時の尖鋭度 Q の周波数特性である。インピーダンス対周波数特性で、共振時ピークが急峻なほど Q 値が大きいことを意味し、結果として欠損に対するインピーダンス変化率が大きくなる。換言すれば探査感度が向上する。図10の結果は挿入する外付けコンデンサの値を大きくすると尖鋭度 Q は向上する。しかし、470pF 挿入時に対して

1020pF 挿入時は先鋭度 Q が減少する。すなわち、共振周波数低減に装着可能なコンデンサ容量に上限が存在する。

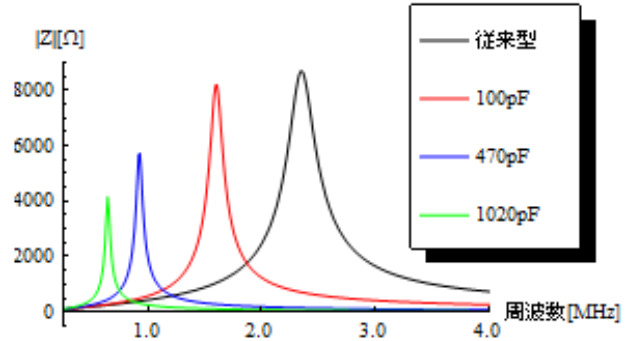


図8 駆動(共振)周波数の低減

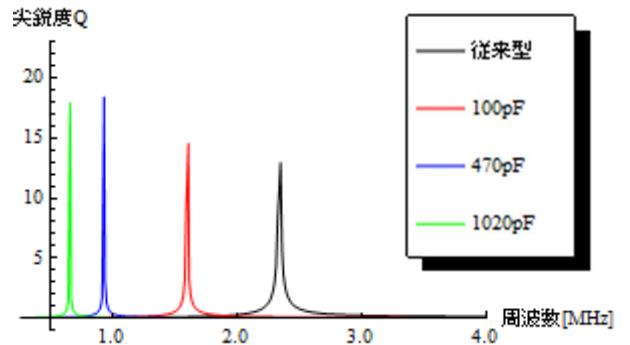


図9 尖鋭度 Q の向上

3.2 1次元探傷

図6に示す銅板を用いて探査感度の比較をする。測定範囲は図6中の50mmの直線であり、測定は”・”で示される2.5mm間隔でサンプリングされた21点で行う。図7に示すインピーダンスアナライザを用いて、センサコイルをそれぞれの測定点”・”に位置した場合のインピーダンスを測定する。図6のドット1番で測定したインピーダンス値を基準値、”・”で示される測定点のインピーダンス値を測定値として式(1)から変化率 ϵ を求める。

図10が結果である。外付けコンデンサを挿入することによって従来型より1.5倍~2倍の探査感度を得ることがわかった。また1020pF挿入時は尖鋭度 Q が470pF挿入時に比べて減少する。しかし、外付けコンデンサ無しに比較して探査感度は向上する。

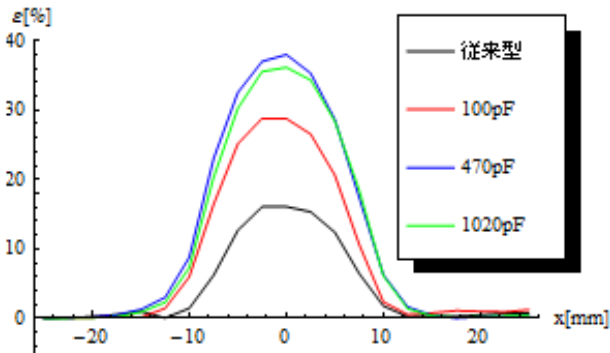


図 10 探査感度

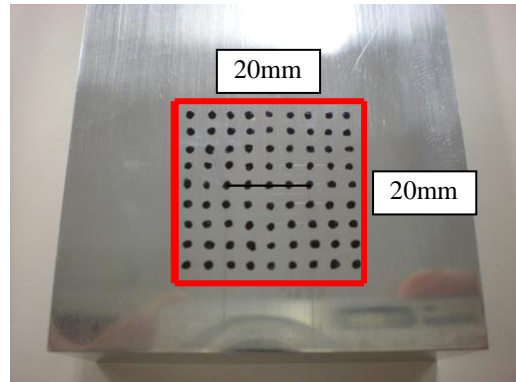


図 11 検査対象(SUS304、板厚 20mm)

3.3 2次元探傷

実験 3.1 および 3.2 で試作 ECT センサで駆動周波数低減および探査感度向上という結果を得た。ここでは、実際の工場やラインで使用されている ECT センサを共振結線し、外付けコンデンサを装着した、外付けコンデンサ付き共振型 ECT センサを用いて欠損の探傷を行う。

表 2 に使用する供試 ECT コイルの諸定数を、図 11 に SUS304 からなる測定試料をそれぞれ示す。図 11 に示す測定試料は中心に放電加工によって長さ 10mm、幅 0.2mm、深さ 0.3mm の人工欠損を持ち、両端は接合部から成る。

最初に、従来型と外付けコンデンサを装着した場合のインピーダンス対周波数特性の比較を図 12 に示す。図 12 から、従来の共振結線型 ECT の共振周波数が約 3.9MHz であるのに対し、100、470、さらに 1020pF のコンデンサを装着した場合、それぞれ約 1.8、1MHz、さらに約 700kHz となり、共振周波数が低下することが判る。

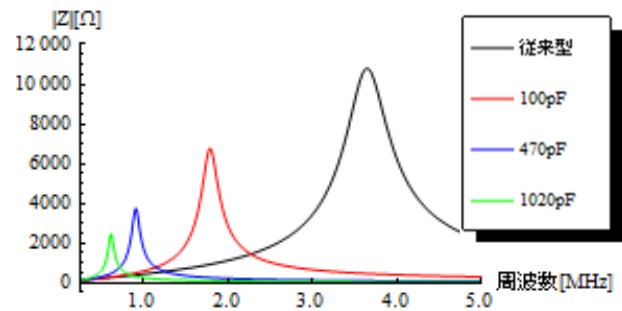


図 12 供試コイルのインピーダンス周波数特性

次に、2次元、すなわち、平面上で探傷を行う。測定範囲は図 11 中の正方形 20mm×20mm 枠内であり、測定は”・”で示される 2.5mm 間隔でサンプリングされた 9 点×9 点の位置で行う。3.2 の測定方法と同様に、図 7 に示すインピーダンスアナライザを用いて、センサコイルをそれぞれの測定点”・”に位置した場合のインピーダンスを測定する。

駆動周波数をインピーダンス周波数特性から求めた共振周波数に各々設定し、図 11 の左下隅で測定したインピーダンス値を基準値、正方形枠内の”・”で示される測定点のインピーダンス値を測定値として式(1)から変化率 ϵ を求める。

従来型と外付けコンデンサ装着型のインピーダンス変化率を図 13 に示す。

表 2 ECT センサコイル

No. 1	導線長	60cm
	導線径	0.1mm
	鉄心コア	フェライト (MnZn)
	外径	2.4mm
	内径	2mm
	長さ	6mm
	ツイスト数	175/m
	層数	2

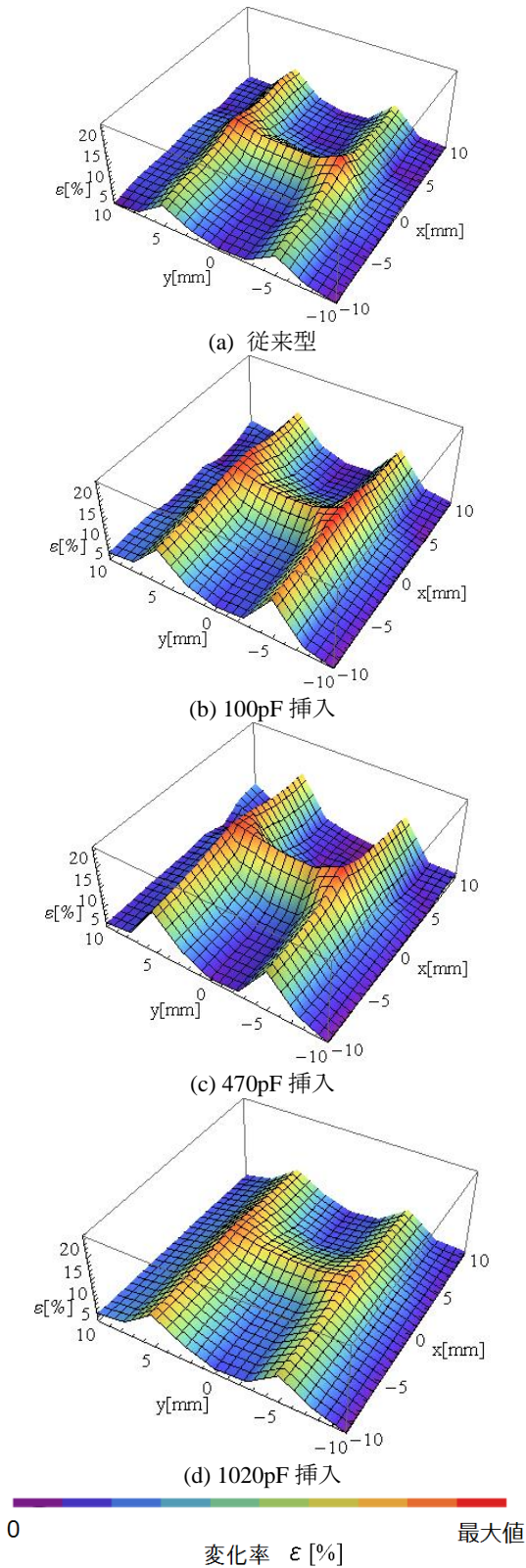


図 13 2次元探傷結果

定結果が得られた。H型の中央の橋の部分が人工欠損であり、その両端の2本は測定試料の接合部分を表している。これは、共振結線型ECTは非常に高感度であるため接合部などの物性の変化も感知することができることを意味する。

従来型と比較して100pF、470pF挿入時は欠損部のインピーダンス変化率が大きく、結果として感度が向上していることがわかる。これは外付けコンデンサを装着することで駆動周波数を低減し、渦電流が欠損の深部まで浸透していることに起因すると考えられる。しかし、1020pF挿入時の探査感度は実験3.2と同様に低下し、従来型と同等の感度となる。この原因は尖鋭度Qの低下とインピーダンスの絶対値が減少したこと、さらに、コンデンサの装着は必然的にハイパスフィルター装着を意味し、高周波成分が含有する欠損情報の喪失に起因すると考えられる。

3.4 リフトオフ特性

ここでは、検査対象と実験3.3で最も高感度であったコンデンサ470pFを装着したECTセンサを用いてセンサと探査対象間の距離、すなわち、リフトオフ特性に関する実験結果を示す。

リフトオフを0.0mm、0.2mm、0.4mm、0.8mm、1.2mm、1.6mm、2.0mmに設定して実験する。0.0mm、0.2mm、0.4mm、0.8mm、1.2mm、1.6mm、2.0mmそれぞれの距離はアクリル板を挟んで設定した。実験結果を図14に示す。

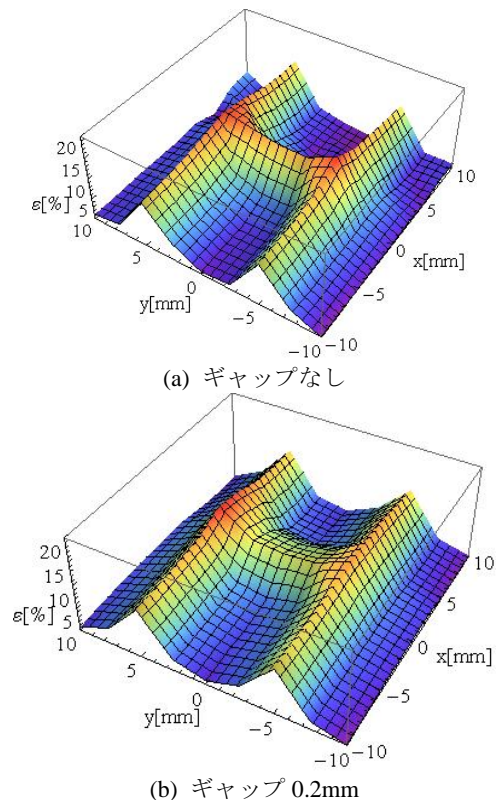


図 13 からインピーダンス変化率は H 型となる測

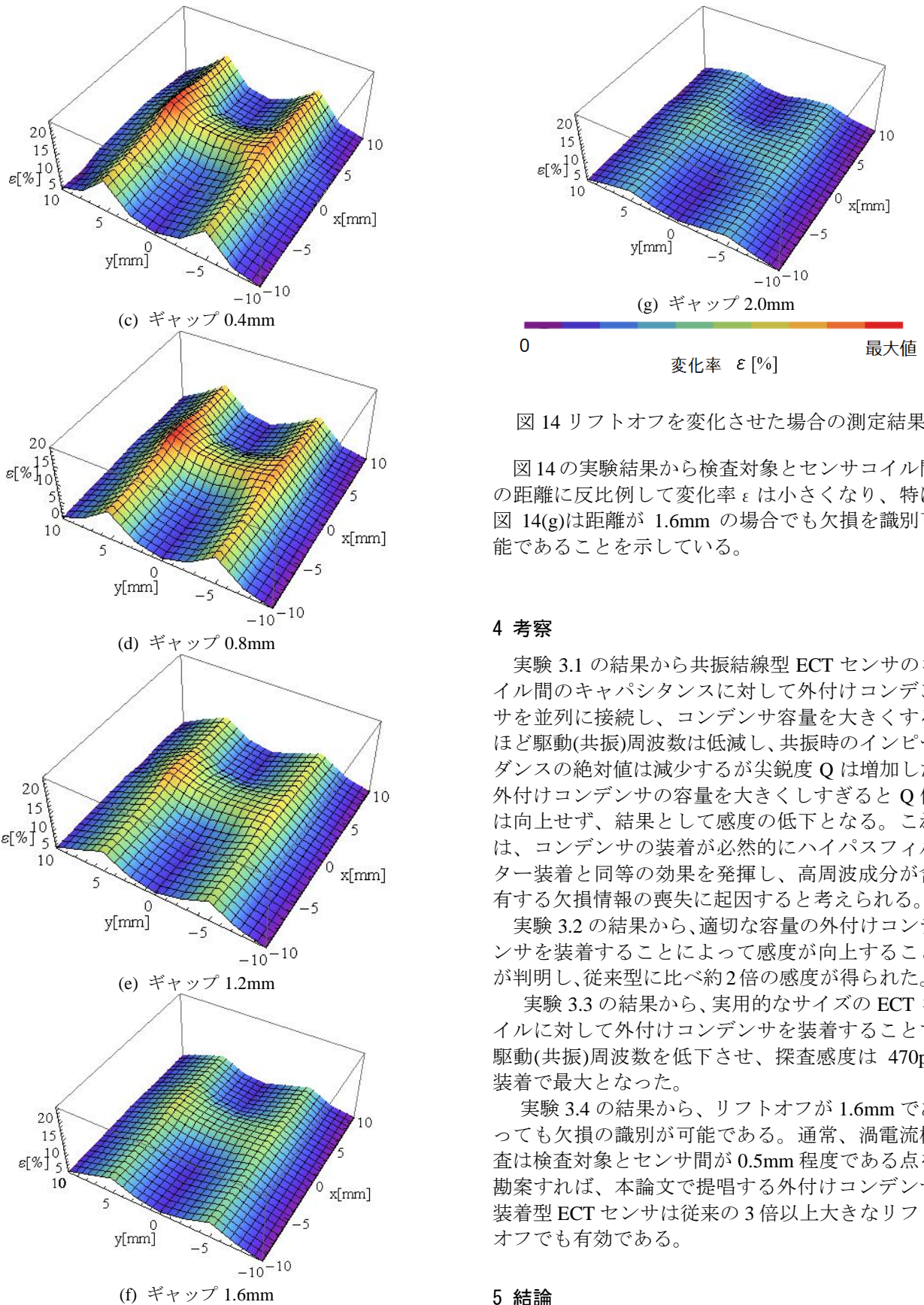


図 14 リフトオフを変化させた場合の測定結果

図 14 の実験結果から検査対象とセンサコイル間の距離に反比例して変化率 ε は小さくなり、特に図 14(g) は距離が 1.6mm の場合でも欠損を識別可能であることを示している。

4 考察

実験 3.1 の結果から共振結線型 ECT センサのコイル間のキャパシタンスに対して外付けコンデンサを並列に接続し、コンデンサ容量を大きくするほど駆動(共振)周波数は低減し、共振時のインピーダンスの絶対値は減少するが尖鋭度 Q は増加した。外付けコンデンサの容量を大きくしすぎると Q 値は向上せず、結果として感度の低下となる。これは、コンデンサの装着が必然的にハイパスフィルター装着と同等の効果を発揮し、高周波成分が含有する欠損情報の喪失に起因すると考えられる。

実験 3.2 の結果から、適切な容量の外付けコンデンサを装着することによって感度が向上することが判明し、従来型に比べ約 2 倍の感度が得られた。

実験 3.3 の結果から、実用的なサイズの ECT コイルに対して外付けコンデンサを装着することで駆動(共振)周波数を低下させ、探査感度は 470pF 装着で最大となった。

実験 3.4 の結果から、リフトオフが 1.6mm であっても欠損の識別が可能である。通常、渦電流検査は検査対象とセンサ間が 0.5mm 程度である点を勘案すれば、本論文で提唱する外付けコンデンサ装着型 ECT センサは従来の 3 倍以上大きなリフトオフでも有効である。

5 結論

本論文では、共振結線型 ECT の駆動周波数が高

周波である弱点を克服し、さらに探査感度の向上も成功した。

外付けコンデンサを並列に接続し駆動(共振)周波数を 1MHz 付近まで低下させることによって渦電流を深部まで浸透させ、結果として感度の向上に繋がった。

さらに、リフトオフを変化させて感度限界を調べた。その結果、本論文で提唱する外付けコンデンサ装着型 ECT センサは従来の 3 倍以上大きなリフトオフでも有効である。

残る課題として駆動周波数を低下させ、本論文の方法を裏面欠損探査へ適用する可能性などを検討する必要がある。

参考文献

- [1]I.Marinova, S.Hayano and Y.Saito, Ployphase Eddy Current Testing, Journal of Applied Physics, Vol. 75, No.10, pp. 5904-5906, 1994.
- [2]N.Burais and A.Nicolas, Electromagnetic Field Analysis in Remote Field Eddy Current Testing Systems, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.25, No.4, pp.3010-3012, 1989.
- [3]Y.Midorikawa, S.Hayano and Y.Saito, A Resonant Phenomenon between Adjacent Series Connected Coils and Its Application to a Noise Filter, Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic Systems, Vol.6, pp. 633-639, 1995.
- [4] S.Hayano, Y.Nakajima, H.Saotome and Y.Saito, A new type high frequency transformer, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No.6, pp.5205-5207, 1991.
- [5] Hiroki KIKUCHIHARA, Iliana MARINOVA, Yoshifuru SAITO, Enhance the Sensibility of the Eddy Current Testing, Proceedings of The 2012 Asia - Pacific Symposium on Applied Electromagnetics & Mechanics, PP.232-237.

赤外線ビデオカメラを用いた 電力用電子回路状態監視に関する基礎的研究

09x2123 森 貴郁 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

人間は外部から得る情報のなかで、80%以上を視覚から取り入れている。しかし、得られる情報にも限界があり、物体の温度変化やパワーエレクトロニクス回路における周波数対損失特性等を視覚的に把握することは出来ないため専用の測定機器を使用することとなる。

本研究では、誘導加熱を用いて対象物を加熱する。加熱時の過渡温度上昇分布画像を赤外線ビデオカメラで取得する。取得した赤外線動画画像をコンピュータによる画像処理、すなわち、赤外線動画画像処理技術を駆使して対象物の絶対温度分布動画画像を得る。この絶対温度分布動画画像処理技術を、パワーエレクトロニクス回路の状態監視へ応用し、パワーエレクトロニクス回路の損失分布から動作の健全性評価を試みる。すなわち、赤外線カメラを用いた“基準温度同時撮影法”を用いて電力用電子回路の過渡温度上昇分布を撮影し、赤外線動画画像からパワーエレクトロニクス回路の絶対温度分布を可視化し、結果として電力用電子回路の動作の健全性を監視することを試みる。

1 序論

映像情報による診断は、医学の世界などでも用いられているように、極めて具体的な状態把握を可能にする。たとえ言語の異なる民族間でも映像情報を用いることで意思疎通が可能となる。このように、人間の視覚情報処理は全地球人類共通の強力な知的機能である。

近年、商品の品質管理・保証のため、赤外線カメラを用いた非破壊検査の技術が実用化されている。この背景として、赤外線カメラの広汎な普及と監視技術の高度化が挙げられる。また、現代文明を支える多くの構造物は鉄を主体とする構造材で構成されている。構造物の非破壊検査は、言うまでもなく人工的構築物の根幹を支える構造物の検査であり、その重要性は人類文明そのものを支える基幹技術と言える。例えば原子炉の熱交換器などでは渦電流（Eddy Current Testing）による非破壊検査が広汎に用いられている。渦電流による非破壊検査は非磁性体金属に対して極めて効果的な検査手段であるが、磁性体に対しては解決すべき課題が残されている。

そこで、本研究は赤外線による過渡温度上昇分布動画画像処理技術の一例を最初に取り上げる。まず最初に、誘導加熱を用いて対象物を加熱する。加熱時の過渡温度上昇分布画像を赤外線ビデオカメラで取得する。取得した赤外線動画画像をコンピュータによる画像処理、すなわち、赤外線動画画像処理技術を駆使して対象物の絶対温度分布動画画像を得る[1]。

次に、この絶対温度分布動画画像処理技術を、パワーエレクトロニクス回路の状態監視へ応用し、パワーエ

レクトロニクス回路の損失分布から動作の健全性評価を試みる。すなわち、赤外線カメラを用いた“基準温度同時撮影法”を用いて電力用電子回路の過渡温度上昇分布を撮影し、赤外線動画画像からパワーエレクトロニクス回路の絶対温度分布を可視化し、結果として電力用電子回路の動作の健全性を監視することを試みる。

2.基準温度同時撮影法

2.1 原理 赤外線カメラで習得された赤外線画像は対象物の温度分布を温度の高い部分を白色、温度が低い部分を黒色のモノクロ濃淡情報として可視化する。赤外線カメラの特性として、対象物の周囲の温度の高低によりモノクロ濃淡状況が影響される。また、赤外線カメラは発熱体を強調するため AGC（Automatic Gain Control, 自動利得制御）機能を有する。このため、完全黒体を用いない限り絶対温度測定は不可能である。この問題を解決するため、既知の温度を有する物体と被検査対象を同時に撮影し、温度が既知の赤外線画像の画素値から絶対温度を計測可能とする方法が「基準温度同時撮影法」である

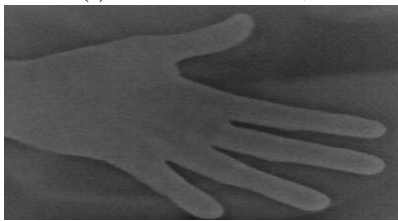
2.2 赤外線ビデオカメラ 本研究で使用する赤外線カメラは図1に示す三菱電機株式会社製「三菱サーマルイメージャー（形式 IR-SC）」である。



図1 赤外線ビデオカメラ



2(a) 通常のカメラ画像



2(b) 赤外線画像

図2. 赤外線カメラとその画像例

図 2(a) に示す通常のカメラ画像から温度の違いを感知することはできない。しかし、図 2(b) の赤外線画像から温度の違いを濃淡分布として明確に感知することができる。

2.3 予備実験 予備実験の手順は以下の通りである。

- ① 基準温度 (25°C) の水と実験対象物 (40°C) の水を赤外線カメラで同時に撮影する。
- ② ①と同様に基準温度 (25°C) の水と実験対象物 (50°C) の水を赤外線カメラで同時に撮影する。
- ③ 撮影した赤外線画像を画像処理し、絶対温度分布画像を得る。
- ④ 得られた絶対温度分布画像から対象物の温度差により絶対的溫度分布画像の精度を吟味する。
①の実験では基準温度を (25°C) としたが、②の実験のように基準温度を変更した場合、実験対象物周辺温度の高低によりモノクロ濃淡画像が影響されるかを確認する。

図 3,4 は得られた絶対温度分布画像である。

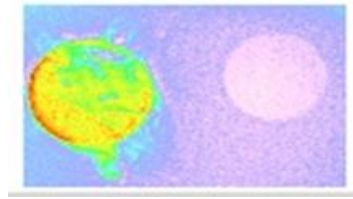


図3. 左: 40°C 右: 25°C

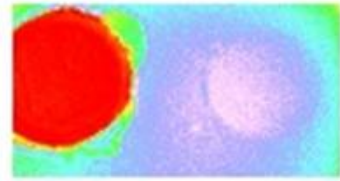


図4. 左: 50°C 右: 25°C

図 3, 4 から、基準温度を一定とした予備実験を行った結果、顕著に絶対温度分布画像に差異が存在することが判明した。図 5 は基準温度を変化させた場合の絶対温度分布画像である。

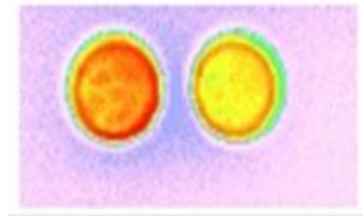


図5. 左: 50°C 右: 40°C

以上の予備実験の結果である図 3-5 から、基準温度を変化させた場合、対象物の温度分布に変化起こり、基準温度が高い程、対象物の温度が低くなる傾向が判明した。

2.3 画素値 赤外線画像の画素値は0~255の8ビット整数値であり、画素値は画像の濃淡に比例する。画素値0で黒色を表し、画素値255で白色を表し、中間色は0から255間の数値で表される。

本論文では赤外線カメラを使用して得られた赤外線動画画像をコンピュータの論理的演算機能を利用して絶対温度分布動画画像へ変換する。温度分布と対応するモノクロ濃淡情報は計算機中で「画素値」の分布として表される。

図 6,7 はそれぞれ赤外線動画画像の1フレーム画像と画素値分布を示す。

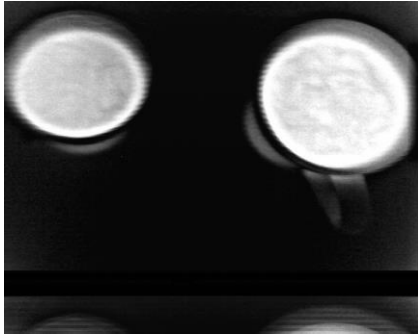


図6 赤外線画像動画の1フレーム画像

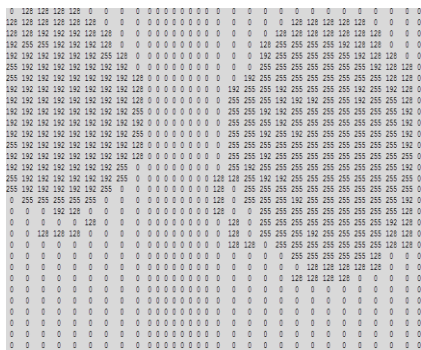


図7 画素値分布

図6の白色部が図7では大きな画素値を取ることがわかる。図6の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を基準温度で換算し、絶対温度分布の可視化画像を得る。すなわち、赤外線画像を構成する画素値全てに絶対温度が割り振られ、赤外線画像は絶対温度分布画像へ変換される。

基準温度同時撮影法では、温度が既知である対象の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を把握しなければならない。AGC機能と赤外線反射率問題を解決する一方法として、基準温度同時撮影法は極めて有効な方法である。

2.3 画素値と温度の関係 赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を明らかにする。赤外線カメラではAGC機能が有効に機能している。このため、赤外線カメラは熱画像中の最高温から最低温へ至る部分を最大コントラストで可視化する。結果として得られる赤外線画像は目視によって温度分布が把握可能とする。

画素値と絶対温度を比較すれば、図8に示すように単純な比例関係ではなく両者の関係は指数関数的である。したがって、この関係を用いて画素値を温度へ換算すれば絶対温度分布の可視化画像を得ることが可能となる。これが基準温度同時撮影法の基本的な着想である。

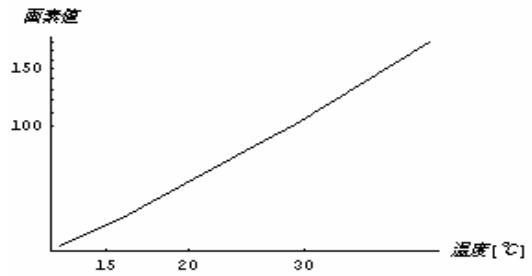
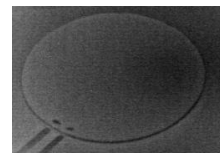


図8 画素値と温度の関係図

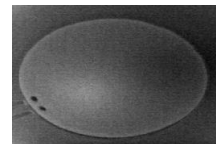
基準温度同時撮影法では、温度が既知である対象の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を利用する。このため、AGC問題を解決する一方法として、基準温度同時撮影法は極めて有効な方法である。

2.4 基準温度同時撮影法を用いた連続監視 基準温度同時撮影法を用いて連続監視技術の構築を試みる。基本的な手法は取得した赤外線動画をワンフレーム毎に監視する手法である。

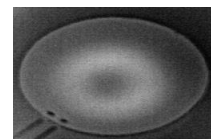
具体的な例としてフライパンを、家庭用IH調理器を用いて加熱して得られる赤外線熱動画像を取り上げる。図9は赤外線熱動画像のサンプルフレームである。



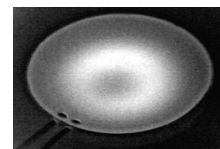
(a)加熱前



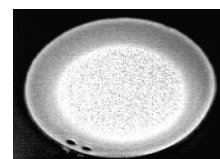
(b)5秒



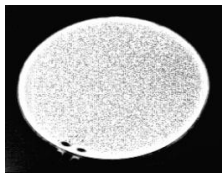
(c)10秒



(d)15秒



(e)20秒



(e)23 秒

図9 加熱過程の赤外線画像例

図9から、IH 調理器により加熱されたフライパンはフライパン自体が発熱体となっているためにフライパンの接する部分から全体的に温度が上昇していく様子が観察される。

3. 供試電子回路

3.1 昇圧チョップ回路の設計 供試電力用電子回路として昇圧チョップを製作した。昇圧チョップの設計はP-SPICE を用いて行った[2]。昇圧チョップはブレッドボード上に実装した。

昇圧チョップ回路は、スイッチ ON 時に電源電圧による電流がコイルに流れる。コイルには電流が流れることにより磁気エネルギーが蓄積される。次にスイッチを OFF にすると、蓄積されていた磁気エネルギーが電流がゼロとなるため放出され、ダイオードを通して負荷側へ電流が流れる。その結果、コイルの磁気エネルギーが無くなるまでコンデンサは充電され、コンデンサの端子電圧が高くなり、電源側よりも負荷側の端子電圧が高くなり、昇圧チョップとして動作する。実装した回路ではスイッチング素子としてパワー MOS-FET を用いた。図10 が試作した昇圧チョップ回路である。

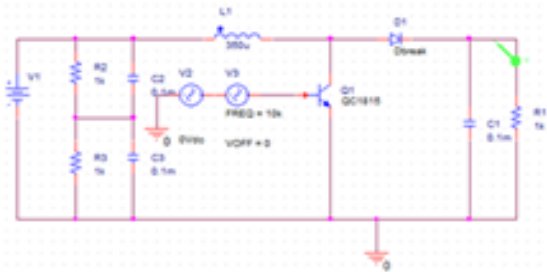


図10 設計した昇圧チョップ回路

3.2 昇圧チョップ回路の実装 実装に採用したパワー MOS-FET は型番 2SK1122 である。出力電圧を計測する部分の抵抗には電力を消費するためセメント抵抗 2 2

Ω を用いた。その他の抵抗すべてカーボン抵抗 1 k Ω であり、コンデンサには 0.1 mF、コイルはインダクタンス 315 μ H の有限長ソレノイドである。図11 は試作有限長ソレノイドコイル、図12 は試作昇圧チョップの写真をそれぞれ示す。



図11 試作有限長ソレノイドコイル (315 μ H)

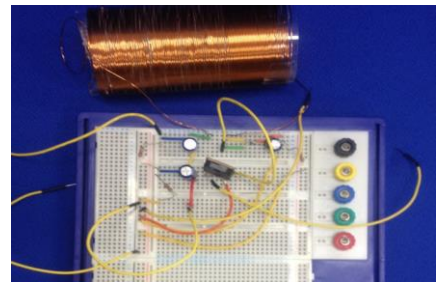


図12 試作昇圧チョップ回路

3.3 動作確認 図12 に示す試作昇圧チョップ回路に、直流入力電圧 2V、パワー MOS-FET に 2V のスイッチング周波数のパルスを与え、スイッチング周波数を変化させて出力電圧を測定し、試作昇圧チョップの動作確認を行った。尚、負荷抵抗としてカーボン抵抗 1 k Ω を用いた。

表1 にスイッチング周波数対出力電圧を示す。

表1 スイッチング周波数対出力電圧

周波数[Hz]	出力電圧[V]
200	1.145
500	1.174
1000	1.215
3000	1.339
5000	1.429
10000	1.607
50000	2.481
70000	2.531
100000	2.566
200000	2.615

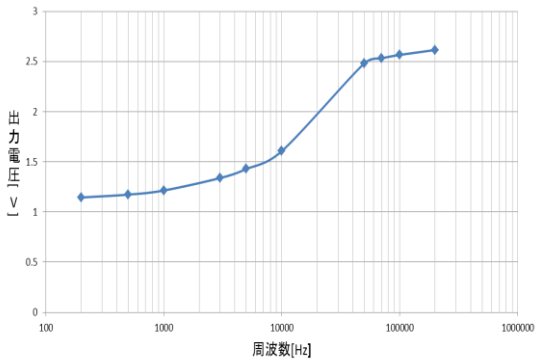


図 13 スイッチング周波数対出力電圧特性

図 13 はスイッチング周波数対出力電圧特性を示す。図 13 の結果は、スイッチング周波数の増加が出力電圧の増加につながっていることを示している。最も出力電圧の増加が顕著であったのは 100kHz 周波数帯域であった。10~50kHz では出力電圧は指数的に増加した。最大出力電圧は 2.6V であった。

3.4 昇圧チョップパ回路の赤外線動画計測 1 動作確認で得られた知見に基づいて入力直流電圧を 2.5V、スイッチング周波数電圧を 5V に設定した。負荷抵抗はセメント抵抗 (22Ω、5W) である。

周波数を 100kHz の一定とし、電源投入から 120 秒間の温度上昇動画を赤外線カメラで撮影した。図 14,15 はゼロ秒後、図 16,17 は 60 秒後、図 18,19 は 120 秒後の赤外線画像とその絶対温度分布画像を示す。基準温度画像は 35°C のコップに入れた水である。

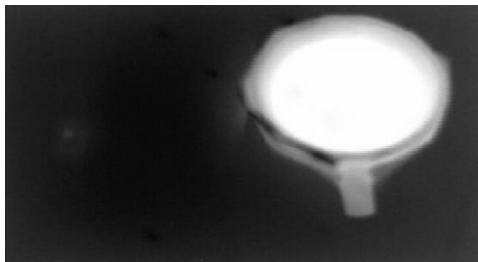


図 14 100kHz 0s 赤外線画像

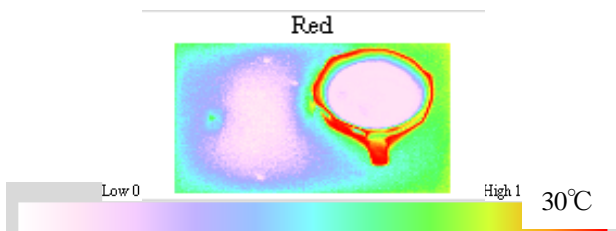


図 15 100kHz 0s 絶対温度分布画像

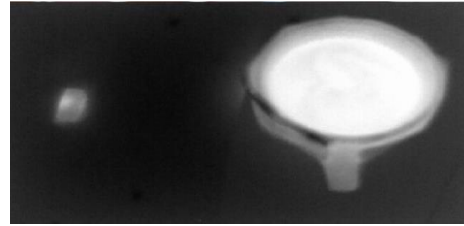


図 16 100kHz 60s 赤外線画像

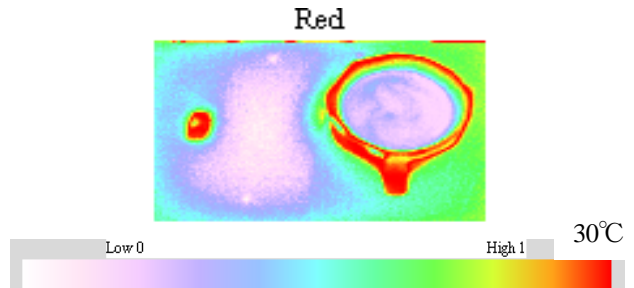


図 17 100kHz 0s 絶対温度分布画像

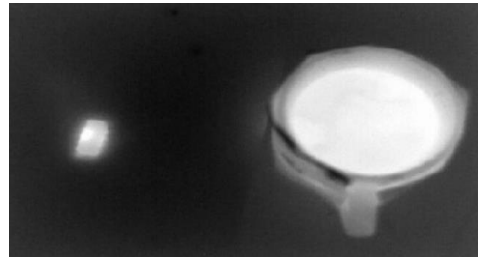


図 18 100kHz 120s 赤外線画像

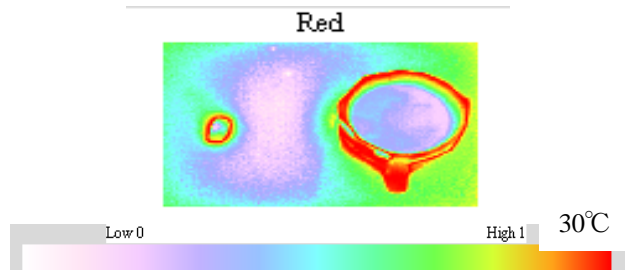


図 19 100kHz 120s 絶対温度分布画像

図 14-19 の結果はセメント抵抗の温度が時間の経過と共に高くなることを示す。

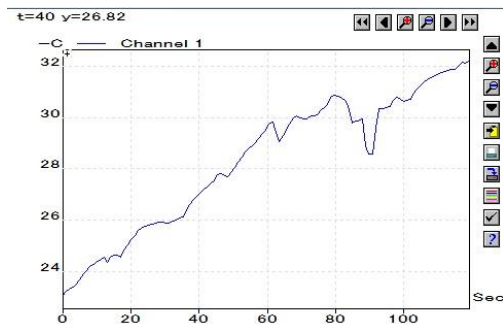


図 20 入力電圧 2.5V スイッチング周波数 100kHz 時におけるセメント抵抗の温度上昇

図 20 は実測した温度上昇を示す。図 20 の結果は、セメント抵抗の温度は 120 秒間に約 9℃上昇したことを示す。

3.5 昇圧チョップ回路の赤外線動画像計測 3.4 節の実験と同様に、入力直流電圧を 2.5V、スイッチング周波数電圧を 5V に設定した。負荷抵抗はセメント抵抗 (22 Ω、5W) である。

スイッチング周波数周波数を 10, 100, 500kHz とした場合の赤外線画像とその画素値分布画像を図 21-26 に示す。温度の基準画像であるコップの水とセメント抵抗の画素値の比により各周波数に対して絶対温度を求める。

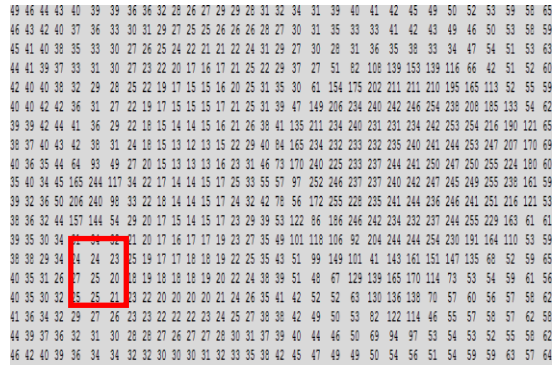


図 24 100kHz 120s 画素値分布

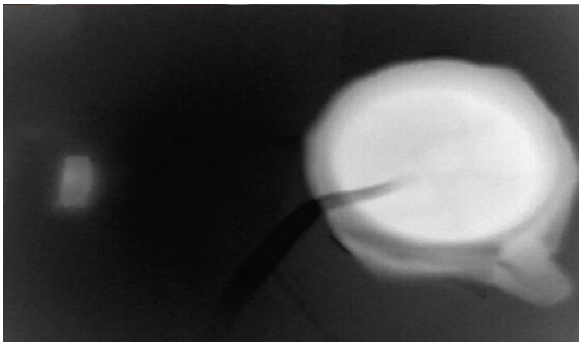


図 21 10kHz 120s 赤外線画像

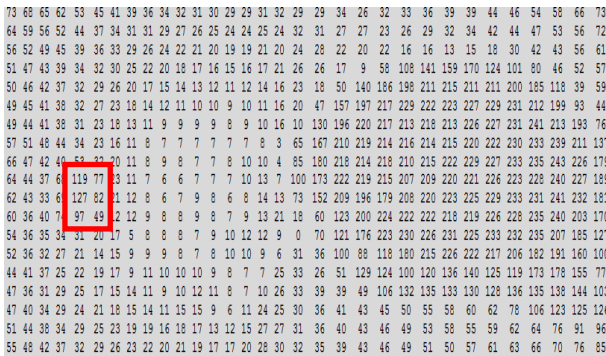


図 22 10kHz 120s 画素値分布

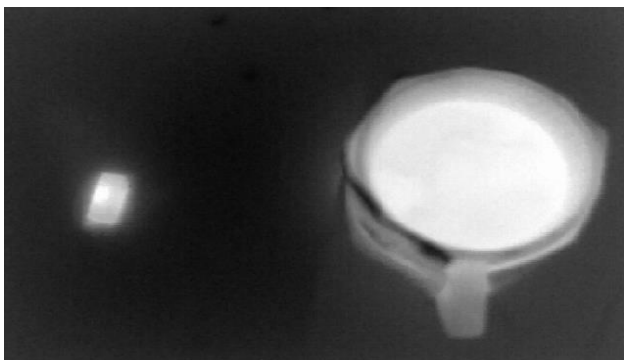


図 23 100kHz 120s 赤外線画像

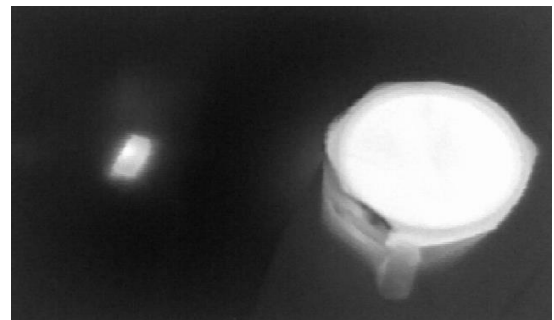


図 25 500kHz 120s 赤外線画像

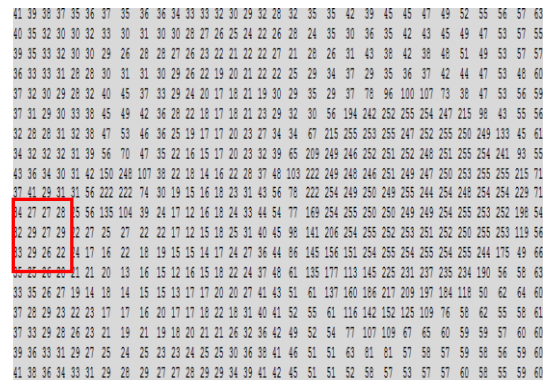


図 26 500kHz 120s 画素値分布

図 21-26 の結果から、周波数が増加するにつれて、赤外線画像のセメント抵抗は濃い白色になり、画素値 (赤枠) も同様に増加した。10kHz では、画素値が 100 前後の値、100kHz においては 210 前後、500kHz では、230 の画素値である。

表 2 はセメント抵抗へ直接熱電対を接触させて測定した実測温度と基準温度同時撮影法による温度を比較している。

表 2 実測温度と基準温度同時撮影法による温度の比較

周波数 kHz	実測値 °C	計算値 °C
10	28.5	20.2
100	32.1	32.8
500	29.9	30.4

表 2 から、100kHz 及び 500kHz においては実験値と

計算値において誤差はほとんど見られない。しかし、10 kHz では 8°C の誤差が見られた。実測値の温度が基準温度同時撮影法で採用した 32°C に近いほど誤差が少ない。よって、誤差の原因は主として基準温度の設定に依存し、温度が常に 0 から 255 の整数値で表現される離散化誤差に起因すると考えられる。

4 結論

本論文では、赤外線カメラを使用して撮影された赤外線画像をコンピュータの演算機能を利用して絶対温度分布可視化画像へ変換する基準温度同時撮影法の非破壊検査への具体的応用を検討した。

本論文では最初に赤外線動画画像処理技術を駆使して対象物の絶対温度分布動画画像を得る方法を述べた。次に、この絶対温度分布動画画像処理技術を、パワーエレクトロニクス回路の状態監視へ応用し、パワーエレクトロニクス回路の損失分布から動作の健全性評価を試みた。

すなわち、赤外線カメラを用いた“基準温度同時撮影法”を用いて電力用電子回路の過渡温度上昇分布を撮影し、赤外線動画画像からパワーエレクトロニクス回路の絶対温度分布を可視化し、結果として電力用電子回路の動作の健全性を監視することを試みた。

結果として、赤外線動画画像から絶対温度分布の可視化は可能であるが、その精度に問題があることが判明した。今後、この課題を如何に解決するかで赤外線による電力用電子回路の監視・異常診断技術の確立が決まるであろう。

参考文献

- [1] 鈴木剛、齊藤兆古、”赤外線ビデオカメラを用いた過渡熱伝達分布測定の可視化とその応用、” MAGDA コンファレンス、p47、(November, 2008)
- [2] 西方正司、パワーエレクトロニクスと電気機器、オーム社 (1995)