



2013 年度

齋藤兆古研究室卒業論文集

学籍番号	氏名	題目	頁
10X2020	氏原 悠介	「周波数ゆらぎを用いた打音検査」	1
10X2033	亀田 育臣	「非接触給電のシミュレーション解析」	8
10X2040	倉島 卓哉	「U字型フェライトコアを用いた実験的解析」	15
10X2064	高橋 優人	「有限長ソレノイド型空心変圧器シミュレータの開発」	20
10X2069	田代 雄大	「平面型空心変圧器の試作」	31
10X2087	新妻 拓也	「音響情報に拠る電気機器状態把握に関する研究」	38
10X2090	濱中 峻一	「 ∞ コイルの低周波駆動による裏面欠損探査に関する研究」	45
10X2094	福田 健人	「漏れ磁束法の三次元有限要素法シミュレーションによる一考察」	53

音響情報の周波数ゆらぎを用いた非破壊検査

10X2020 氏原 悠介 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

現在、工具等の交換時期を判断したり、橋桁や橋脚、トンネル等のコンクリート構造物の表面付近のコンクリート状態を調べたり、鉄道のレールの劣化・腐食状態を調べる方法は、作業者の個人的な見方に頼ったり、ハンマーで叩き、発生した音を人間の聴覚を用いて状態を把握する形をとっている。しかし、その方法は人間が行うため、客観的な判断基準がなく、人によって結果のばらつきが生じやすい。

本研究では、金属から音を発生させ、その音のゆらぎ周波数を解析することで金属の摩耗度や劣化・腐食状態を可視化することが可能かどうかを検討する。仮に、ゆらぎ周波数による解析が可能であれば、人間の経験や五感に頼るだけでなく、数値的に金属の摩耗度や劣化・腐食状態を把握できるようになり、信頼性、正確性が向上する。

1 序 論

現代の我々の生活を支えている、製造現場での工具管理やコンクリート構造物、鉄道のレール、歩道橋等は品質管理や安全面から摩耗・劣化・腐食状態を定期的に把握する必要がある。現在、それらを把握する方法としては、作業者の経験や人間がハンマーを用いて金属を叩き、音を発生させ人間の聴覚を用いて状態を把握する形をとっている。しかし、その方法では、人によって結果のばらつきが生じたり、習熟度の違いなどによる個人差がでて見逃しが生じやすい。また、人間の聴覚では音響の微妙な変化を正確に把握することは不可能である。仮に、それらの状態を可視化することが可能ならば、信頼性、正確性の面から、より安全な設備管理手段が確立される可能性につながる。

本研究では、周波数ゆらぎ解析を用いて金属の非破壊検査において摩耗・劣化・腐食状態を可視化し、把握することを目的とする。方法としては金属から音を発生させ、IC レコーダーに取り入れ、そして、その音をフーリエ変換し、フーリエパワースペクトラムと周波数の両者の対数をとることにより、ゆらぎの違いを可視化し、その結果から金属の摩耗度や欠陥を把握する。

2 音響情報処理

2.1 揺らぎ周波数情報処理とは

本研究で採用する方法は揺らぎ周波数信号処理法である。揺らぎ周波数とは、信号情報のフーリエパワースペクトラムと周波数、両者の対数をとった両対数をとった両対数空間上で、フーリエパワースペクトラムと周波数の関係を周波数に対する1次関数で近似し、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などの特徴を抽出する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指数値に対して、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_1f 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。

2.2 各種検査への応用

揺らぎ周波数情報処理を用いて、摩耗度と打音検査との2種類の方法に応用することができるか検討する。

2.2.1 替刃を用いた摩耗度検査

以下に手順を記載する。

① 図1に示す弦鋸の替刃で、摩耗の進んだ、刃こぼれを作ったものと刃こぼれないものを用意する。



図1 弦鋸の替刃

② ①で用意した刃こぼれのある替刃と刃こぼれない替刃それぞれでプラスチック管を削り、削ったときに発生した音をICレコーダーに取り入れる。
 ③ 取り入れた音をフーリエ変換し、フーリエパワースペクトラムと周波数の両者の対数をとる[1]。
 ④ フーリエパワースペクトラムと周波数の両対数のグラフから勾配を調べ、勾配値を縦軸とする線図を作成する[1]。
 ⑤ 複数の対象に対して②-④のプロセスを適用し、得られた線図から、刃こぼれのある場合とない場合、それぞれの刃でプラスチック管を削ったときの相違を可視化する。

2.2.2 鉄板を用いた打音検査

- ① 厚さの違う鉄板を用意する。
- ② それぞれの鉄板に同じ高さからパチンコ玉を落下し、鉄板の打音を発生させ、IC レコーダーに記録する。
- ③ 収録した打音をフーリエ変換し、フーリエパワースペクトラムと周波数の両者の対数をとる[1]。
- ④ フーリエパワースペクトラムと周波数の両対数のグラフから勾配を調べ、勾配値を縦軸とする線図を作成する[1]。
- ⑤ 複数の対象に対して②-④のプロセスを適用し、得られた線図から、鉄板の厚さの違いによる、パチンコ玉を落下したときの相違を可視化する。

3 実験

2.2 で示したように、IC レコーダーに収録した音をフーリエ変換し、フーリエパワースペクトラムと周波数の両者の対数をとって解析した結果を図2の様に表わした。

複数回について図の比較を行なうと、低周波部分(図2の線で囲ってある部分)でバラツキが大きくなるため、解析周波数範囲を低周波数領域(10kHz以下)の枠内とする。

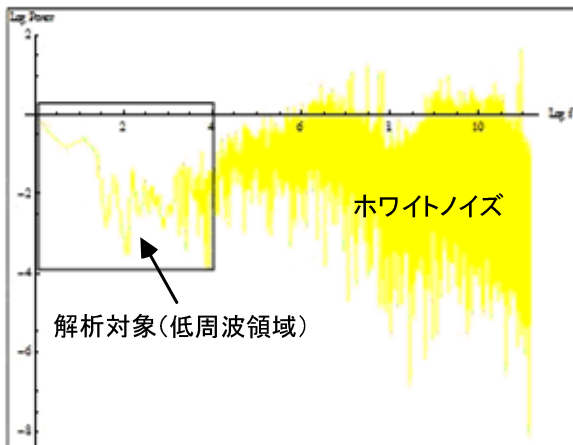


図2 収録音の周波数スペクトラム

3.1 替刃を用いた摩耗度検査

図3-1～図3-3に刃こぼれありの替刃から発生した音を解析した結果を再現性を考慮して3回分、図4-1～図4-3に刃こぼれなしの替刃から発生した音の解析結果を同じく3回分示し、図5-1～図5-3は図3-1～図3-3、図6-1～図6-3は図4-1～図4-3のグラフの勾配値を縦軸とする棒グラフを各々3回分示す。

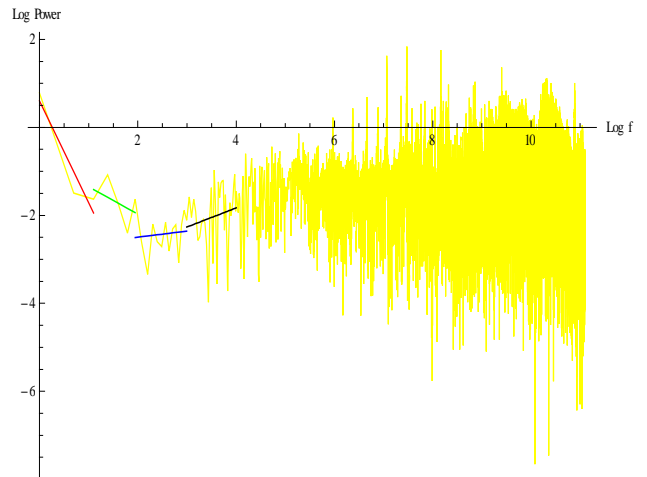


図3-1 刃こぼれあり (#1)

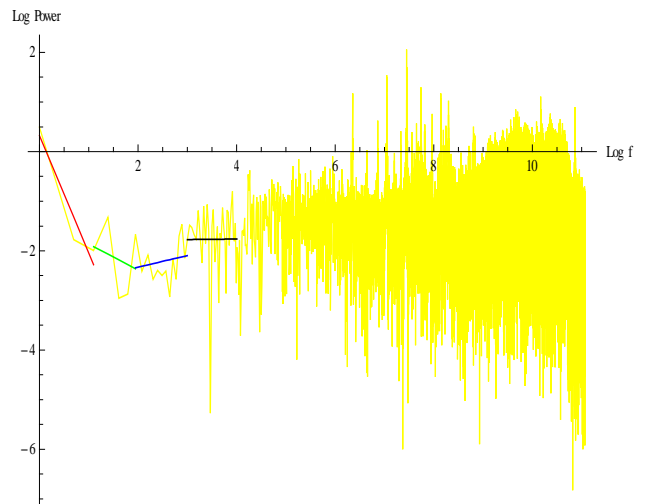


図3-2 刃こぼれあり (#2)

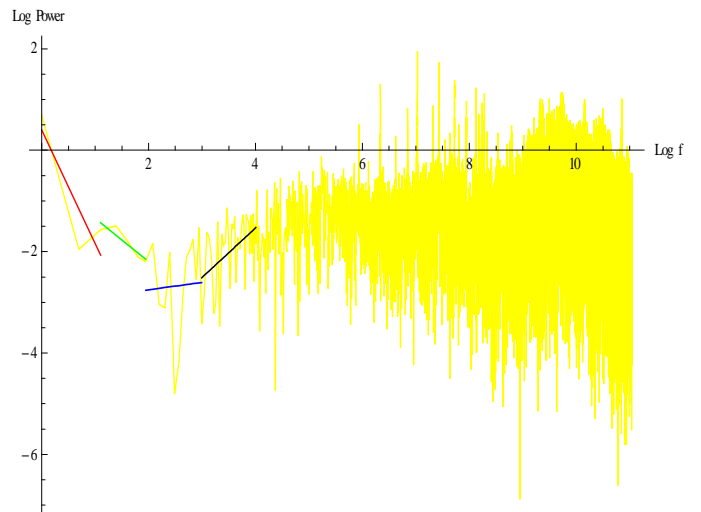


図3-3 刃こぼれあり (#3)

図3において、低周波数領域の直線(赤、緑、青、黒)は勾配を表わす。

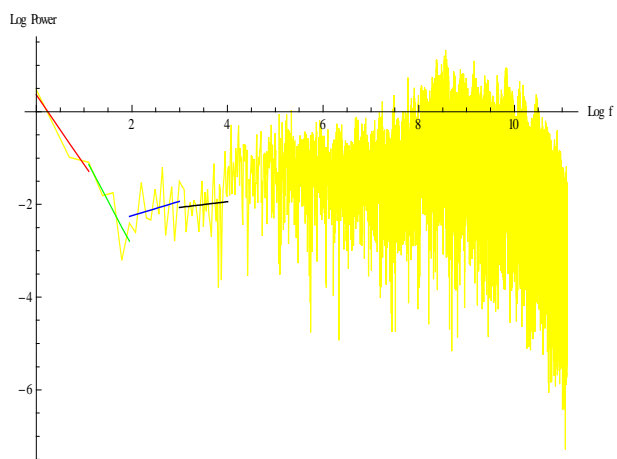


図 4-1 刃こぼれなし (#1)

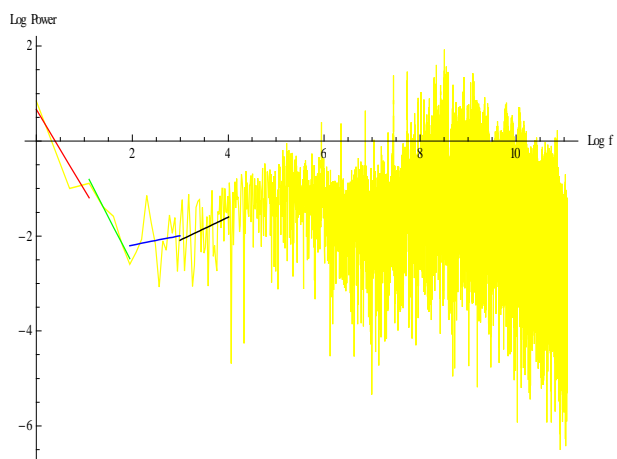


図 4-2 刃こぼれなし (#2)

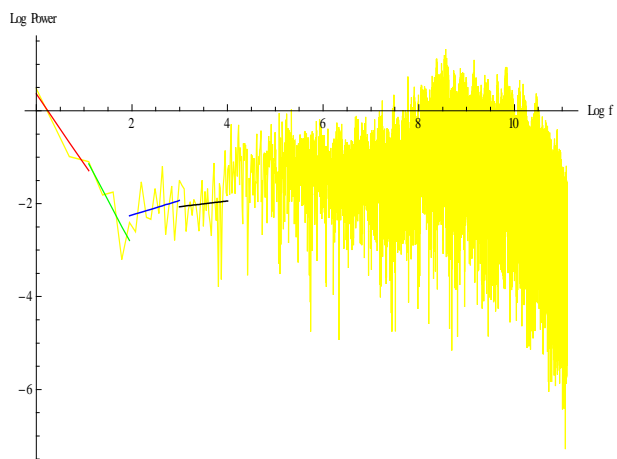


図 4-3 刃こぼれなし (#3)

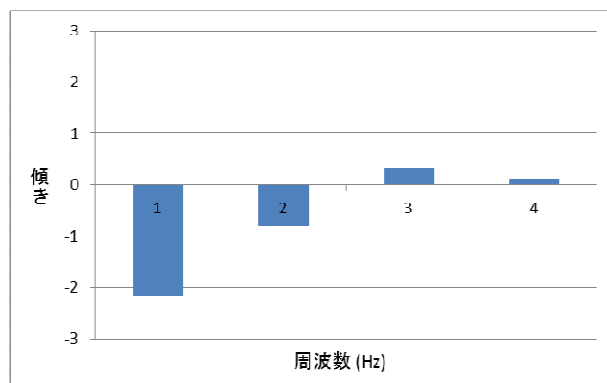


図 5-1 刃こぼれあり (#1)

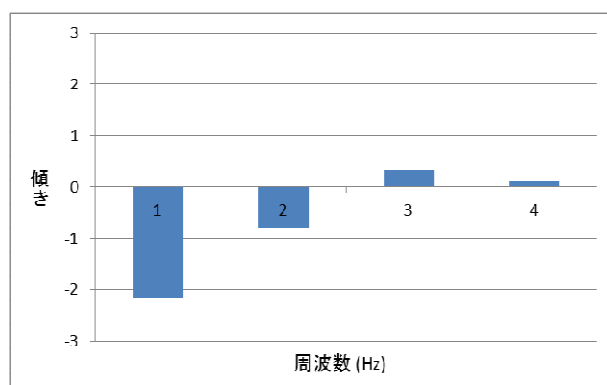


図 5-2 刃こぼれあり (#2)

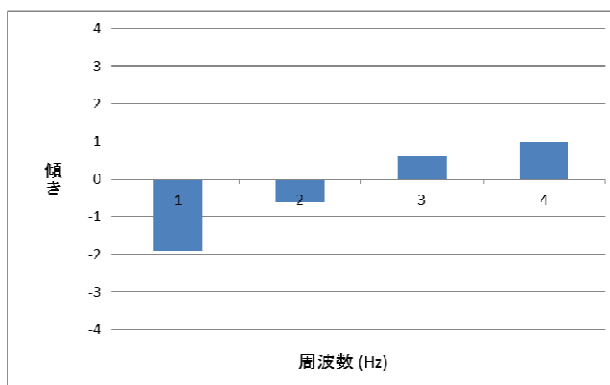


図 5-3 刃こぼれあり (#3)

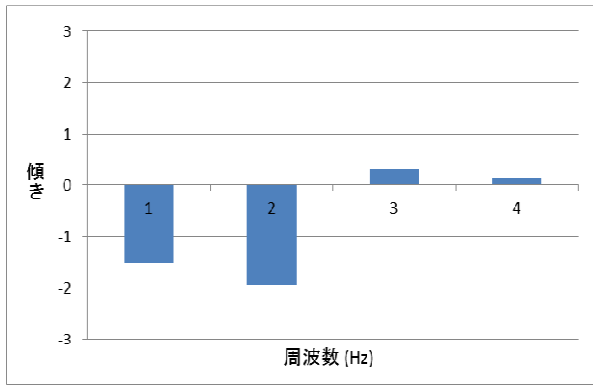


図 6-1 刃こぼれなし (#1)

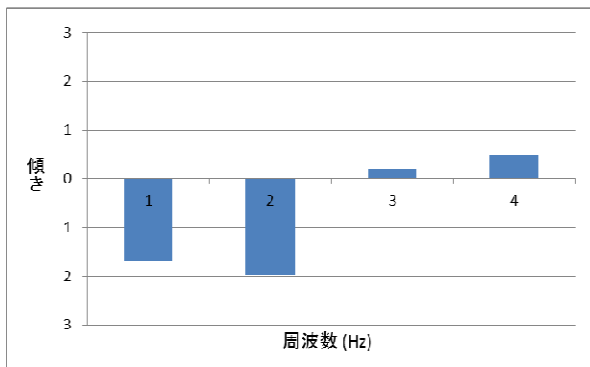


図 6-2 刃こぼれなし (#2)

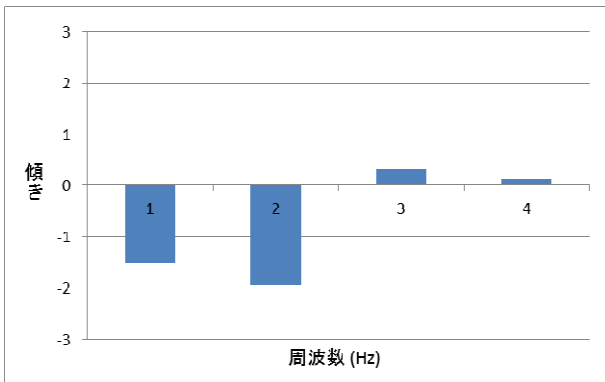


図 6-3 刃こぼれなし (#3)

図 3-2 と図 4-2 とを比較すると、緑色の直線 (10~100Hz) では勾配の差が特に顕著であることが分かるが、図 5-1 ~図 5-3 と図 6-1 ~図 6-3 から、刃こぼれありの替刃と刃こぼれなしの替刃では傾きが最大になる周波数領域が異なり、刃こぼれのある替刃のほうが刃こぼれのない替刃に比べ、10Hz 以下の低い周波数で大きい勾配を持つことが判明した。

3.2 鉄板を用いた打音検査

図 7-1 ~図 7-3 に厚さ 1.2 mm の鉄板にパチンコ玉の落下時に発生した打音を解析した結果を、

図 8-1 ~図 8-3 に、同じく厚さ 2.2 mm の鉄板での打音解析した結果を、図 9-1 ~図 9-3 に同じく厚さ 9.6 mm の鉄板での解析結果を各々 3 回分示す。

図 10-1 ~図 10-3 に図 7-1 ~図 7-3 のグラフの勾配値を縦軸とした棒グラフを、図 11-1 ~図 11-3 に同じく図 8-1 ~図 8-3 の勾配値を示した棒グラフを、図 12-1 ~図 12-3 に同じく図 9-1 ~図 9-3 の勾配値を縦軸とした棒グラフを各々 3 回分示す。

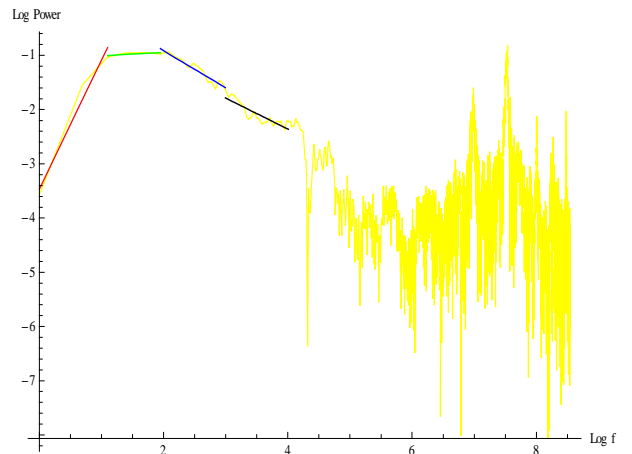


図 7-1 厚さ 1.2 mm (#1)

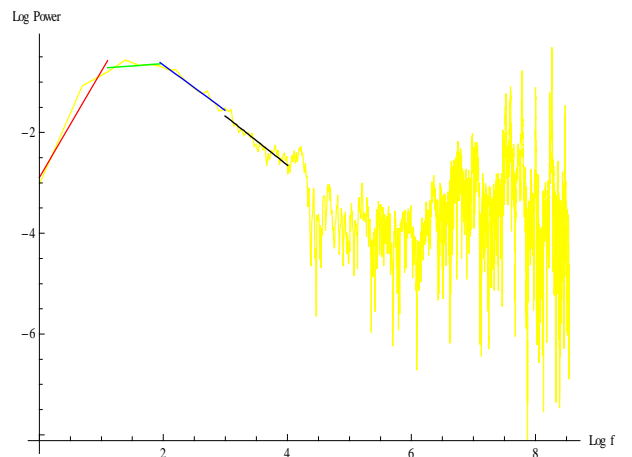


図 7-2 厚さ 1.2 mm (#2)

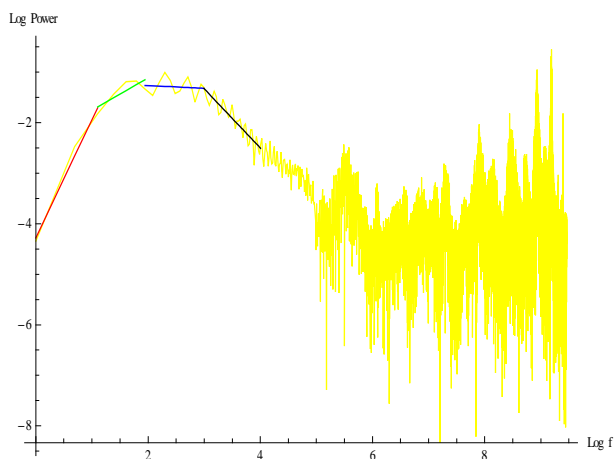


図 7-3 厚さ 1.2 mm (#3)

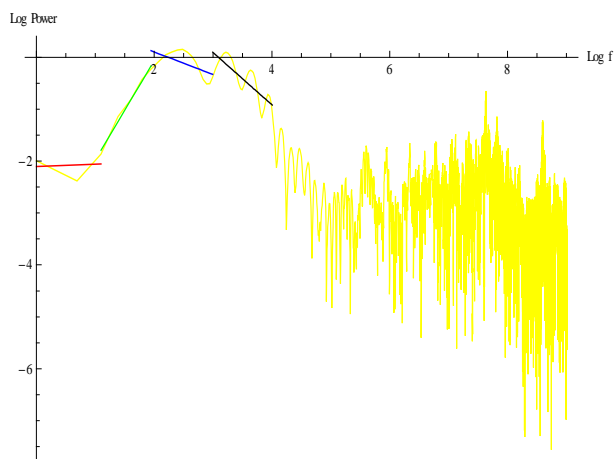


図 8-3 厚さ 2.2 mm (#3)

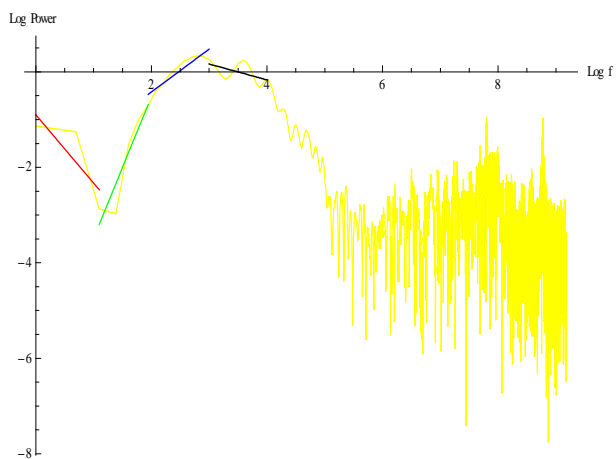


図 8-1 厚さ 2.2 mm (#1)

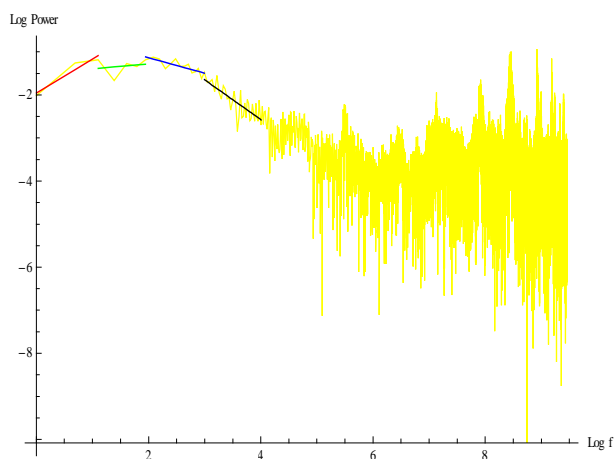


図 9-1 厚さ 9.6 mm (#1)

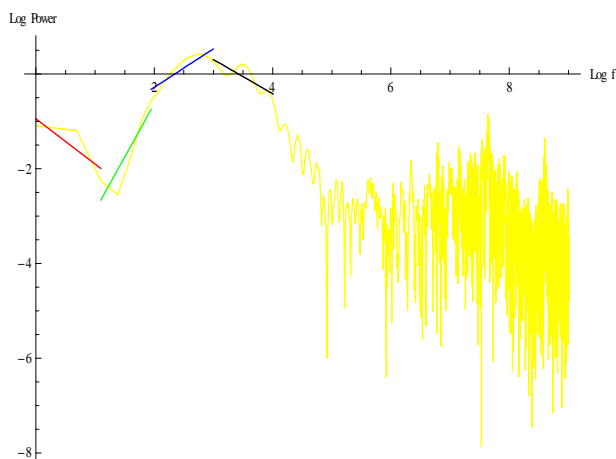


図 8-2 厚さ 2.2 mm (#2)

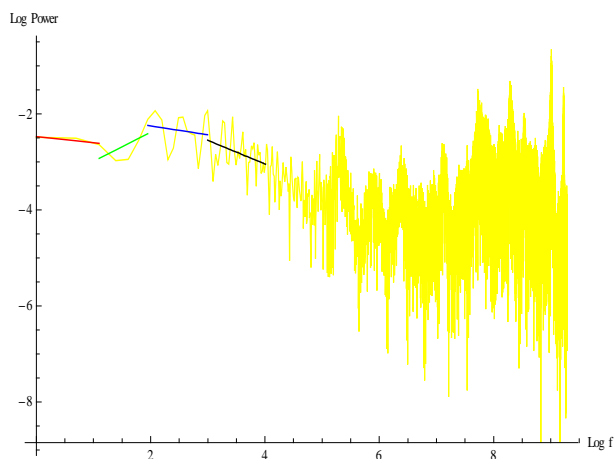


図 9-2 厚さ 9.6 mm (#2)

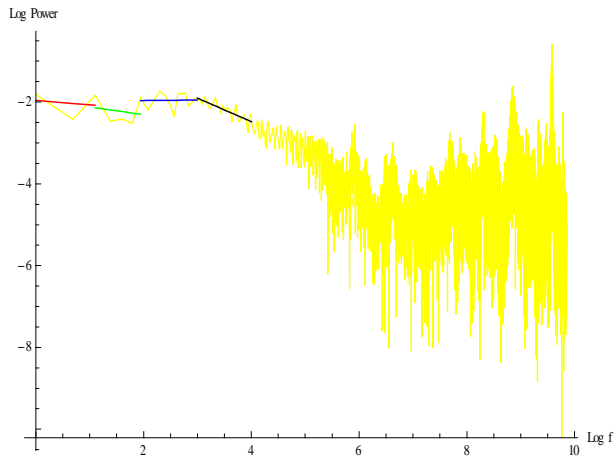


図 9-3 厚さ 9.6 mm (#3)

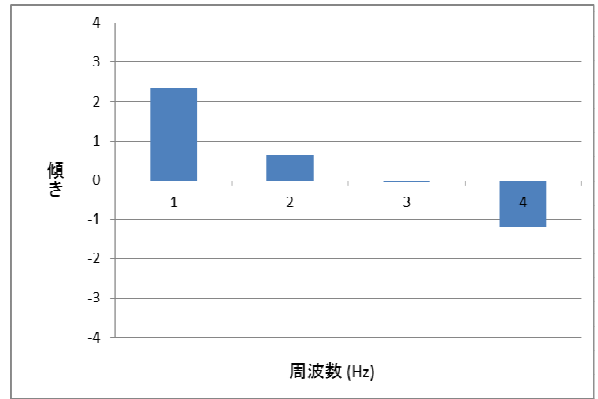


図 10-3 厚さ 1.2 mm (#2)

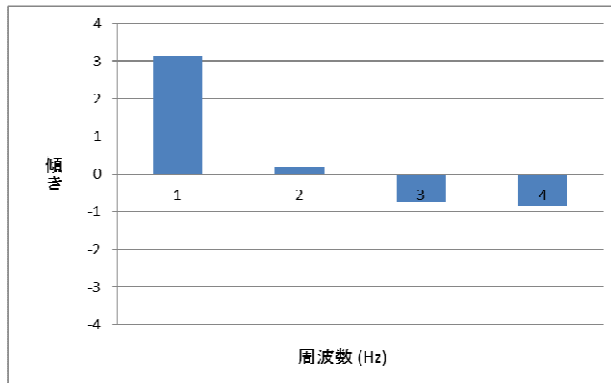


図 10-1 厚さ 1.2 mm (#1)

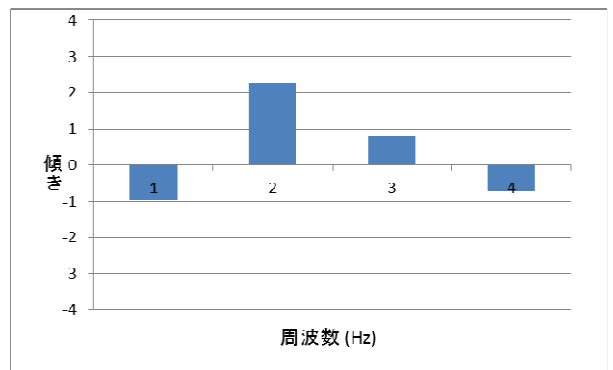


図 11-1 厚さ 2.2 mm (#1)

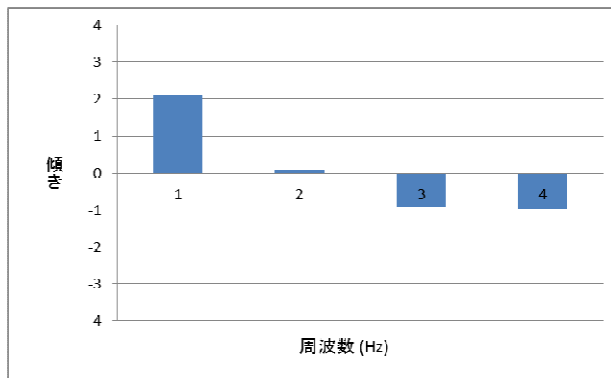


図 10-2 厚さ 1.2 mm (#2)

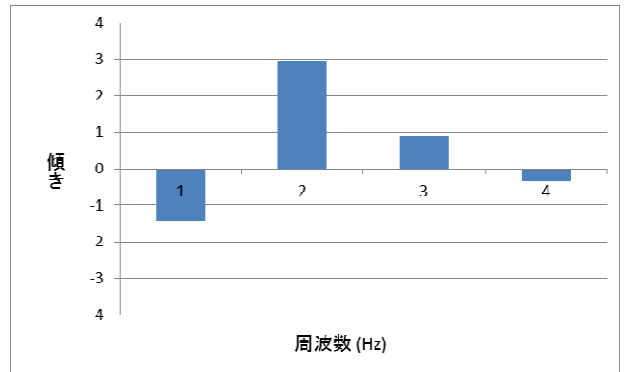


図 11-2 厚さ 2.2 mm (#2)

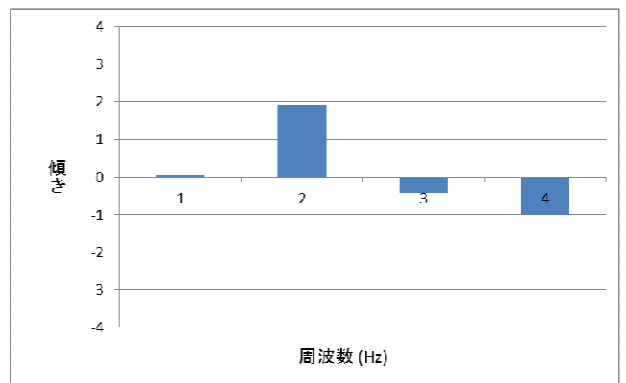


図 11-3 厚さ 2.2 mm (#3)

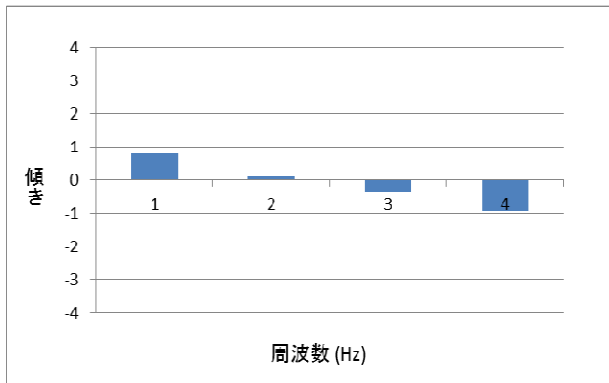


図 1 2 - 1 厚さ 9.6 mm (# 1)

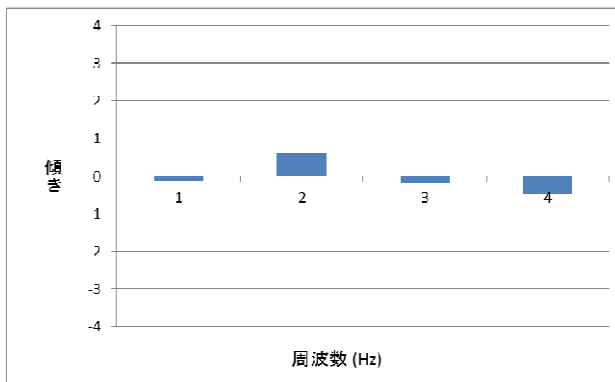


図 1 2 - 2 厚さ 9.6 mm (# 2)

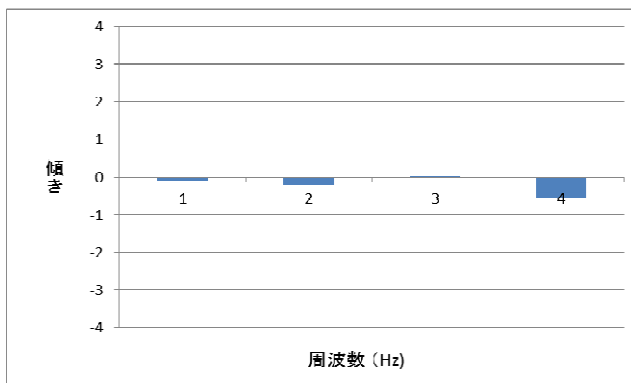


図 1 2 - 3 厚さ 9.6 mm (# 3)

図 1 0 - 1 ~ 図 1 0 - 3 と 図 1 1 - 1 ~ 図 1 1 - 3 と 図 1 2 - 1 ~ 図 1 2 - 3 とを比較すると、鉄板の厚さ 1.2 mm では 10 Hz 以下、2.2 mm では 10 ~ 100 Hz で、ゆらぎ周波数が大きな勾配となるので、鉄板の厚さが薄い方が低周波領域で大きな勾配を持つことが判明した。

4 結 論

本論文では金属の摩耗・劣化・腐食状態を人間の五感に頼ることなく揺らぎ周波数信号処理法を使って可視化することが可能であることを検証した。

替刃を用いた摩耗度検査では、刃こぼれがある場合とない場合で、プラスチック管を削った際に生ずる音のゆらぎ周波数の勾配が最大になる周波数が異なることが判明した。

鉄板を用いた打音検査では、鉄板の厚さの違いにより、パチンコ玉の落下時に発する音のゆらぎ周波数の勾配が最大になる周波数範囲が異なることが判明した。これにより、ハンマーで金属を叩き、金属に空洞が有るか否かの相違を計数化可能とし、可視化した。

以上の結果から、金属の負荷状態を大まかに信号処理的な方法で可視化することが可能であると言える。

これにより、人間の聴覚では気付きにくい音響の微妙な変化を把握することが可能になり、信頼性、正確性の向上が期待できる。

参考文献

[1] 照井麻乃：揺らぎ周波数特性を利用した音源生成に関する基礎研究、法政大学理工学部電気電子工学科齊藤兆古研究室 2012 年度卒業論文

非接触給電のシミュレーション解析

10X2033 亀田 育臣 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本研究では、3次元有限要素法による数値シミュレーションを用いて非接触給電装置の基礎的な解析を行う。研究に用いる装置の形状はU字、平面形状の一次・二次コイル分離型変圧器である。各々の周辺磁界、結合係数、電力伝送効率などを実測値とシミュレーション値の比較により設計の妥当性を検証し、3次元有限要素法による数値シミュレーションの有用性を示していくことを目的とする。

1 緒論

半導体技術の発展は、電気・電子機器の小型軽量化のみならず、インテリジェント化を可能とし、爆発的な電気・電子機器の普及をもたらした。その結果、高周波で駆動される電気・電子機器は生産設備のみならず家電機器まで広汎に普及し、家庭、事務所、工場、その他あらゆる場所でパソコン、ファックス、携帯電話、空調設備、照明機器等の多くの電気・電子機器が設置され、必要不可欠な文明の利器として活用されている。それらの電気・電子機器が空間を占める密度は、従来想定不可能な密度である。この意味で、現代の人工空間はあらゆる周波数の電磁界で満たされている。この過酷な電磁環境中でも、電気・電子機器は誤作動をすることなく円滑にそれらの機能を発揮しなければ、人類の文明生活が維持できない状況に至っている。換言すれば、あらゆる周波数の電磁界で満たされた空間の中で人類は生活を強いられている状況である。電気・電子機器に対してだけでなく人類に対しても可能な限り、高周波の電磁界が分布しない自然な空間が望ましいことは言うまでもない。

近年、地球温暖化対策のために電気自動車の開発が急務となっている。電気自動車普及の大きなボトルネックとして電気自動車への給電システムとそのインフラがある。

本稿は電気自動車を前提とする非接触給電システム開発に関するものであり、具体的には非接触給電システムが与える近傍磁界分布と電力伝送効率をシミュレーションモデルと比較である。最終的には、高い電力伝送効率を有する磁性コアを用いた一次・二次コイル分離型変圧器を最適設計できる方法を確立することを旨とする。

2 非接触給電システム

2.1 非接触給電システムとは

非接触給電システムとは、電源コード等の機械的な

接触なしで、電源から機械へ電力を供給するシステムである。このシステムは移動するもの、回転するもの、水中・真空中等の密閉された場所で使用するものなどへ電力を供給可能とする。

非接触での電力供給を可能にする技術として主な電力伝送方式は、非放射型では「電磁誘導方式」、放射型では「マイクロ波方式」、「レーザ方式」等がある。

この非接触給電システムに関して、使用場所を選ばない電化製品等の利便性の追求や、充電部の露出が少なく感電の恐れがない安全性、電源コードの削減・環境保全等の観点から多様な研究開発が行われている。将来的には移動中のロボットや、移動中の電気自動車への非接触給電も考えられる。

2.2 一次・二次コイル分離型単相変圧器

非接触給電システムでは一次・二次コイル分離型の変圧器を採用するため、空隙を介して電力伝送を行う。変圧器のコア材は比較的重量があるため、コア材の量を削減する方途として高周波駆動が一般的である。高周波特性のよい磁性材料はフェライトである。

このフェライトをコア材料とする一次・二次コイル分離型変圧器を2器試作した。図1は2個のU字型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型の試作変圧器であり、一次・二次側ともにコイル巻数を50回巻とした。図2は2個の平面型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型の試作変圧器であり、一次・二次側ともにコイル巻数を73回巻とした。また表1、表2に各々の諸定数を示す。

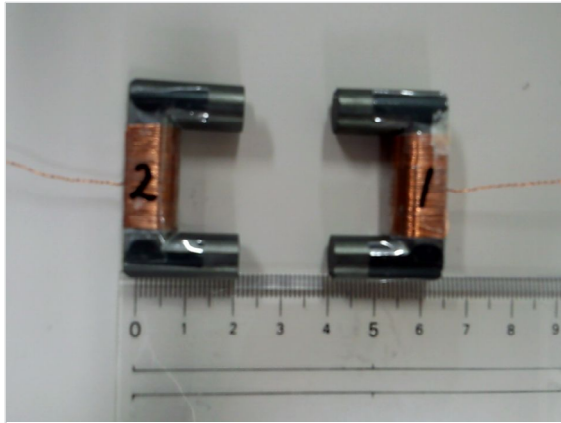


図1 1次・2次コイル分離型変圧器(U字型)

コアの種類	フェライト
1次側巻数	55巻
2次側巻数	55巻
使用した銅線の直径	0.3mm

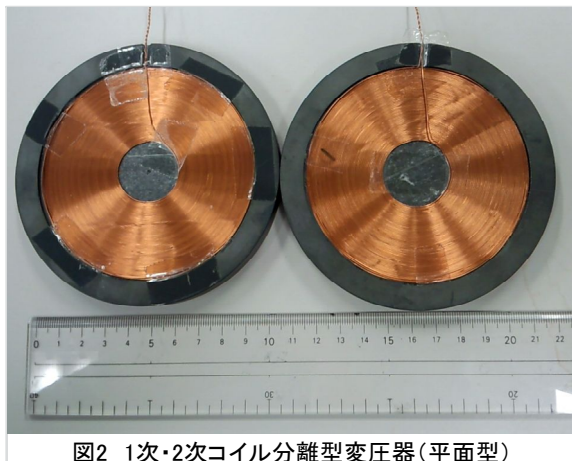


図2 1次・2次コイル分離型変圧器(平面型)

コアの種類	フェライト
1次側巻数	73巻
2次側巻数	73巻
使用した銅線の直径	0.4mm

2.3 シミュレーションモデル

2.2で示した一次・二次コイル分離型の変圧器を、有限要素法を用いたシミュレーションモデルで作成した。それぞれのシミュレーションモデルを図3、図4に示し、またJMAGの設定詳細を表3に示す。使用したソフトは株式会社JSOLのJMAGである。以降、作成したモデルは実験値とシミュレーションによる結果を比較するために用いる。

解析方法の種類	周波数応答解析
コアに使用する材料	フェライト(JFE270)

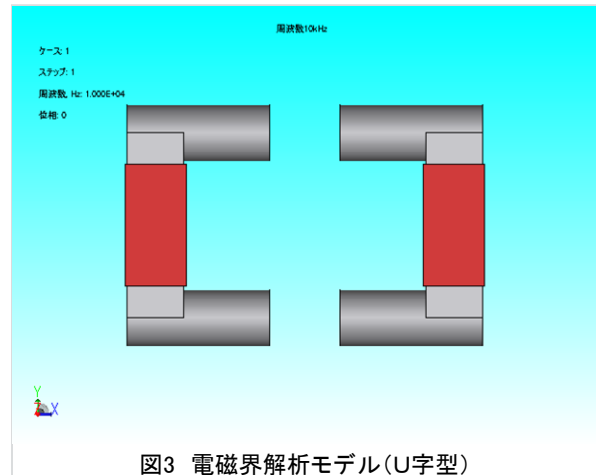


図3 電磁界解析モデル(U字型)

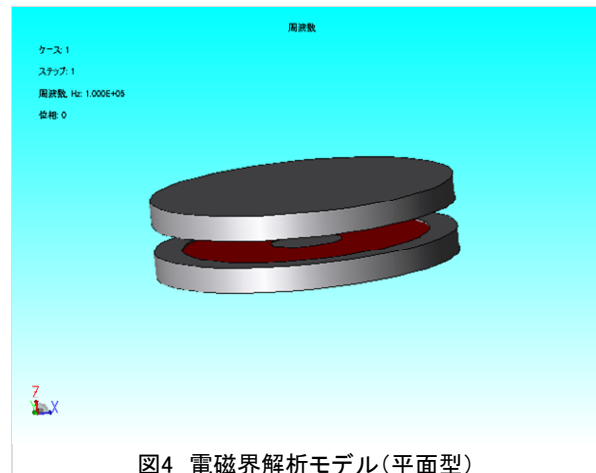


図4 電磁界解析モデル(平面型)

2.4 磁界測定

磁界分布の測定及び算出方法に関して述べる。まず励磁電流に起因する磁界分布を測定する。磁界分布はサーチコイルを用いて測定する。サーチコイルの巻数を n 、サーチコイルの断面積を S 、空気中の透磁率を μ_0 とし、サーチコイルに鎖交する磁束を ϕ とすれば、サーチコイルに誘起する起電力 u は以下の式で与えられる。

$$u = -n \frac{d\phi}{dt} \quad (1)$$

磁束 ϕ は、磁界を H とすれば

$$\phi = \mu_0 SH \quad (2)$$

である。

従って、サーチコイルの誘導起電力を

$$u = -u_m \cos(\omega t) \quad (3)$$

とすると、測定される磁界は次式のようになる

$$H = \frac{\mu_m}{\mu_0 n S \omega} \sin(\omega t) \quad (4)$$

2.4.1 U字型変圧器の近傍磁界ベクトル分布

図 1 に示す U 字型フェライトコアで構成される一次・二次コイル分離型変圧器のエアギャップ近傍磁界ベクトル分布を測定するため、図 5 に示すように一次・二次のフェライトコアヘッドに平行な x-y 平面と垂直な x-z 平面、y-z 平面とからなる透明プラスチック製のゲージを作り、高さ (z 方向) を 10 [mm] 毎に 4 段階変更して、コアから漏れた磁界の xyz の 3 成分を測定した。また磁界分布測定時には一次側端子のみ通電させ、二次側端子を開放している。[1]

表 4 に測定に用いた諸定数を示す。また測定に使用したサーチコイルの諸定数を表 5 に示す。

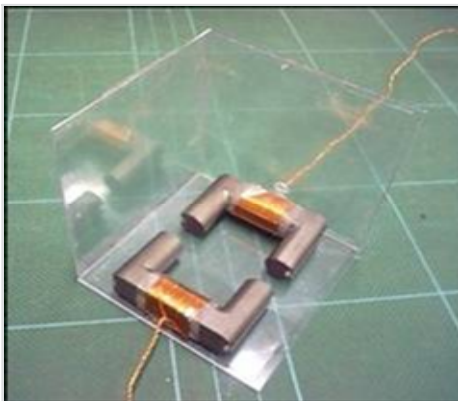


図5 実験装置

表4 変圧器近傍磁界分布測定の諸定数(U字型)

測定範囲 [cm]	8×8
測定点数	8×8×4
周波数 [kHz]	10
一次側電流 [A]	3
ギャップ距離 [mm]	10

表5 サーチコイルの諸定数

巻数[Turn]	30
半径[mm]	5
線径[mm]	0.4

図 6 にフェライトコアヘッド間が 10[mm]、電源周波数 10kHz である場合の変圧器近傍磁界ベクトル分布を示す。

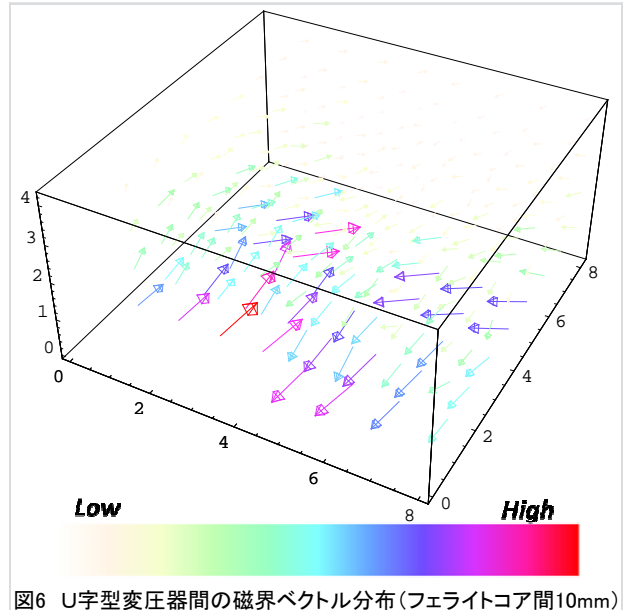


図6 U字型変圧器間の磁界ベクトル分布(フェライトコア間10mm)

また図 7 はU字型変圧器において、シミュレーションから得た近傍磁界ベクトル分布である。

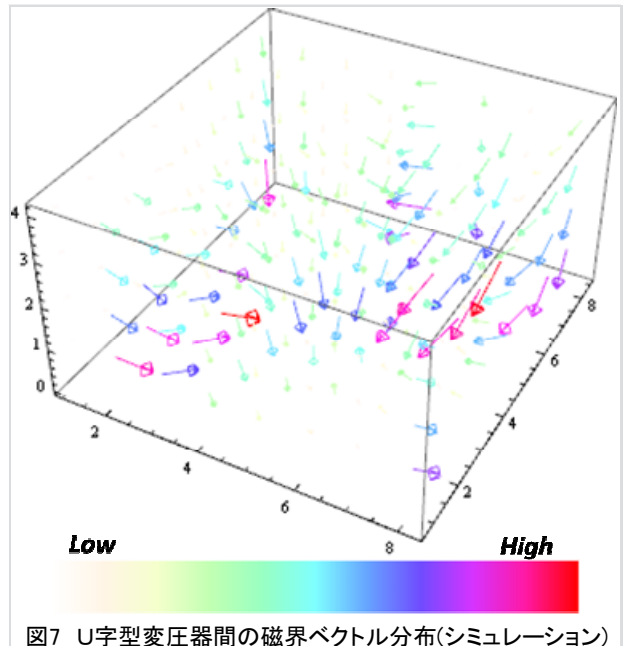


図7 U字型変圧器間の磁界ベクトル分布(シミュレーション)

2.4.2 平面型変圧器の近傍磁界ベクトル分布

図 2 に示す平面型フェライトコアで構成される一次・二次コイル分離型変圧器のエアギャップ近傍磁界ベクトル分布を測定するため、図 8 に示すように一次・二次の平面型フェライトコアに平行な x-y 平面と垂直な x-z 平面、y-z 平面とからなる透明プラスチック製のゲージで、高さ (z 方向) を 10 [mm] 毎に 4 段階変更して、コア間の磁界の xyz の 3 成分を測定した。この場合も U 字型コアと同様に、磁界分布測定時には一次側端子のみ通電させ、二次側端子を開放している。

[1]

表 6 に測定に用いた諸定数を示す。またサーチコイルの諸定数を表 7 に示す。

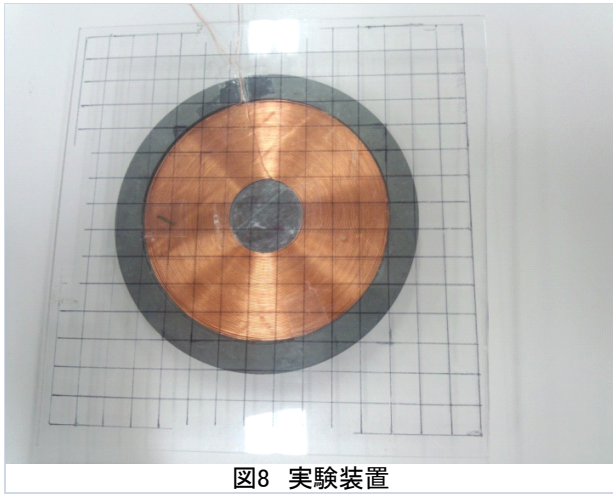


図8 実験装置

表6 変圧器近傍磁界分布測定の諸定数(平面型)

測定範囲 [cm]	8 × 8
測定点数	8 × 8 × 4
周波数 [kHz]	10
一次側電流 [A]	0.5
ギャップ距離 [mm]	40

表7 サーチコイルの諸定数

巻数[Turn]	30
半径[cm]	5
線径[mm]	0.4

図 9 に平面型の変圧器で、フェライトコアヘッド間が 40 [mm] である場合の変圧器近傍磁界ベクトル分布を示す。

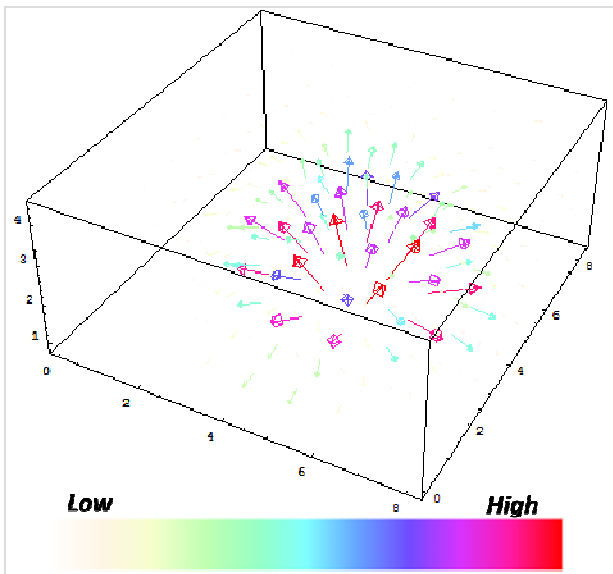


図9 平面型変圧器間の磁界ベクトル分布(フェライトコア間10mm)

図 10 は平面変圧器において、シミュレーションから

得た変圧器の近傍磁界ベクトル分布である。

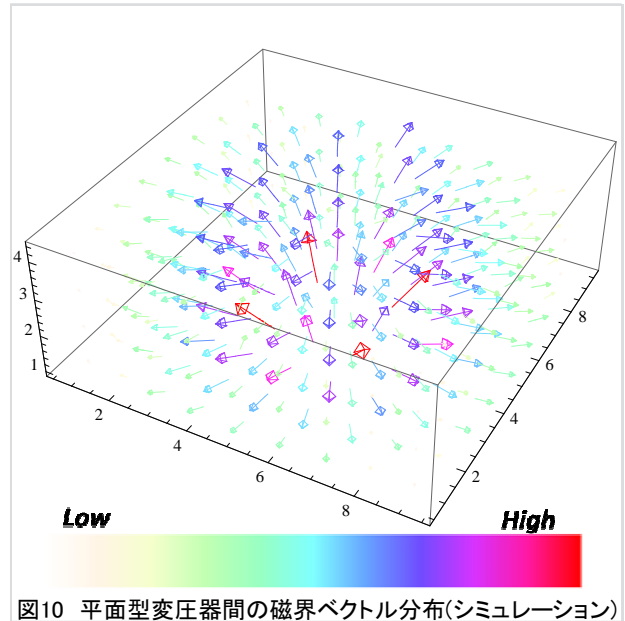


図10 平面型変圧器間の磁界ベクトル分布(シミュレーション)

2.5 電力伝送効率

2.5.1 結合係数

変圧器の基礎的で最も重要な性能指標である結合係数 κ を調べる。変圧器の一次・二次コイルを図 11 に示す回路モデルで考えると、両コイル間に相互誘導作用があるとき、自コイルがつくる磁束の一部が他コイルと鎖交する磁束を相互誘導作用の原因となる磁束という意味から相互磁束と呼ぶことにする。[2] コイルの結線時、相互磁束が互いに加わるような関係にある場合を和動接続、互いに打ち消し合う場合を差動接続という。図 12、図 13 に示す結線を施しインピーダンスを測定することで式 (5) から結合係数 κ が求まる。

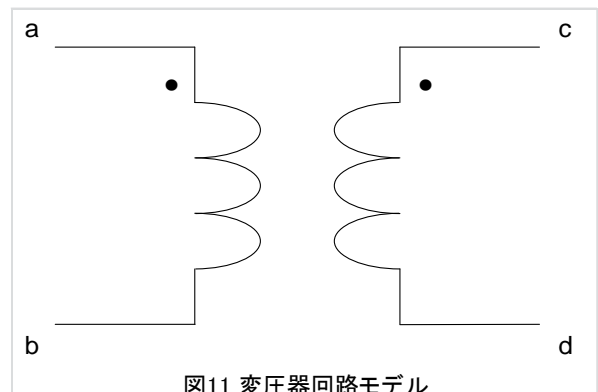


図11 変圧器回路モデル

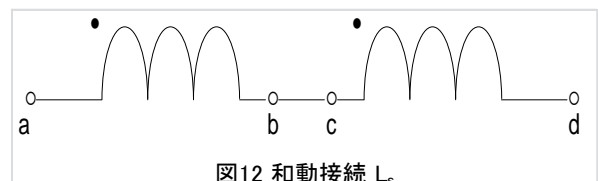


図12 和動接続 L_s

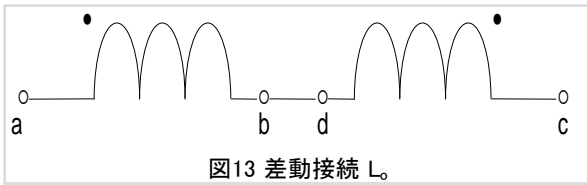


図13 差動接続 L_s

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M \quad (5)$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M \quad (6)$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (7)$$

$$\therefore k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (8)$$

以下の表 8 および表 9 にそれぞれ U 字型フェライトコアの結合係数の実測値, シミュレーション値を示す. 電源周波数の値は 30kHz を使用する.

Gap[mm]	0	1	3	5	7	10
$L_1[\mu H]$	1388.20	526.48	381.21	356.36	344.86	336.89
$L_2[\mu H]$	1491.67	481.89	364.44	339.23	328.21	319.90
$L_s[\mu H]$	3770.58	1337.90	956.18	835.91	798.46	741.56
$L_o[\mu H]$	507.82	514.60	530.60	543.63	553.11	569.17
$M[\mu H]$	815.69	205.82	106.39	73.07	61.34	43.10
κ	0.57	0.41	0.29	0.21	0.18	0.13

Gap[mm]	0	1	3	5	7	10
$L_1[\mu H]$	406.99	293.60	228.06	215.36	210.40	204.34
$L_2[\mu H]$	406.02	293.77	228.16	215.34	209.94	204.22
$M[\mu H]$	252.27	127.32	57.13	39.83	30.86	21.79
κ	0.62	0.43	0.25	0.18	0.15	0.11

以下の表 10 および表 11 にそれぞれ平面型フェライトコアの結合係数の実測値, シミュレーション値を示す.

Gap[mm]	0	1	3	5	7	10
$L_1[\mu H]$	4163.10	2596.07	1702.40	1290.66	1086.18	912.60
$L_2[\mu H]$	4112.44	2649.21	1692.79	1284.21	1075.49	900.52
$L_s[\mu H]$	16858.90	10721.20	6649.59	4921.14	3996.76	3185.77
$L_o[\mu H]$	96.59	135.14	200.71	271.81	334.80	424.90
$M[\mu H]$	4190.58	2646.52	1612.22	1162.33	915.49	690.22
κ	1.01	1.01	0.95	0.90	0.85	0.76

Gap[mm]	0	1	3	5	7	10
$L_1[\mu H]$	4869.09	2546.92	1447.43	1061.06	863.86	705.08
$L_2[\mu H]$	4869.08	2546.92	1447.44	1061.06	863.87	705.07
$M[\mu H]$	4845.55	2507.35	1376.96	961.34	736.57	538.83
κ	1.00	0.98	0.95	0.91	0.85	0.76

2.5.2 電力送電効率

給電システムの最も重要な性能指標である電力伝送効率を調べる. U字型変圧器の一次側コイルに入力電圧 0.5[V] を付加し, それぞれの負荷抵抗の電流, 電圧を測定, 電力を算出した. また平面型変圧器においても付加する入力電圧を 5[V] に設定し, 同様の実測を行い, 電力を算出した. 図 14 に使用した回路を示す. 一次側負荷抵抗 10[Ω], 二次側負荷抵抗 1[Ω] を使用した.

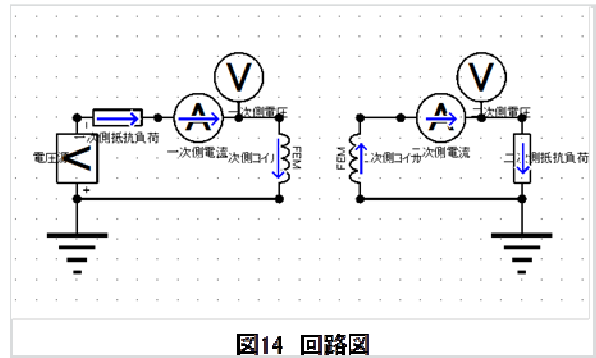


図14 回路図

図 15, 図 16 にエアギャップが 0[mm], 10[mm] である場合の U 字型変圧器の各周波数に対する電力送電効率の実測値とシミュレーションから得た値を示す.

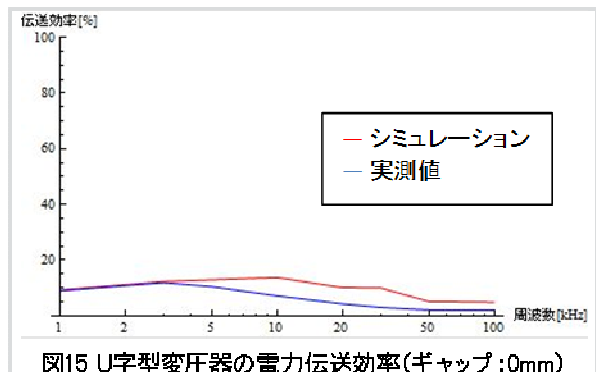


図15 U字型変圧器の電力伝送効率(ギャップ:0mm)

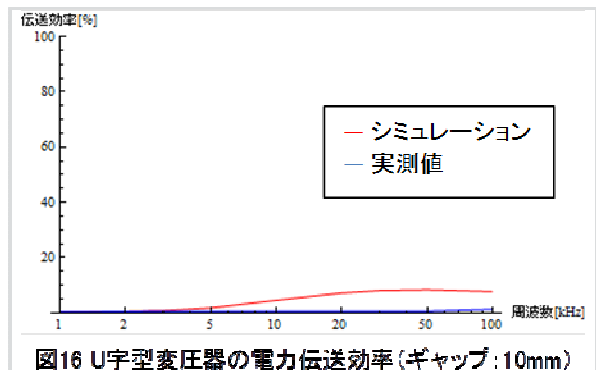


図16 U字型変圧器の電力伝送効率(ギャップ:10mm)

図 17, 図 18 にエアギャップが 0[mm], 10[mm] である場合の平面型変圧器の各周波数に対する電力送電効率の実測値とシミュレーションから得た値を示す.

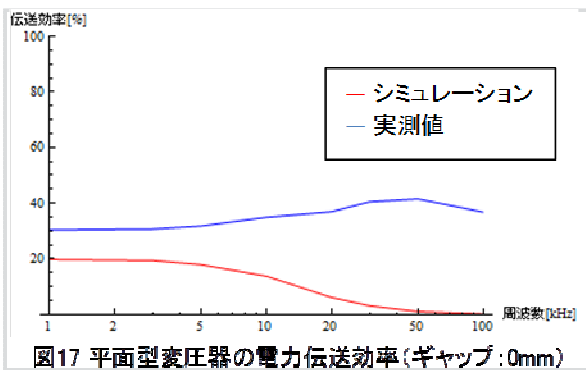


図17 平面型変圧器の電力伝送効率(ギャップ:0mm)

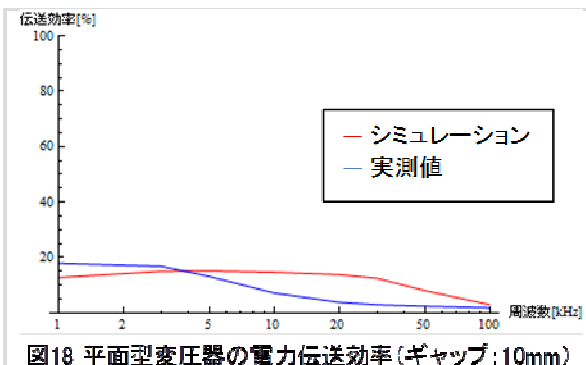


図18 平面型変圧器の電力伝送効率(ギャップ:10mm)

3 考察

3.1 コア形状

図 6 より U 字型フェライトコアを用いた変圧器は、磁氣的結合が U 字型に沿った直線的磁界ベクトルによってなされることがわかる。図 9 より平面型フェライトコアを用いた変圧器ではコアの中心から噴水状に広がる磁界ベクトルによって磁氣的結合がなされることがわかる。U 字型フェライトコアを用いた変圧器の磁氣的結合は二次側コアに対し、直線的な一方向による磁氣的結合様式である。しかし、平面型フェライトコアを用いた変圧器の磁氣的結合は二次側コアに対し、平面に広がる三方向による磁氣的結合様式を呈している。また、図 2 に示した平面型変圧器を向い合せて使用し、励磁コイルをコア面に対して渦巻きとすることで励磁コイル断面積が広くとることができる。すなわち、平面型のコアを使用した場合、二次コイル面の増加が鎖交磁束の増加に繋がり、結果として高い磁氣的結合を得ることができると考えられる。

3.2 結合係数

結合係数 K は変圧器の一次・二次コイル間の漏洩磁束の過多を表す指標である。U 字型フェライトコアを用いた変圧器は表 8 より一次・二次コア間のギャップ間隔 0 [mm] において結合係数は約 0.57 を示す。エアギャップが存在しないにも関わらず、結合係数が 1 に

近くないということは接触状態でも漏洩磁束が存在することを意味する。

他方、平面型フェライトコアを用いた変圧器は表 10 よりエアギャップ 0 [mm] において結合係数は約 1 を示す。すなわち、漏洩磁束が無いということである。3.1 で示した通り平面型コアは外鉄型の一種を用いることで、漏洩磁束削減を目的としている。

それぞれの変圧器とも、一次・二次コア間のギャップが大きくなるほど結合係数が低くなる。これはコイル間の空気領域が大きくなり、漏洩磁束が増え、鎖交磁束が減少すると考えられる。結果、磁氣的結合は弱くなると言える。

3.3 電力伝送効率

一次側から二次側へ伝送される電力伝送効率もまた変圧器の重要な特性の一つである。U 字型フェライトコアを用いた変圧器は、表 14 より一次・二次コア間のギャップ間隔 10 [mm] において電力伝送効率約 1 [%] を示す。既に述べた通り U 字型フェライトコアを用いた変圧器は漏洩磁束が非常に多いため電力伝送効率が向上しない。

他方、平面型フェライトコアを用いた変圧器は、表よりエアギャップ 10 [mm] において電力伝送効率約 20 [%] を示す。明らかに平面型フェライトコアを用いた変圧器は、U 字型フェライトコアを用いた変圧器に比べ高い電力伝送効率を維持することがわかる。

これは磁気遮蔽効果がある外鉄型の平面型コアを用いたことで、漏洩磁束削減が行えたことに起因している。しかし電力伝送効率約 20 [%] では変圧器性能としては不十分であり、コアの大きさを拡大しコイル巻数を増加させることで多少の効率改善が期待できるが、非接触給電用変圧器としては使用できない。この問題を解決するために二次側共振回路を用いる。

3.4 有限要素解析

株式会社 JSOL の 3 次元有限要素解析ソフト「JMAG」を用いて各一次・二次コイル分離型のシミュレーションモデルを作成し、実測値と比較した。

平面型変圧器の近傍磁界分布の比較では、実測値とシミュレーション値が合致していると考えられる。しかし、U 字型変圧器の近傍磁界分布の比較には誤差がある。これは実験につかたサーチコイルの巻数が少なく z 軸方向の磁界成分をうまく検出できなかったと考えられる。また平面型変圧器の実験にも同じサーチ

コイルを使用した，発生した磁界の z 軸方向成分が大きい，ためうまく検出できたと考えられる。

結合係数の比較では，結合係数 k の値が各変圧器ともほとんど合致したとわかる。自己インダクタンス L_1 ， L_2 に大きな誤差があるのは，図 1 と図 3，図 2，と図 4 に示す通りコイルのモデルを平面として作成したため誤差が発生したと考えられる。

電力伝送効率の比較に関しては，各々概ね一致している。周波数が低いときは誤差が少なく，周波数が高いときに誤差が大きくなった。これはコイル，負荷抵抗の周波数特性をシミュレーションに反映しきれなかったと考えられる。[3]

以上のように U 字型変圧器，平面型変圧器の妥当性が概ね示すことができた。また主にコイルのモデリング，コイルと負荷抵抗の周波数特性など正確に考慮するとシミュレーションの精度が上がると考えられる。今後，二次側共振回路の有限要素解析を確立し，比較の幅を広げていく。

4 結 論

本論文では，非接触給電システムの根幹要素である一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布の可視化を行い，その変圧器のモデルを作成し有限要素解析で得た磁界分布との比較を行った。一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布の可視化では U 字型フェライトコア，平面型フェライトコアを使用した。磁界ベクトル分布から各々のコアの特徴を比較し，特に平面型フェライトコアの有利性を述べた。

また U 字型フェライトコア，平面型フェライトコアの結合係数・電力伝送効率を実測値とそれぞれのシミュレーションモデルから得た値との比較を行ない，各変圧器の実験結果の妥当性を示した。

今後，シミュレーションモデルから得る一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布に対して，離散型ウェーブレット変換を行い，各モデルの最適化設計を実現できる方法を考案していく。

参考文献

- [1] 高田将吾：「非接触給電技術に関する基礎的研究」，2010 年
- [2] 日本電気技術者協会：「インダクタンス物語(3)」，
< <http://www.jeea.or.jp/course/contents/01154/> >
- [3] 川西健次，近角聡信，櫻井良文：「磁気工学ハンドブック」，1998 年

U 字型フェライトコアを用いた実験的解析

10X2040 倉島 卓哉 指導教員：齊藤 兆古

論文概要

非接触給電はエアギャップにより分離されている2個のコアにそれぞれ一次・二次コイルを装着した変圧器を基幹要素とする。本論文ではU字型フェライトコアが構成する非接触給電用変圧器における一次・二次間の結合係数および電力伝送効率、サーチコイルを用いた3次元磁界ベクトル分布を測定し、磁界ベクトルの流れを可視化することで漏洩磁界に関する簡潔な報告をする。

1 諸言

エネルギーは運動エネルギーや位置エネルギーなど多彩な形態をとるが、現代文明において電気エネルギーが最も効率良く生成と利用が可能であり、電気はエネルギーそのものとしてだけでなく通信・情報にも信号として広範に利用されている。

また、半導体技術の発展により、電気・電子機器の小型軽量化のみならず、インテリジェント化を可能とし、爆発的な電気・電子機器の普及をもたらした。その結果、高周波で駆動される電気・電子機器は生産設備のみならず家電機器まで広汎に普及し、家庭、事務所、工場、その他あらゆる場所でパソコン、ファックス、携帯電話、空調設備、照明機器等の多くの電気・電子機器が設置され、必要不可欠な文明の利器として活用されている。

それらの電気・電子機器が空間を占める密度は、従来想定不可能な密度である。この意味で、現代の人工空間はあらゆる周波数の電磁界で満たされている。この過酷な電磁環境中에서도、電気・電子機器は誤作動をすることなく円滑にそれらの機能を発揮しなければ、人類の文明生活が維持できない状況に至っている。換言すれば、あらゆる周波数の電磁界で満たされた空間の中で人類は生活を強いられている状況である。電気・電子機器に対してだけでなく人類に対しても可能な限り、高周波の電磁界が分布しない自然な空間が望ましいことは言うまでもない。

本稿は、エアギャップによって分離された一次・二次コア分離型変圧器開発に関するものである。具体的には非接触給電システムが与える近傍電磁界分布の可視化を行う。[1][2]

2 非接触給電システム

2.1 非接触給電システムとは

非接触給電システムとは、電源コード等の機械的な

接触なしで電源から機械へ電力を供給するシステムである。このシステムは、移動するもの、回転するもの、水中・真空中等の密閉された場所で使用するものなどへ電力を供給可能とする。

非接触による電力供給を可能にする技術として主な電力伝送方式は、非放射型では「電磁誘導方式」、放射型では「マイクロ波方式」、「レーザ方式」等がある。

非接触給電は、技術として100年程前のエレクトロニクスの黎明期から知られていた。ニコラ・テスラやトーマス・エジソンなどの研究者が電力を非接触で長距離伝送することに努力した。

現代の非接触給電はまず、無線タグとして利用が広がり、その後、コードレス電話機や電気シェーバー、電動歯ブラシなどに拡大した。いずれも、小電力、近距離の分野に限られていた。

近年、携帯電話やノートパソコンなどのモバイル機器や電気自動車などの2次電池を搭載した電気機器が急激に普及しており、長距離、大電力の非接触給電は技術の要求が高まっている。特に電気自動車の充電には大電流かつ伝送効率の高い非接触給電技術が求められている。この様に非接触給電技術は現代生活をより利便性の高いものにするために必要不可欠となっている。

2.2 一次・二次コイル分離型単相変圧器

非接触給電システムでは一次・二次コイル分離型の変圧器を採用するため、空隙を介して電力伝送を行う。変圧器のコア材は比較的重量があるため、コア材の量を削減する方途として高周波駆動が一般的である。高周波特性のよい磁性材料はフェライトである。

このフェライトをコア材料とする一次・二次コイル分離型変圧器を試作した。図1は2個のU字型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型の試作変圧器である。

表 1 U字フェライトコア型一次・二次コイル
分離型変圧器の仕様

銅線の直径	0.2[mm]
コア材質	フェライト
巻き数 1次側	55
2次側	55
コアの断面積	$7.5 \times 10^{-5}[\text{m}^2]$

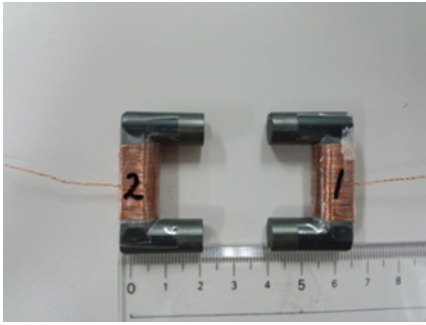


図 1 U字型フェライトコアを用いた
一次・二次コイル分離型変圧器

2.3 磁界分布測定

測定に使用したサーチコイルの仕様を図 2、表 2 に示す。

表 2 サーチコイルの仕様

銅線の直径	0.1[mm]
巻き数	800
コイルの長さ	5[mm]
コイルの外径	7[mm]
コイルの内径	2[mm]

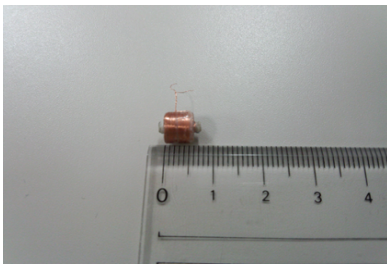


図 2 サーチコイル

励磁電流が喚起する磁界分布を測定する。磁界分布はサーチコイルを用いて測定する。サーチコイルの巻き数を n 、サーチコイルの断面積を S 、空気中の透磁率を μ_0 とし、サーチコイルに鎖交する磁束を ϕ とすれば、サーチコイルに誘起する起電力 u は式(1)で与えられる。

$$u = -n \frac{d\phi}{dt} \quad (1)$$

磁束 ϕ は、磁界を H とすれば

$$\phi = \mu_0 SH \quad (2)$$

である。

従って、サーチコイルの誘導起電力を

$$u = -u_m \cos(\omega t) \quad (3)$$

とすると、測定される磁界は次式のようにになる。

$$H = \frac{\mu_m}{\mu_0 n S \omega} \sin(\omega t) \quad (4)$$

2.4 磁界ベクトル分布

図 1 に示す U 字型フェライトコアで構成されている一次・二次コイル分離型変圧器のエアギャップ近傍磁界ベクトル分布を測定する。

図 2 に示すように一次・二次のフェライトコアヘッドに平行な x-y 平面でフェライトコアヘッド面に垂直な方向を高さ z 方向とする。

高さ (z 方向) を 5[mm]毎に 2 段階変更して、コアから漏れた磁界の xyz の 3 成分を測定した。また、磁界分布測定時には一次側端子のみ通電させ、二次側端子を開放している。

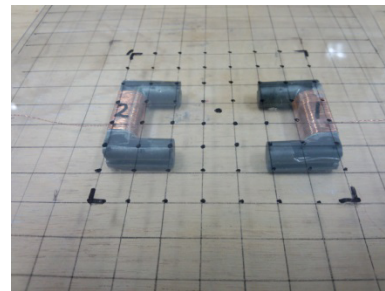


図 3 実験装置概観図

表 3 U字型フェライトコアを用いた変圧器
近傍磁界分布測定時の諸条件

測定範囲 [cm]	測定点数	周波数 [kHz]	一次側電圧 [V]	ギャップ距離 [mm]
8×8	8×8×3	10	1.5	30

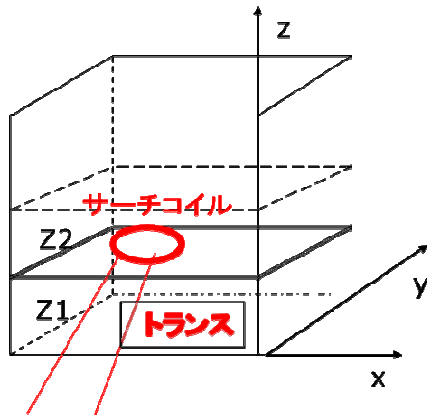


図4 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の概略図

実験の手順を以下にまとめる。

3次元磁界分布を表すために各測定点における電圧を図5のように磁界の大きさへと変換する。次に、磁界の最大値を取出し、xyz成分ごとに図6の様に行列表化する。これらを用いて各成分の磁界の最大値との商によってxyz平面をまとめると3次元ベクトル表示が可能となる。

以下にU字型フェライトコアを用いた変圧器で、フェライトコアヘッド間が30[mm]である場合の変圧器近傍磁界ベクトル分布を異なる3方向の視点で描いた結果をそれぞれ図7、図8、図9に示す。また、磁界の強さは図10のカラーマップに示す。

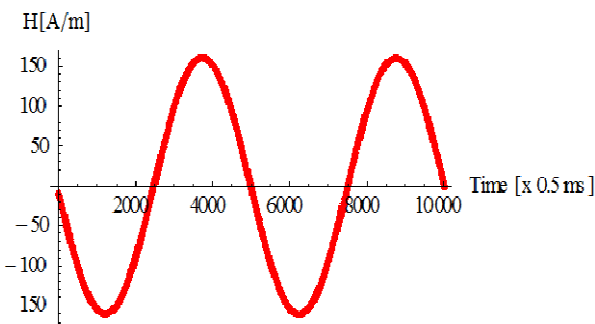


図5 測定点における電圧から磁界への変換

16.98	10.472	6.317	8.614	7.426	11.202	19.226	18.562
33.674	29.757	18.085	15.084	7.426	27.184	35.167	34.234
55.851	61.30	45.524	26.886	20.834	61.806	68.972	60.958
72.083	107.59	80.93	58.74	47.944	109.518	110.772	90.861
87.491	125.22	111.10	8.614	57.685	152.974	151.521	105.27
81.570	90.86	100.24	69.259	60.466	100.244	102.354	59.135
32.959	20.86	15.792	23.141	27.652	31.025	21.0964	17.222
61.143	122.79	132.443	106.28	42.558	136.309	137.703	98.241

図6 磁界の最大値の行列式

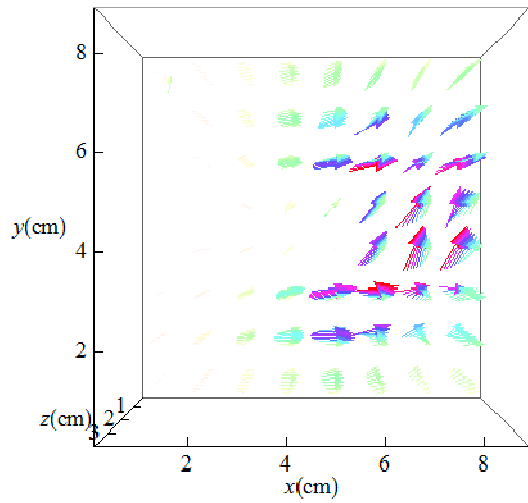


図7 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布(上空視点)

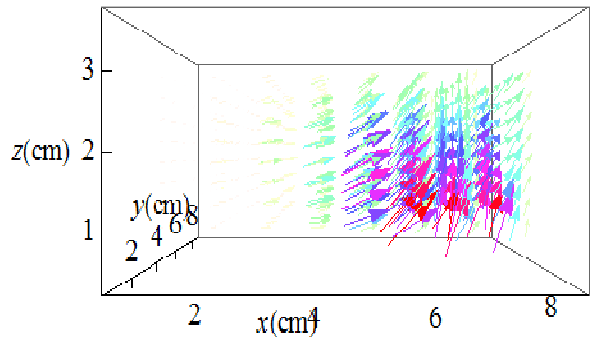


図8 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布(正面視点)

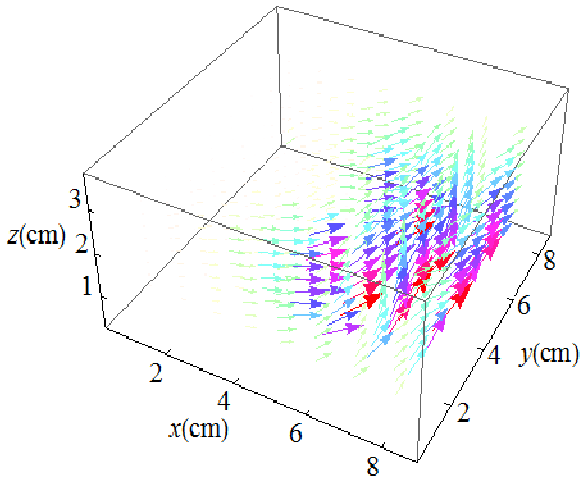


図9 U字型フェライトコアを用いた変圧器
近傍磁界ベクトル分布(立体視点)

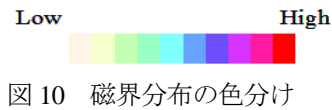


図10 磁界分布の色分け

3 U字型フェライトコアの特性

3.1 結合係数

一次・二次コイル間の漏洩磁束の過多を表す指標である結合係数 κ は変圧器の最も重要な性能指標の一つである。すなわち、結合係数 κ が大きいことは変圧器周辺の漏洩磁束が小さいことを意味する。

ここでは、変圧器の基礎的で最も重要な性能指標である結合係数 κ を求める。変圧器の一次・二次コイルを図9に示す回路モデルで考える。図9の端子 a,b,c,d を図10に示すように結線し、インピーダンスを測定することで式(8)から結合係数 κ が求まる。[2]

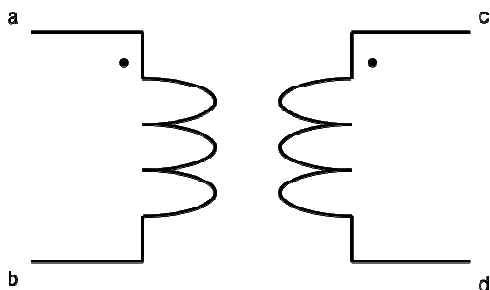


図11 変圧器回路モデル

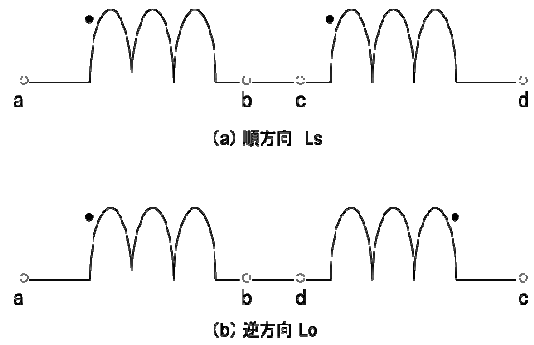


図12 インダクタンス測定のための回路結線

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M \quad (5)$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M \quad (6)$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (7)$$

$$\therefore \kappa = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (8)$$

表4 U字型変圧器の結合係数 (周波数: 30[kHz])

Gap[mm]	0	1	3	5	7	10
$L_1[\mu H]$	1388.20	526.48	381.21	356.36	344.86	336.89
$L_2[\mu H]$	1491.67	481.89	364.44	339.23	328.21	319.90
$L_s[\mu H]$	3770.58	1337.90	956.18	835.91	798.46	741.56
$L_o[\mu H]$	507.82	514.60	530.60	543.63	553.11	569.17
$M[\mu H]$	815.69	205.82	106.39	73.07	61.34	43.10
κ	0.57	0.41	0.29	0.21	0.18	0.13

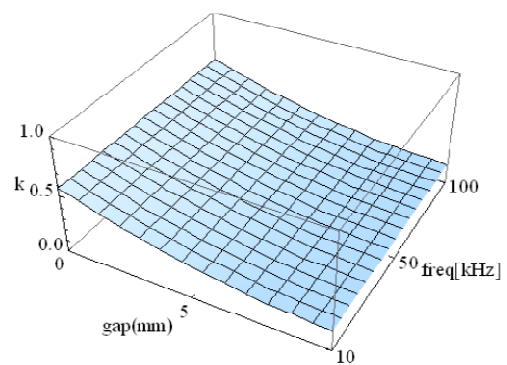


図13 結合係数、周波数およびギャップの関係

3.2 電力伝送効率

一次側から二次側へ伝送される電力の伝送効率もまた変圧器の重要な性能指標の一つである。図 14 に示すような基本的な変圧器回路に関する電力伝送効率を求める。一次・二次コア間のギャップを 0[mm]、10[mm]、一次側に抵抗負荷 10[Ω]、二次側に抵抗負荷 1[Ω]、動作周波数 10[kHz]に設定し測定を行い、式(9)より電力伝送効率を算出した結果を表 6 に記す。

L_1 は一次側自己インダクタンス、 L_2 は二次側自己インダクタンスをそれぞれ示している。[2]

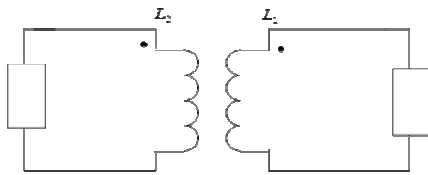


図 14 変圧器回路

$$\varepsilon = \frac{\text{二次側出力電力}}{\text{一次側入力電力}} \times 100[\%] \quad (9)$$

表 5 U 字型変圧器の電力伝送効率
(周波数 : 10[kHz])

ギャップ[mm]	入力[W]	出力[W]	伝送効率[%]
0	23.76×10^{-4}	23.76×10^{-4}	7.13
10	36.39×10^{-4}	20.42×10^{-6}	0.56

4 結論

本論文では、U 字型フェライトコアを用いた非接触給電システムの根幹要素である一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布の可視化および結合係数、電力伝送効率の測定を行った。

非接触給電トランスだけではなく一般的に使われているトランスでも、漏洩磁界は一つの問題となっている。そのため、本稿では磁界分布について考究した。

実験結果から、ギャップ間隔が広がると漏洩磁界の広がりが顕著になることが明らかとなった。これによって、目には見えない磁界の流れを大雑把に把握することを可能にした。

また、今回用いた U 字型フェライトコアは小型のためパワー不足であったことに加え、本実験でのギャップ間隔は 30[mm]に設定していた。そのため一次側から二次側への伝送効率は極小であった。しかし、小型多巻の

サーチコイルを用いることで、多くが漏洩磁界となってしまう条件下でも二次側の磁束をとらえることが判明した。

本稿で用いた U 字型フェライトコアでは、実用性には乏しいと言える。しかし、U 字型という形にこだわらなければ漏洩磁界をより抑える可能性も十分考えられる。今後、高効率非接触給電トランスの実現には様々な条件下での測定など非接触給電技術に関する様々な研究が必要と考える。

参考文献

- [1] 高田将吾、齊藤兆古:「非接触給電システム周辺電磁界分布の可視化と設計への応用」、可視化情報学会、2010 年、P00-01
- [2] 高田将吾、齊藤兆古:「非接触給電技術に関する基礎的研究」(法政大学 2010 年度修士論文)

有限長ソレノイド型空心変圧器シミュレータの開発

10X2064 高橋 優人 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本報告は有限長ソレノイド型空心変圧器設計の汎用シミュレータを数式処理言語を特徴とする言語である *Mathematica* で開発した結果を述べている。

通常、電磁機器のシミュレーションは有限要素法などの電磁界解析パッケージを用いて行われるが、これらのパッケージでは偏微分方程式を何らかの形で離散化する方法に基づく。他方、本報告では、形状を有限長ソレノイドに限定することで、*Mathematica* の特徴を生かす解析的な解に基づいて専用パッケージである点が大きな特徴である。開発された汎用有限長ソレノイド型空心変圧器シミュレータの妥当性や限界を幾つかの試作変圧器による実験結果から評価している。

1. 緒言

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。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、依然として鉄損の削減などの努力がなされている。

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、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、これらの磁性材料においても 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、また鉄損が励磁周波数と共に増加するため、電源機器の効率を下げる要因となっている。

このため、如何なる高周波に於いても高効率を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。

本研究は有限長ソレノイド型空心変圧器設計の汎用シミュレータを開発することである。

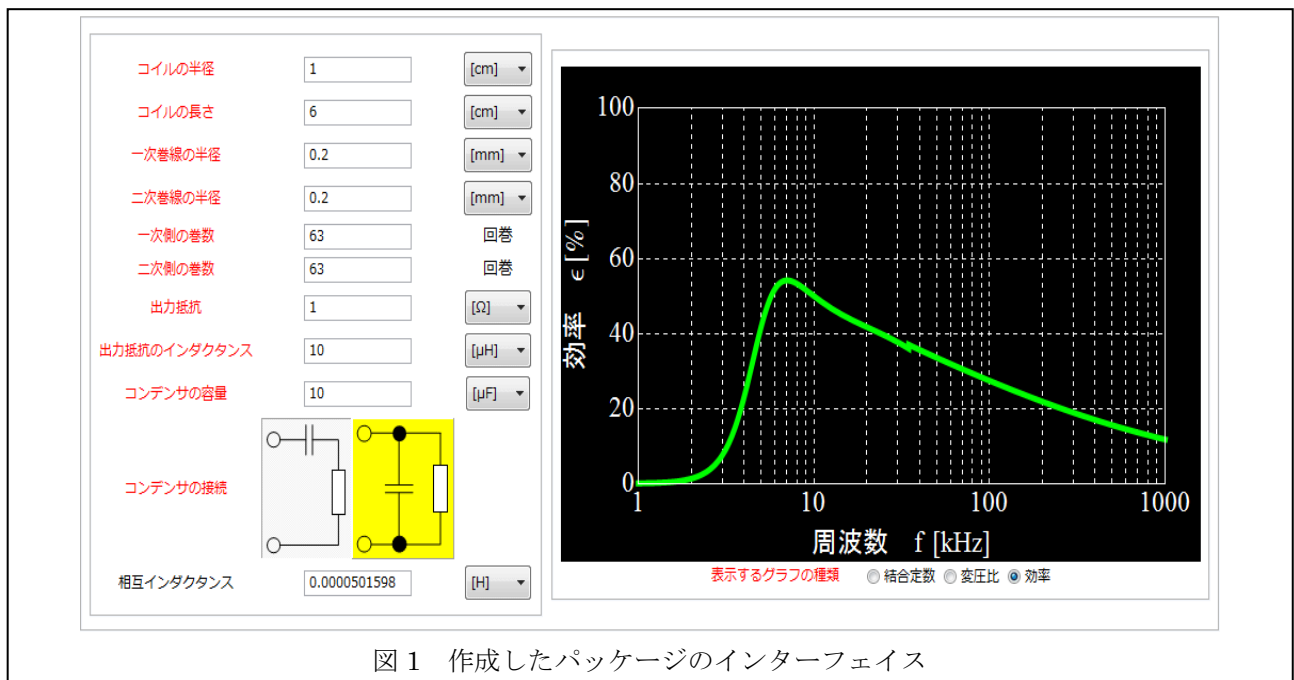


図 1 作成したパッケージのインターフェイス

通常、電磁機器のシミュレーションは有限要素法などの電磁界解析パッケージを用いて行われるが、本研究では、形状を有限長ソレノイドに限定することで、解析的な解に基づいた専用パッケージ

である点が特徴である。

開発された汎用有限長ソレノイド型空心変圧器シミュレータの妥当性や限界を幾つかの試作変圧器による実験結果から吟味する。

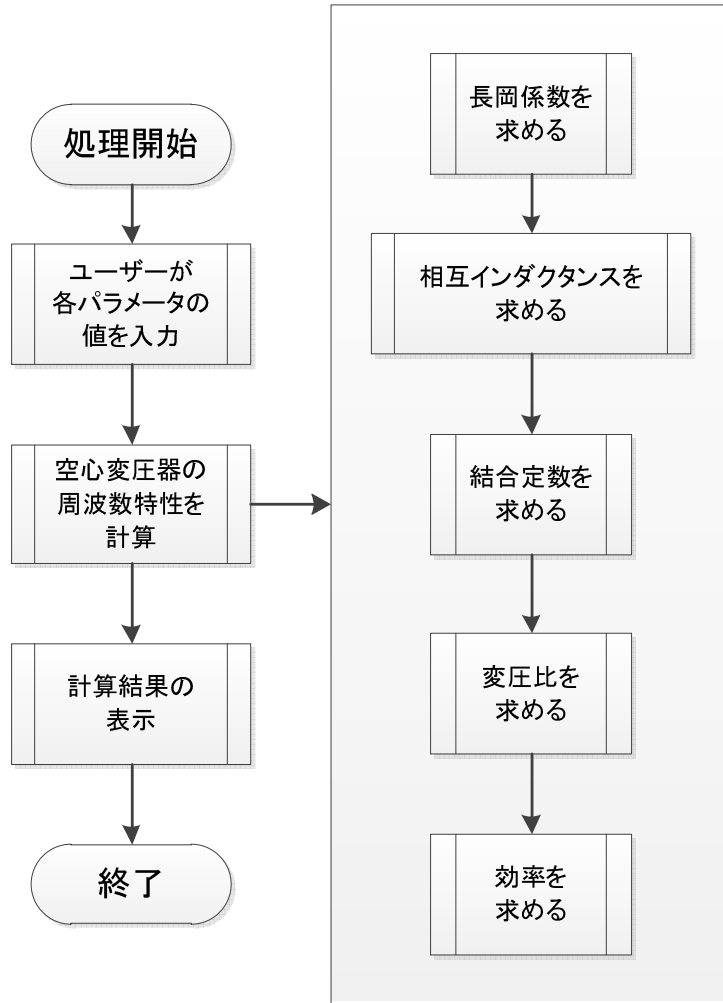


図2 コードのブロックチャート

2. 作成したパッケージの構成

試作したシミュレータのインターフェイス例を図1に示す。図2はシミュレータ全体の大まかな構成を示すブロックチャートである。

3. 有限長ソレノイドコイル型空心トランスの理論

3.1 動作原理

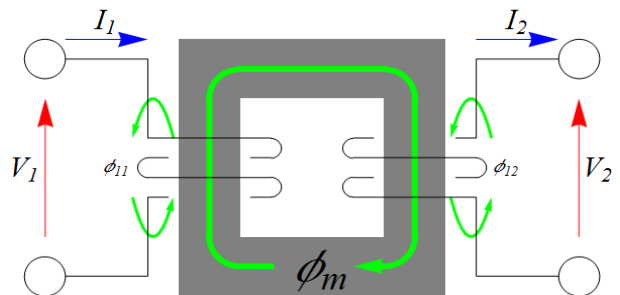


図3 磁路材料を磁性体に用いた従来の内鉄型トランスの原理図

図3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_{l1} および ϕ_{l2} 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。

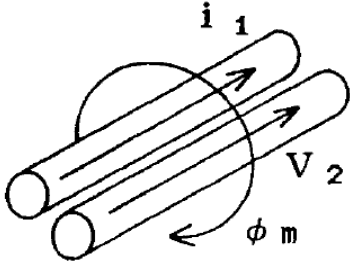


図4 隣接する1次・2次コイル

図4に示すコイル周辺の漏れ磁束を削減する一方途として、一次・二次巻線間の幾何学的な距離を接近させる方法を示す。この場合、図3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。

第一章で述べたように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。

3.1.1 円形断面導体の表皮効果

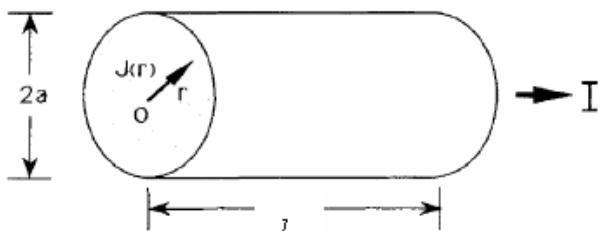


図5 円筒型コイル

図5に示す様な半径 a 、長さ l_1 の導体に電流 I が流れている時、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。

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。

3.1.2 円形断面導体の内部インダクタンス

図6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、

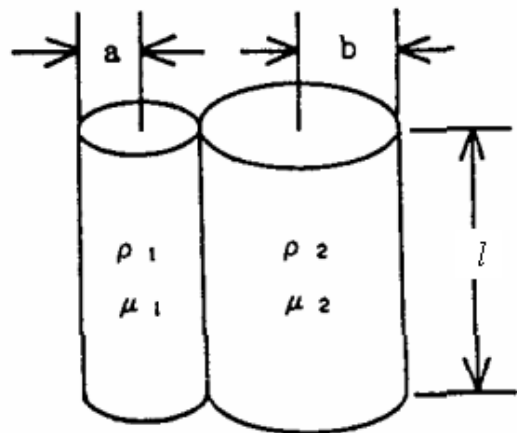


図6 隣接した一次・二次コイル

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

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6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、この一次導体を集中定数とみなし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、

$$V = (R_{A1} + j\omega L_{i1}) I \quad (6)$$

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

$$\frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{i1}) = \frac{k_1 a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (8)$$

を得る。

(8)式の実部および虚部がそれぞれ等しいから、

・電源角周波数 ω が小さく、 $k_a < 1$ の場合、

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

と近似できるため、

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

・電源角周波数 ω が大きく、 $k_a \geq 1$ の場合、

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

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。

図6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、

・電源角周波数 ω が小さく、 $k_b < 1$ の場合、

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

・電源角周波数 ω が大きく、 $k_b \geq 1$ の場合、

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

3.1.3 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6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

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

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

で与えられる。

式 (17) に於ける L_{1l}, L_{2l} 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。

3.2 ツイストコイル

図 7 に示すように、一次側と二次側のコイルをツイストさせることでフレミング力による電流分布の不均一性を低減し、全体として表皮効果の影響を均一にすることで、近似的な表皮効果の理論値を求めることが可能となる。

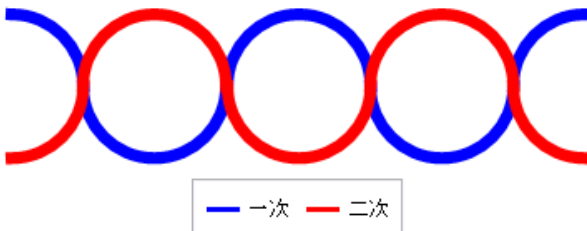


図 7 ツイストコイルの模式図

3.3 相互インダクタンス

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 8 に示すように有限長ソレノイド形状とすることである。

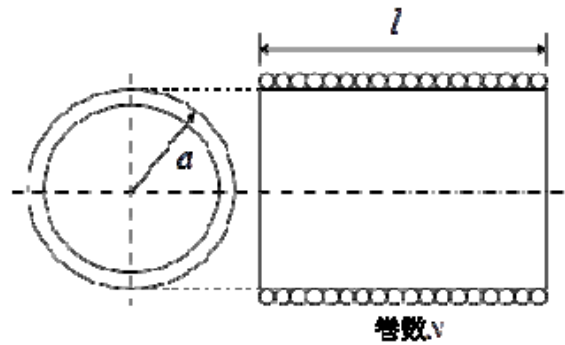


図 8 有限長ソレノイド

図 8 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 μ_0 、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以下のように表すことができる。

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

ここで

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

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

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

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

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

(19)

とする。

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

・ $l_{1e} \leq l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s$$

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

(20)

・ $l_{1e} > l_{2e}$ のとき

$$M = M_c + M_s$$

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

(21)

3.5 結合定数

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、

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

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

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

$$= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log\left(\frac{2l}{a+b}\right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_2^2}{t}$$

(22)

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。

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (23)$$

3.6 変圧比

変圧器の二次側が開放の場合は以下のように表すことができる。

$$r = \frac{\omega M}{\sqrt{R_{a1}^2 + (\omega L_1)^2}} \quad (24)$$

3.7 効 率

図 9 は任意の負荷 Z を有する空心変圧器の等価回路を示す。

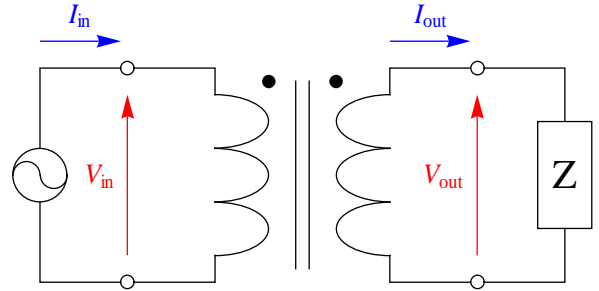


図 9 空心変圧器の等価回路

図 9 へキルヒホッフの電圧則を適用して、次式のシステム方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} V_{in} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{a1} + j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & R_{a2} + j\omega L_2 + Z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{in} \\ I_{out} \end{bmatrix}$$

(25)

ここで

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} R_{a1} + j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & R_{a2} + j\omega L_2 + Z \end{bmatrix} \quad (26)$$

とすれば、入力電流 I_{in} 、出力電流 I_{out} は

$$\begin{bmatrix} I_{in} \\ I_{out} \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{-1} \begin{bmatrix} V_{in} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (27)$$

で与えられる。

さらに、

$$|\mathbf{A}| = (R_{a1} + j\omega L_1)(R_{a2} + j\omega L_2 + Z) - (j\omega M)^2$$

$$\mathbf{A}^{-1} = \frac{1}{|\mathbf{A}|} \begin{bmatrix} R_{a2} + j\omega L_2 + Z & -j\omega M \\ -j\omega M & R_{a1} + j\omega L_1 \end{bmatrix} \quad (28)$$

であるから、 I_{in} 、 I_{out} は次式のように書ける。

$$\begin{bmatrix} I_{in} \\ I_{out} \end{bmatrix} = \frac{1}{|\mathbf{A}|} \begin{bmatrix} R_{a2} + j\omega L_2 + Z \\ -j\omega M \end{bmatrix} V_{in} \quad (29)$$

図 10,11 どちらの場合でも負荷で消費される電力は

$$\begin{aligned}
 P_{out} &= \operatorname{Re}\left[V_{out} (I_{out})^*\right] \\
 &= \operatorname{Re}\left[Z I_{out} (I_{out})^*\right] \\
 &= \operatorname{Re}\left[Z\right] I_{out} (I_{out})^*
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

と表すことができる。ここで、上添え字”*”は複素共役を示す。

効率は

$$\varepsilon = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{\operatorname{Re}\left[Z\right] I_{out} (I_{out})^*}{V_{in} \cdot I_{in}}
 \tag{31}$$

で求められる。

また図 10 に示すようにコンデンサが負荷 Z に直列接続されている場合のインピーダンスは

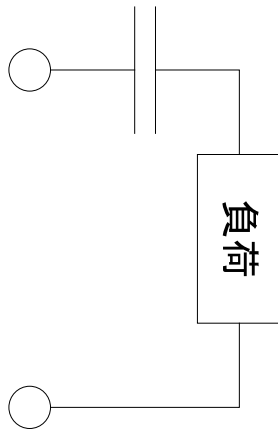


図 10 負荷 Z に直列にコンデンサが接続されてる場合

$$Z = r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}
 \tag{32}$$

であるからコンデンサを接続しない場合、 $C \rightarrow \infty$ 、とすることで、(32)は

$$Z = r + j\omega L
 \tag{33}$$

となる。実際は、無限大の数値は存在しないから、If 文を使って(33)へ切り替えている。

図 11 に示すようにコンデンサが負荷 Z に並列接続されている場合のインピーダンスは

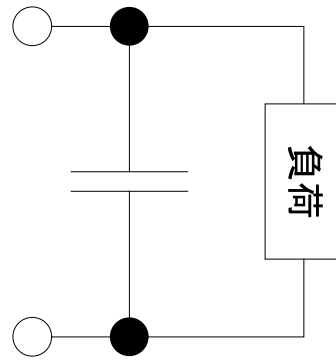


図 11 負荷 Z に並列にコンデンサが接続されてる場合

$$Z = \frac{1}{j\omega C + \frac{1}{r + j\omega L}} = \frac{r + j\omega L}{1 + j\omega C(r + j\omega L)}
 \tag{34}$$

である。よって、コンデンサが $C = 0$ の場合、ゼロは計算機で扱える数値であるから、例外処理は不要である。

4.理論値と実験値の比較

表 1 は試作した空心変圧器のパラメータを示す。

表 1 空心変圧器のパラメータ

コイルの半径	1	[cm]
コイルの長さ	6	[cm]
一次巻線の半径	0.2	[mm]
二次巻線の半径	0.2	[mm]
一次側の巻数	63	回巻
二次側の巻数	63	回巻
出力抵抗	10	[Ω]
出力抵抗のインダクタンス	1.3	[μH]
コンデンサの容量	1	[μF]

4.1 結合定数

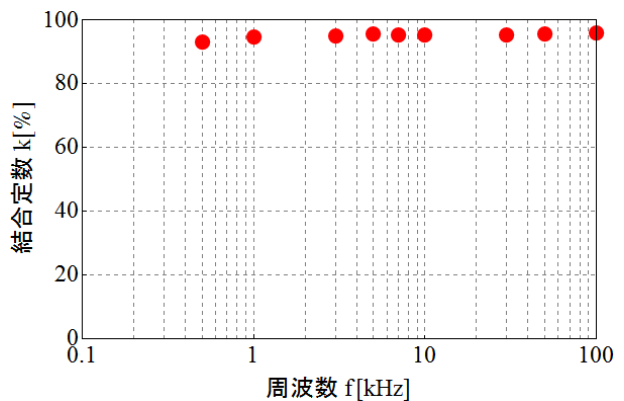


図 12 変圧器の結合係数 κ の周波数特性 (実験値)

図12は試作した変圧器の結合係数 κ の周波数特性を示す。図13は作成したシミュレータで求めた結合係数 κ の周波数特性を緑色の曲線へ図12の実験値を重ねて示す。

図13は開発したシミュレータが比較的高精度に結合係数 κ の周波数特性を与えることを示す。

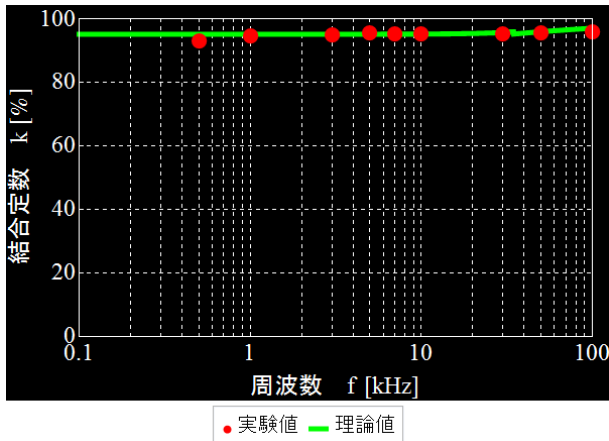


図13 実験値と理論値の比較

4.2 変圧比

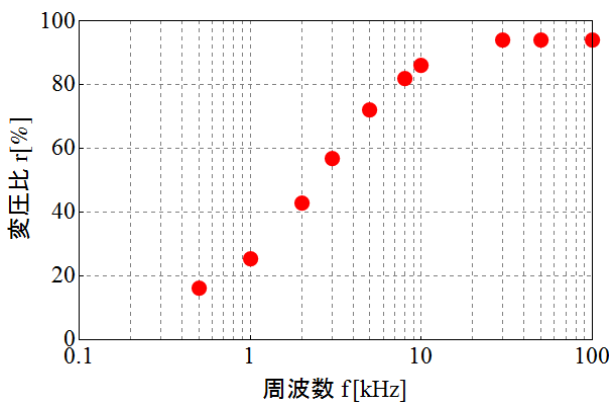


図14 変圧比の周波数特性 (実験値)

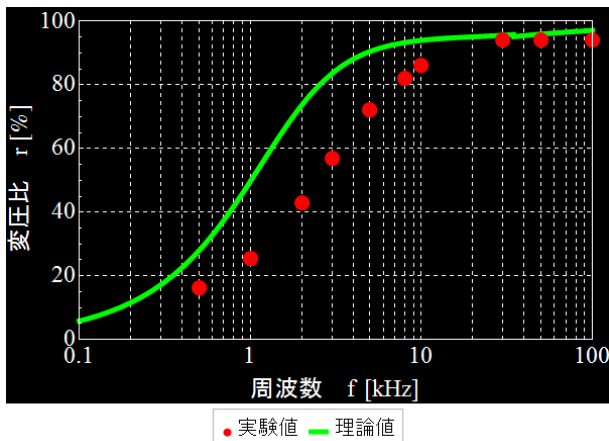


図15 実験値と理論値の比較

図14は試作した変圧器の変圧比の周波数特性を示す。図15は作成したシミュレータで求めた変圧比の周波数特性を緑色の曲線へ図14の実験値を重ねて示す。

図15の結果から、開発したシミュレータが低周波領域で多少の誤差が見られるが比較的良好に変圧比の周波数特性を与えることがわかる。

4.3 効率

4.3.1 負荷にコンデンサを接続しない場合

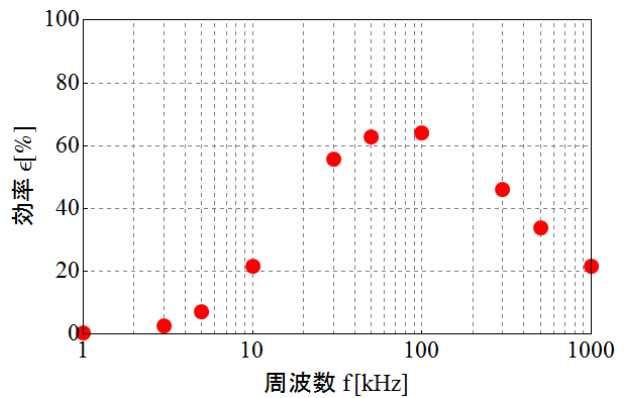


図16 効率の周波数特性の実験値

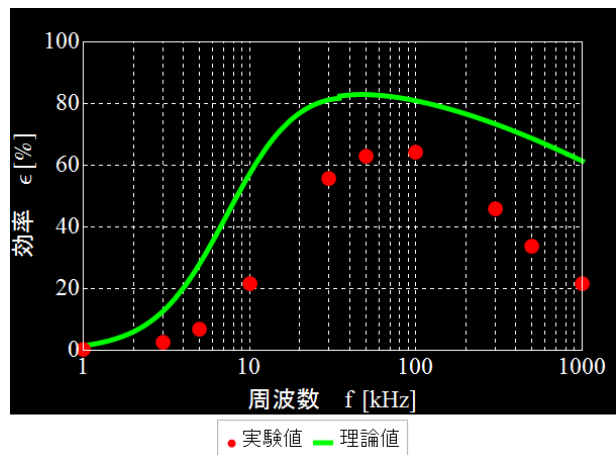


図17 実験値と理論値の比較

図16は試作変圧器の効率対周波数特性の実験値を示す。図17は作成したシミュレータで求めた効率 ε の周波数特性を緑色の曲線へ図16の実験値を重ねて示す。

図17の結果から、開発したシミュレータは実験値に比較して大きい値を与えるが全体として一致した傾向の周波数特性を与えることがわかる。

4.3.2 負荷にコンデンサを直列接続した場合

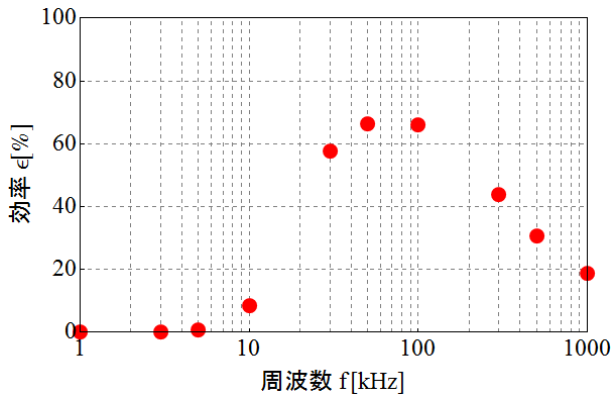


図 17 効率の周波数特性の実験値

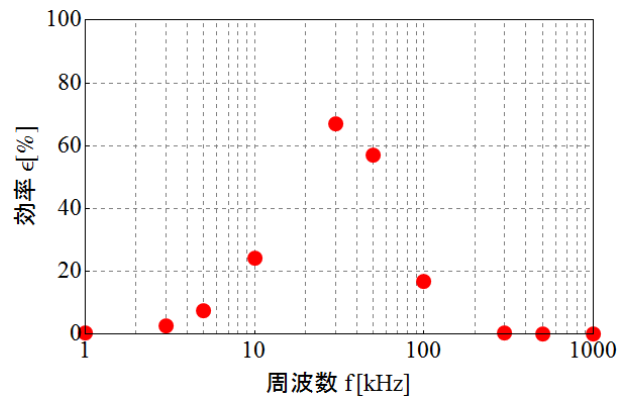


図 19 効率の周波数特性の実験値

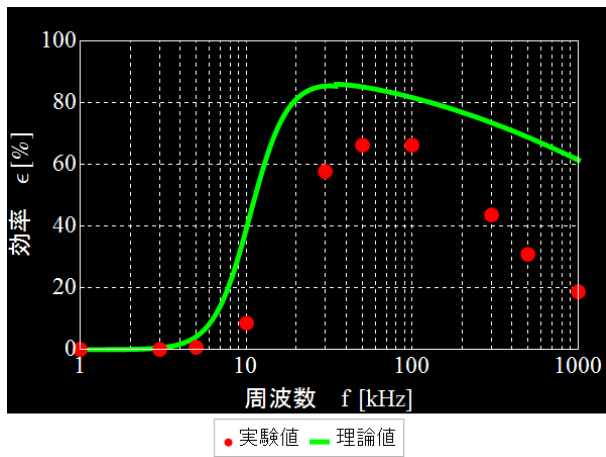


図 18 実験値と理論値の比較

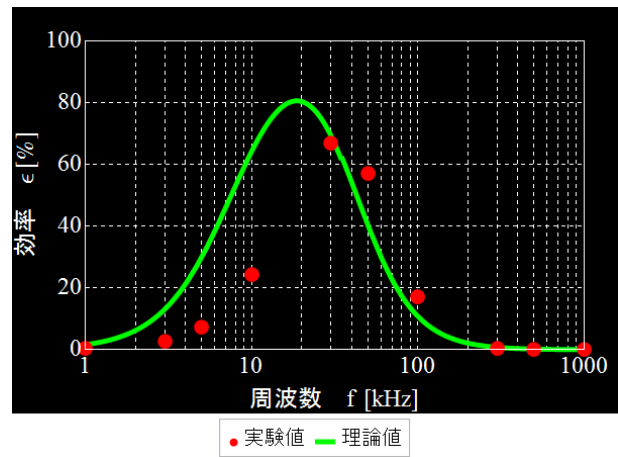


図 20 実験値と理論値の比較

図 17 は試作変圧器の効率対周波数特性の実験値を示す。図 18 は作成したシミュレータで求めた効率 ϵ の周波数特性を緑色の曲線へ図 17 の実験値を重ねて示す。

図 18 の結果から、開発したシミュレータは実験値と比較して大きい値を与えるが全体として一致した傾向の周波数特性を与えることがわかる。

4.3.3 負荷にコンデンサを並列に接続した場合

図 19 は試作変圧器の効率対周波数特性の実験値を示す。図 20 は作成したシミュレータで求めた効率 ϵ の周波数特性を緑色の曲線へ図 19 の実験値を重ねて示す。

図 19 の結果から、開発したシミュレータは実験値と交差し、周波数特性が多少異なるが全体として一致した傾向の特性を与えることがわかる。

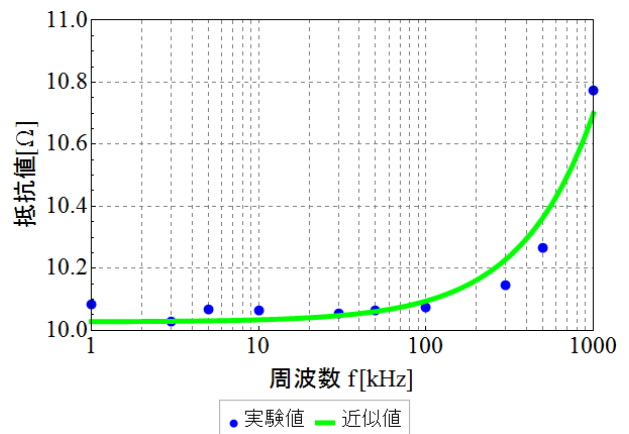


図 21 負荷抵抗の周波数特性

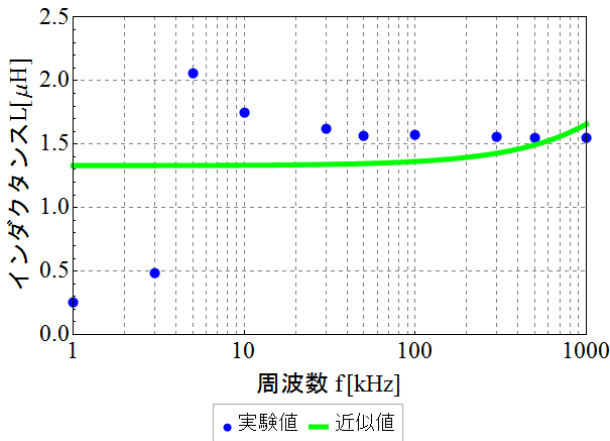


図 22 負荷抵抗の持つ誘導性リアクタンス (インダクタンス) の周波数特性

5. 考 察

以上のシミュレーション結果と実験結果の比較から、負荷を接続しない結合係数や変圧比の周波数特性は比較的良好にシミュレーションと実験値が一致した。

しかし、負荷の接続を必要とする場合、比較的大きな誤差が存在することがわかった。これは、実験で負荷に使用した抵抗器は抵抗値およびインダクタンス値が図 21,22 に示すように周波数特性を持っているにも拘らず、シミュレーションではこれらの負荷の周波数特性を無視したことに主として起因すると考えられる。

過去の論文に拠れば、並列共振よりも直列共振の方が効率は高いとされていた^{1,2)}。

しかしながら、開発したシミュレータで並列共振時と直列共振時の効率を比較した場合、負荷のインダクタンスを考慮に入れると必ずしも並列共振よりも直列共振の方が効率は高いとは限らないことが判明した。

具体的には、表 2 へ示す仕様の空心変圧器を用いて例を示す。

表 2 試作空心変圧器の諸定数

コイルの半径	1	[cm]
コイルの長さ	6	[cm]
一次巻線の半径	0.2	[mm]
二次巻線の半径	0.2	[mm]
一次側の巻数	63	回巻
二次側の巻数	63	回巻
出力抵抗	0.1	[Ω]
出力抵抗のインダクタンス	10	[μH]
コンデンサの容量	10	[μF]

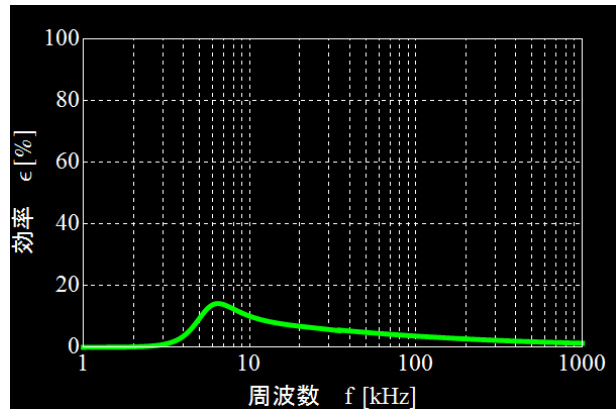


図 23 直列共振時の効率の周波数特性

図 23 は表 2 の空心変圧器の二次負荷へ直列にコンデンサを接続した場合の効率対周波数特性である。明らかに 8KHz 近傍で直列共振によるピークが観察される。しかしながら、ピーク値の効率は 20%以下と低い。他方、図 24 は表 2 の空心変圧器の二次負荷へ並列にコンデンサを接続した場合の効率対周波数特性である。明らかに 15KHz 近傍で並列共振によるピークが観察され、そのピーク値は 80%に達し、直列共振に比較して高い効率となる。

図 18 の負荷へ直列にコンデンサを接続した場合、共振状態では無いが理論上広い周波数範囲で高効率が達成される。

他方、図 20 の負荷へ並列にコンデンサを接続した場合、負荷へ直列にコンデンサを接続した場合に比較して最大効率も低く、高効率を維持する周波数範囲も狭い。

以上の結果から、従来から二次漏れリアクタンスを補償する直列キャパシタンス方式は必ずしも高効率が広い周波数範囲で維持できるとは限らないことは明白である。これは、ツイストコイルを用いた有限長ソレノイド型空心変圧器は、周波数の関数となるが比較的结合係数が大きく漏れ磁束が少ないため、二次漏れリアクタンスを補償するよりも、負荷の力率改善へコンデンサを用いた方が有効であることを意味する。

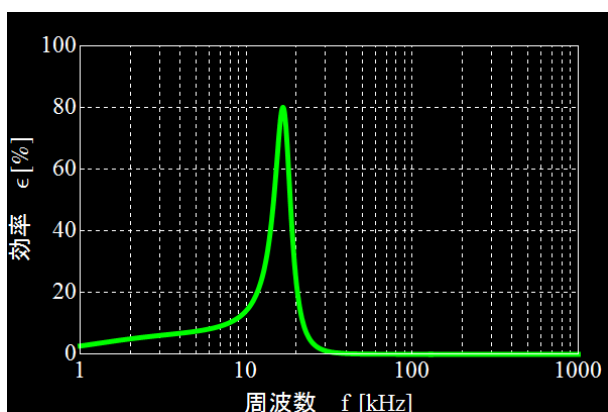


図 24 並列共振時の効率の周波数特性

6. 結論

幾何学的形状が制約されるが離散化数に依存しない解析的手法を用いたシミュレーションパッケージは高速で信頼できるシミュレーション結果を与えることが判明した。

また、共振型変圧器におけるコンデンサの接続は、漏れリアクタンスのみならず負荷条件に依存することが判明した。

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

平面型空心変圧器の試作

10x2069 田代 雄大 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

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、有限長ソレノイドコイルを使った従来型の空心変圧器とその空心変圧器と同一の導線を採用した平面型空心変圧器を試作し、両者の特性を測定、比較を行い、その形状から変圧器実装時に有利な平面型空心変圧器の実用性を検討する。

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。

本論文で特筆すべきはその形状ゆえ実装時に圧倒的

に有利な平面型空心変圧器の実用性を明らかにした点である。

2 ツイストコイル型空心トランス

2.1 動作原理

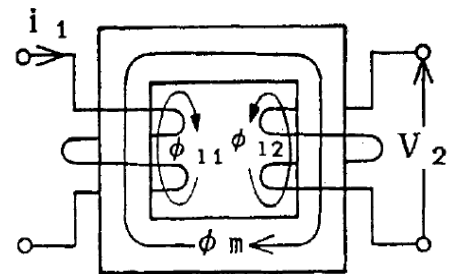


図1 磁性体に用いた従来の内鉄型変圧器の原理図

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。

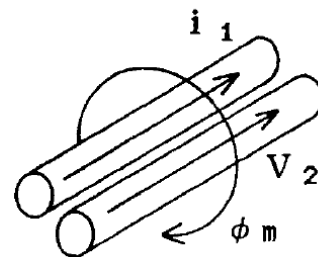


図2 隣接する1次・2次コイル

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 $100\mu\text{m}$ の時、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[1-5]。

2.2 円形断面導体の表皮効果

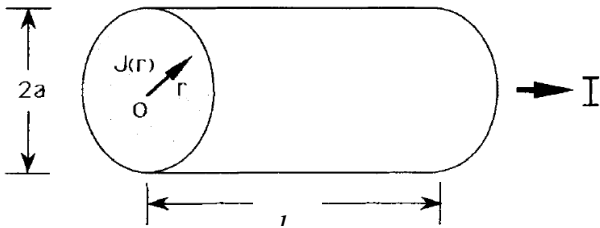


図3 円筒型コイル

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。

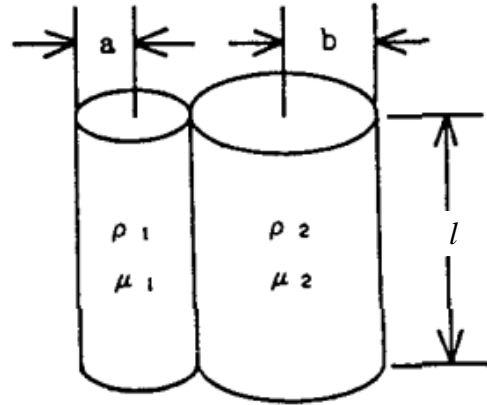


図4 隣接した一次・二次コイル

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_{l1} とすれば、

$$V = (R_{A1} + j\omega L_{l1}) I \quad (6)$$

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、

$$\frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{l1}) = \frac{k_1 a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (8)$$

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、

$$\frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) = \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (9)$$

$$; 1 + j\kappa_a^2 + \frac{1}{3}\kappa_a^4 - j\frac{1}{6}\kappa_a^6$$

と近似できるため、以下の関係が成り立つ。

$$R_{A1} = R_{D1} \left(1 + \frac{1}{3}k_a^4 \right) \quad (10)$$

$$L_{i1} = \frac{\mu_1 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_a^4 \right)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_a \geq 1$ の場合、

$$\frac{1}{R_{D1}}(R_{A1} + j\omega L_{i1}) = \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \quad (11)$$

$$; (1+j) + \frac{1}{4} + \frac{3}{32(1+j)\kappa_a}$$

と近似できるため、以下の関係が成り立つ。

$$R_{A1} = R_{D1} \left(\frac{1}{4} + k_a + \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \quad (12)$$

$$L_{i1} = \frac{\mu_1 l}{2} \left(\frac{1}{k_a} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right)$$

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、

$$k_b = b \sqrt{\frac{\mu_2 \pi \omega}{2\rho_2}} \quad (13)$$

$$R_{D2} = \frac{\rho_2 l}{\pi b^2}$$

とすれば、

(a)電源角周波数 ω が小さく、 $k_b < 1$ の場合、

$$R_{A2} = R_{D2} \left(1 + \frac{1}{3}k_b^4 \right) \quad (14)$$

$$L_{i2} = \frac{\mu_2 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6}k_b^4 \right)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_b \geq 1$ の場合、

$$R_{A2} = R_{D2} \left(\frac{1}{4} + k_b + \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \quad (15)$$

$$L_{i2} = \frac{\mu_2 l}{2} \left(\frac{1}{k_b} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right)$$

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

$$L_{1c} = L_{i1} + M_c$$

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

$$L_{2c} = L_{i2} + M_c$$

$$= L_{i2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\}$$

で与えられる。

式 (17) に於ける L_{11}, L_{i1} 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が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。

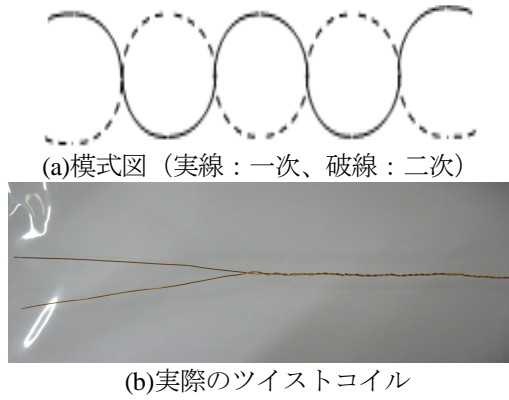


図5 ツイストの模式図と実際のツイストコイル

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。

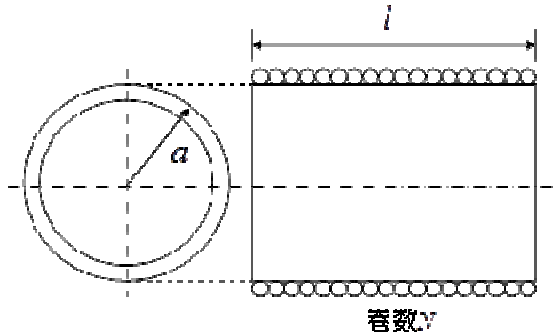


図6 有限長ソレノイド型

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

$$\begin{aligned}
 M_s &= C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \\
 &= C \times 4\pi^2 x^2 \times \frac{N_1 N_2}{t} \times 10^{-7}
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

ここで、

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

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

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

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

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

(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、

$$\begin{aligned}
 L_1 &= L_{t1} + M_c + L_{s1} \\
 &= L_{t1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_2 &= L_{t2} + M_c + L_{s2} \\
 &= L_{t2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

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

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

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ のとき

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

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

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

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

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ の場合

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

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

(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

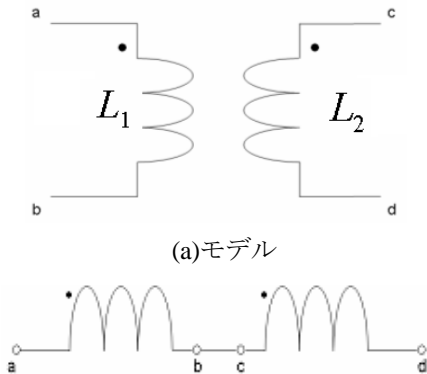
変圧器の二次側回路が開放のときには、変圧比 r は、

$$r = \frac{\omega M}{\sqrt{R_{A1}^2 + (\omega L_1)^2}} \quad (25)$$

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)の結線で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。



(a)モデル

(b)順方向結線



(c)逆方向結線

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

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

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 Δt としてパソコンへ取り込んだこれらのベクトルを

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

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

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、

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

$$\mathbf{I}_{out} = [i_{out,1} \quad i_{out,2} \quad \dots \quad i_{out,n}]^T \quad (30)$$

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。

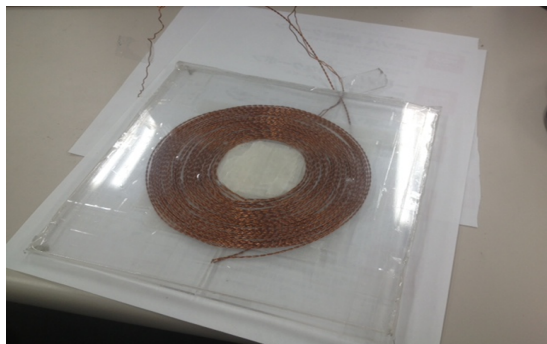
表 1 試作ツイストコイル

タイプ	形状	一次	二次	変圧比
A	ソレノイド型 巻き数 : 70	導線長 : 12m 導線直径 : 0.5 mm	導線長 : 12m 導線直径 : 0.5 mm	1:1
B	平面型 巻き数 : 34	導線長 : 12m 導線直径 : 0.5 mm	導線長 : 12m 導線直径 : 0.5 mm	1:1

図 7(a)-(b)は試作変圧器の外観を示す。



(a) タイプ A



(b) タイプ B

図 7 試作ツイストコイル型空心変圧器

3.2 結合係数

試作変圧器 A-B それぞれに対する結合係数の実験値を表 2(a)-(b)と図 8(a)-(b)に示す。

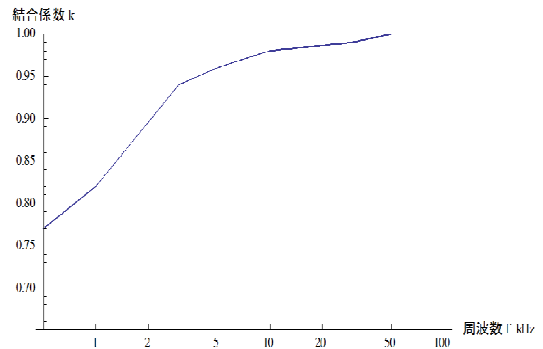
表 2 結合係数

f[kHz]	L1[μH]	L2[μH]	LS[μH]	LD[μH]	M[μH]	k[%]
0.5	126.7460	126.1510	502.4240	111.4580	97.7415	77.30
1	127.1230	126.1350	499.3860	81.5818	104.4511	82.49
3	126.4820	126.6710	501.1420	24.6660	119.1190	94.11
5	126.5630	126.3390	500.4060	12.8767	121.8823	96.38
7	126.1880	126.3750	499.2430	9.1187	122.5311	97.03
10	126.2790	126.1980	499.5850	6.9404	123.1612	97.56
30	126.0380	125.9830	501.9070	5.1302	124.1942	98.56
50	125.9200	125.7840	507.5210	4.9514	125.6424	99.83
100	125.6350	125.5160	539.5210	4.7643	133.8892	106.46

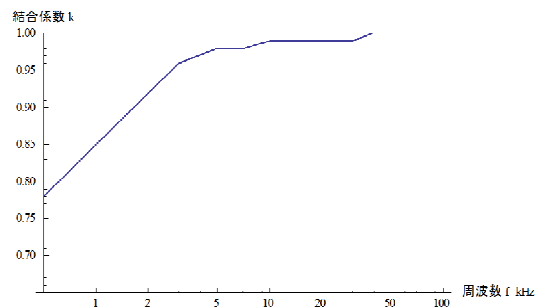
(a) タイプ A

f[kHz]	L1[μH]	L2[μH]	LS[μH]	LD[μH]	M[μH]	k[%]
0.5	148.4230	147.7860	536.1060	123.1710	115.7338	78.14
1	145.8440	147.3450	579.9030	81.5625	124.5851	84.99
3	143.6250	143.5990	571.9030	22.2641	137.4087	95.68
5	142.1750	142.3360	567.7220	12.0398	138.9206	97.66
7	141.6900	141.5740	565.0680	8.8739	139.0487	98.18
10	140.8240	140.8810	562.3330	7.0895	138.8109	98.55
30	139.1750	139.0720	558.5090	5.4369	138.2680	99.39
50	138.4950	138.3920	562.4730	5.2763	139.2992	100.62
100	137.6690	137.6010	591.2690	5.0996	146.5423	106.47

(b) タイプ B



(a) タイプ A



(b) タイプ B

図 8 結合係数の周波数特性

何れの試作変圧器の結合係数も同様な傾向な周波数特性を示すことがわかる。

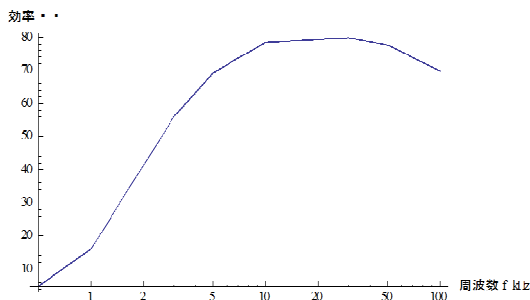
3.3 効率

試作変圧器 A-B それぞれの二次へ抵抗値 10 Ω を接

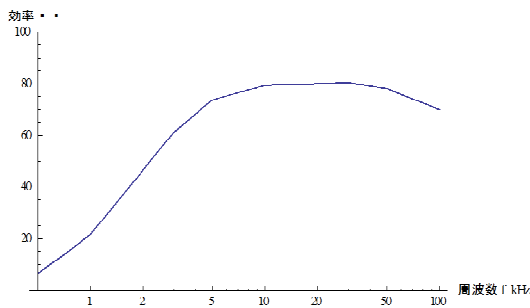
続し負荷とした。試作変圧器 A-B それぞれに対する効率の比較を表 3 と図 9(a)-(c)に示す。

表 3 効率の比較

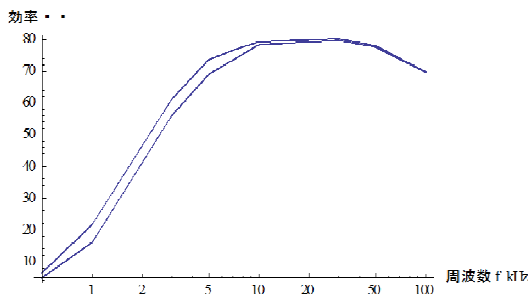
	空心変圧器(%)	平面型空心変圧器(%)
0.5kHz	4.86	6.41
1kHz	15.99	21.65
3kHz	56.05	61.2
5kHz	69.1	73.76
7kHz	74.39	76.65
10kHz	78.45	79.4
30kHz	79.84	80.53
50kHz	77.67	78.16
100kHz	69.72	69.84



(a) タイプ A



(b) タイプ B



(c) タイプ A とタイプ B の比較

図 9 効率の周波数特性

抵抗(10Ω)負荷時

効率の周波数特性は、定量的には少々の違いがあるが、定性的に一致する。

4 結論

磁性材料を全く用いないソレノイド型と平面型のツイストコイル型空心変圧器を試作した。その結果、結合係数と効率共に、実験値は数値的に多少の誤差があるものの傾向が比較的良好に一致することを明らかにした。

これまでソレノイド型の空心変圧器の課題として、立体的なスペースが必要であることが挙げられていた。今回の実験結果で比較した際、従来のソレノイド型と平面型の間大きな相違は見られなかった。すなわち、平面型であっても有限長ソレノイド型でも特定の差異が見られなかった。

よって、立体的空間を占有するソレノイド型が有する欠点を克服するのみならず、従来の変圧器の概念と全く異なる平面型空心変圧器の実用化の見通しを得た。しかし巻数や磁性材料の有無によって数値のズレや傾向の違いが生ずる可能性もある為、更なる追試が必要と考える。

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

音響情報に拠る電気機器状態把握に関する研究

10X2087 新妻 拓也 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本研究は従来全く利用されていない電気機器の駆動音を利用した健全性の評価から制御まで行う概念的にも原理的にも新しいシステム開発であり、到底、1年間の卒業研究で完成を期することが出来ない。このため、本年は、本研究の大局的通見を得るための根幹要素となる電気機器駆動時の音響情報の解析を行なった。実験室は比較的少ない騒音が少ない良好な音響環境であったが、無響室などで実験を行うとより明快な結果が得られると考えられる。実装時を想定して、電動発電装置の発電機近傍へ駆動音収録マイクを取り付け、大規模電力系統(東京電力)と本システムが平衡運転時に於ける音響情報を解析し、電気機器の状態評価から制御までを行うため最初の足掛かりが構築を試みた。

1 序論

近年の文明社会をより豊かにしているのは、供給されるエネルギー形態から、広汎な電気機器の普及と発達に拠ると言っても過言で無い。電気機器が正常に駆動していることが人々の文明生活を損なわない条件とも言える。

電気機器の健全性や制御は、多くの場合、何らかの形で電氣的損失や電気系へ干渉を伴う電圧計、電流計、電力計等の観測機器を必要とする。本研究は、殆ど電力を消耗せず、電気系へ全く干渉しない電気機器が稼働中の音響情報を利用して、電気機器の健全性評価から究極は制御を行わんとする基礎研究の第一歩である。

2 原理

本研究で採用する音響情報の処理法は周波数ゆらぎ解析法である。周波数ゆらぎとは、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を考え、図1で、周波数対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を1次関数で近似し、最小自乗法で得られる1次関数の係数、すなわち、傾きを利用する信号処理方法である¹⁾。

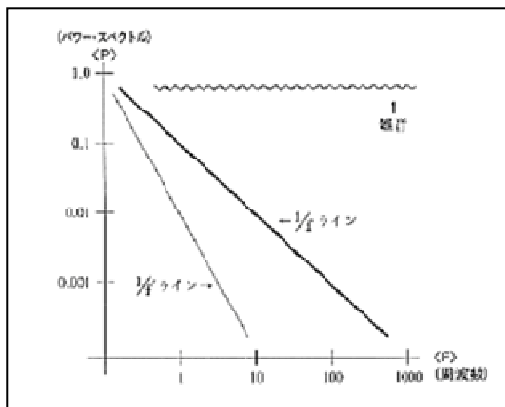


図1 周波数ゆらぎ

図1で、周波数が低い部分のパワーレベルが高く、高域の周波数でパワーレベルが低く傾きが-1となる場合が1/f揺らぎ周波数特性として知られている²⁾。

1/f揺らぎは自然界の現象だけでなく、人間の行為や人工物でも観測することができ、人間に心地良さや和み感を与えるとされている。特に、人間の生体リズムは外界から五感に伝わって来る1/f揺らぎを感知すると交感神経を刺激し自律神経を調和する。自律神経の調和が取れると血液の循環が良くなり、人間の活動はより活発になる。尚、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/f²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。

本研究では、図1のような1次関数近似でなく、4次関数曲線へ拡張した周波数ゆらぎ解析法を用いて音響情報の識別を試みる。

3 実験

3.1 実験方法

電気機器、主として回転機の駆動時に発する音響情報はいわゆる騒音に近い。

この騒音に近い典型例として磁性体が磁化時に発するバルクハウゼン信号がある。応力印加時のバルクハウゼン信号解析に成功した周波数ゆらぎ解析法を一般化した高次周波数ゆらぎ解析法を本研究では採用する³⁾。

典型的な電気機器として電動発電機系を取り上げる。電動発電機系が大規模電力系統(東京電力)と平衡運転時に於ける、発電機の力率や出力変更に伴う音響情報特性抽出を本研究の具体的課題とする。

3.2 三相同期発電機の音響情報

同期発電機が母線(東京電力の電力系統)と並行運転している。界磁抵抗と電動機の回転数調整装置で、力率 1.0、発電機出力を定格の 50%(2.5kW)に設定する。測定対象の環境依存性を吟味するため、同じ実験を日時を変更して 10 回行う。

力率変更時の音響情報を収録する。発電機出力を一定に保ちつつ、界磁電流を増減して力率と電機子電流の値を調節する。いわゆる同期調相機として駆動し、遅れ力率 0.5 から進み力率 0.5 まで音響情報を力率 0.1 刻みで変更しながら 10 回収録する。

出力変更時の音響情報を収録する。界磁抵抗と電動機の回転数調整装置で、力率 1.0 を保ちつつ発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで音響情報を 0.5kW 刻みで変更しながら 10 回収録する。

高次周波数ゆらぎを表す 4 次曲線の 1,2,3,4 次関数それぞれの大きさを 0 から 1 の値に正規化し、x,y,z 軸の座標値と座標点のカラーで表示する。図 2 は 4 次関数の大きさを示すカラーバーである。このカラーバーは全ての結果に共通である。



図 2 4 次関数の大きさを表すカラーバー

3.2.1 音響情報の再現性

日時を変更して 10 回収録した力率 1.0 出力 2.5kW 時の音響情報を高次周波数ゆらぎ信号処理した結果を図 3 と図 4 へ示す。図 3 は x-z 平面、図 4 は x-y 平面から可視化した結果である。

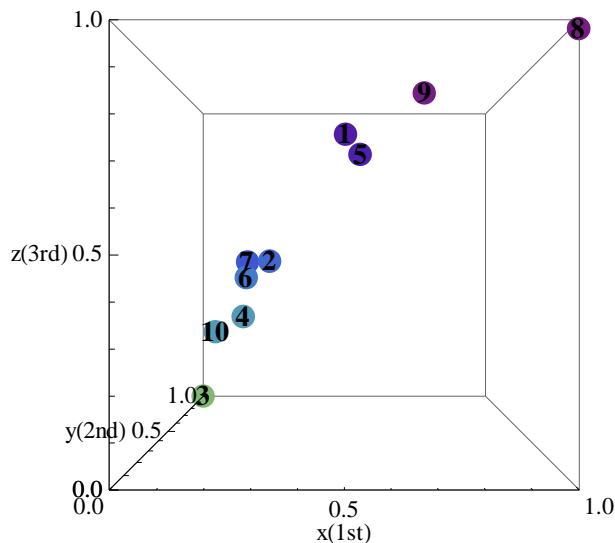


図 3 力率 1.0 出力 2.5kW(x-z 平面)

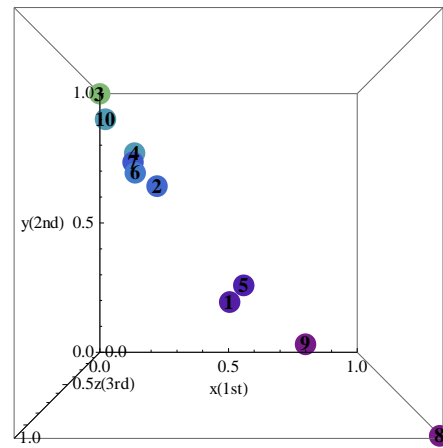


図 4 力率 1.0 出力 2.5kW(x-y 平面)

図 3,4 から、力率 1.0、出力 2.5kW 時の音響情報は x,y,z 次元空間上で座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線上に分布する。換言すれば、日時の変更による音響情報のバラツキは座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線上に揃って規則的に分布する。これは、音響情報の再現性が 4 次曲線の 1,2,3 次の係수에規則的な変化を与え、第 4 次の係数の変化は他の係数の半分以下であることを意味する。

3.2.2 力率変動

発電機出力を一定に保ちつつ、遅れ力率 0.5 から進み力率 0.5 まで音響情報を力率 0.1 刻みで変更しながら 10 回収録した。得られた力率変動時の音響情報を高次周波数ゆらぎ信号処理した結果を図 5-16 へ示す。図 5,7,9,11,13,15 は x-z 平面、図 6,8,10,12,14,16 は x-y 平面から可視化した結果である。

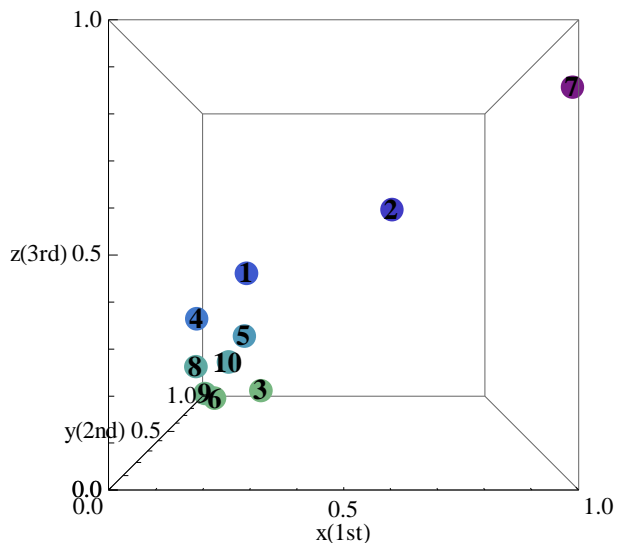


図 5 遅れ力率 0.7(x-z 平面)

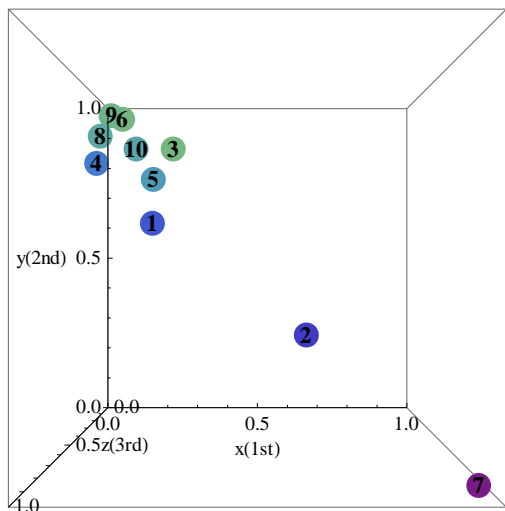


図 6 遅れ力率 0.7(x-y 平面)

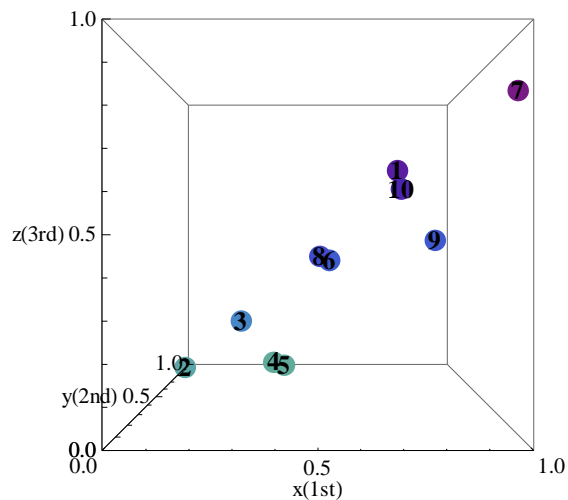


図 9 遅れ力率 0.9(x-z 平面)

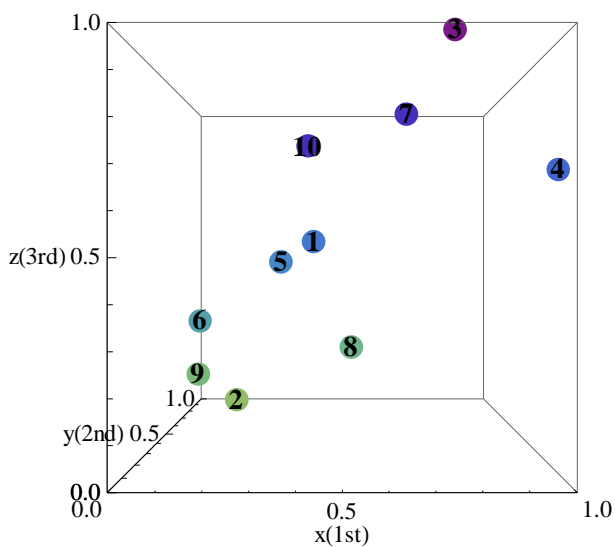


図 7 遅れ力率 0.8(x-z 平面)

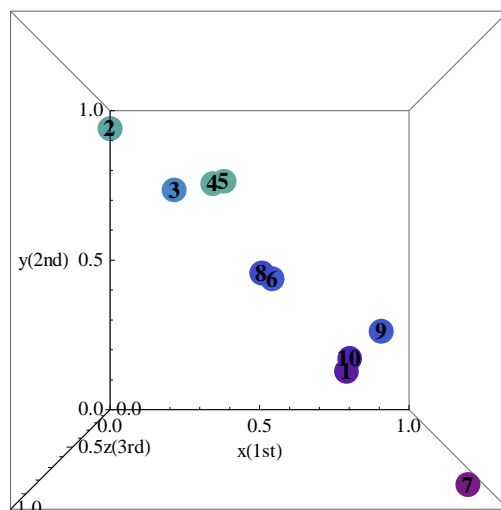


図 10 遅れ力率 0.9(x-y 平面)

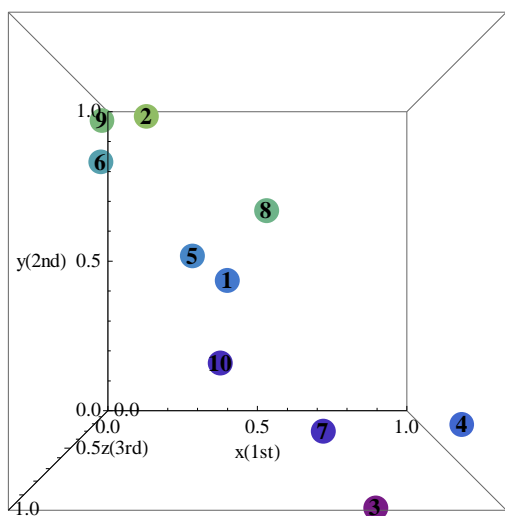


図 8 遅れ力率 0.8(x-y 平面)

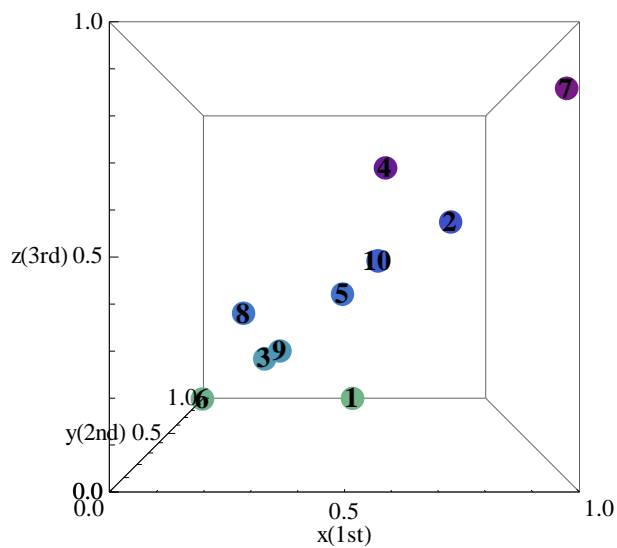


図 11 進み力率 0.9(x-z 平面)

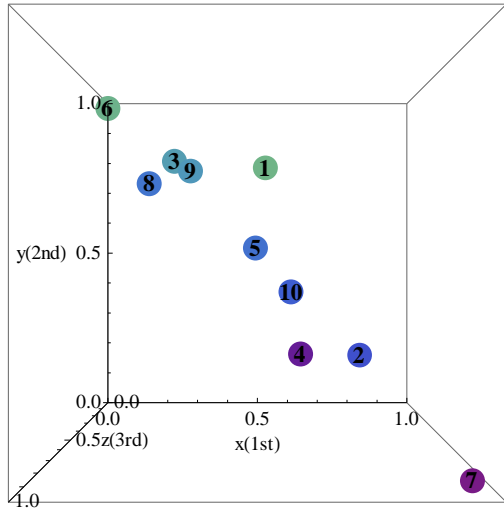


図 12 進み力率 0.9(x-y 平面)

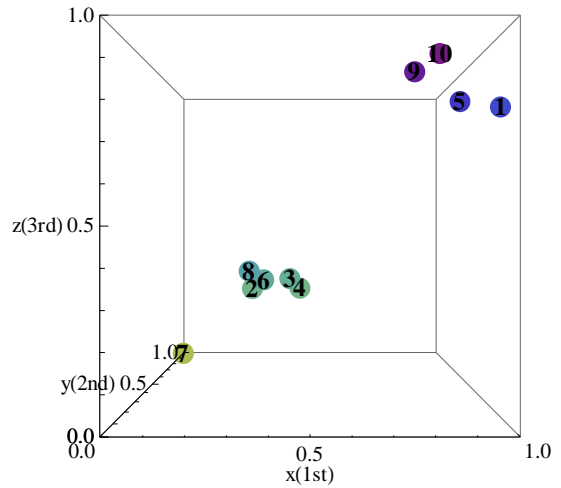


図 15 進み力率 0.7(x-z 平面)

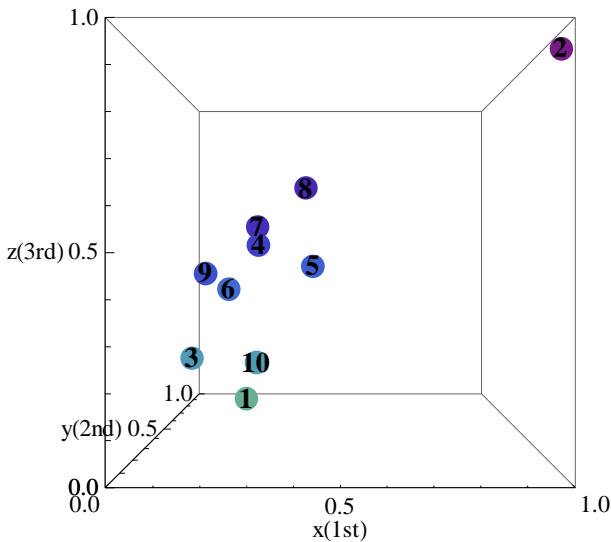


図 13 進み力率 0.8(x-z 平面)

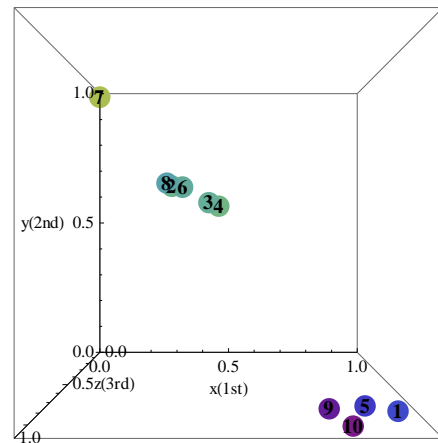


図 16 進み力率 0.7(x-y 平面)

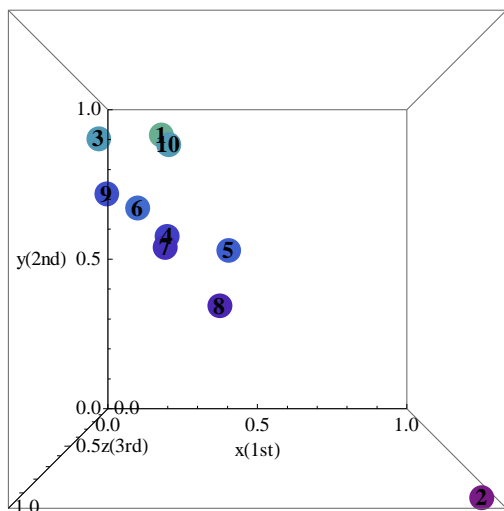


図 14 進み力率 0.8(x-y 平面)

図 5-16 から、発電機出力を一定に保ちつつ、遅れ力率 0.5 から進み力率 0.5 まで力率を 0.1 刻みで変更した場合の音響情報は x, y, z の 3 次元空間上で座標 $(0,1,0)$ から座標 $(1,0,1)$ の線上の近傍へ分布するが、図 5,6 に示す遅れ力率 0.7 では $(0,1,0)$ 近傍へ集中的に分布、図 7,8 に示す遅れ力率 0.8 および図 9,10 に示す遅れ力率 0.9 では座標 $(0,1,0)$ から座標 $(1,0,1)$ の線近傍へ分散的に分布、図 11,12 に示す進み力率 0.9 でも座標 $(0,1,0)$ から座標 $(1,0,1)$ の線近傍へ分散的に分布、図 13,14 に示す進み力率 0.8 では座標 $(0,1,0)$ 近傍へ集中的に分布、図 15,16 に示す進み力率 0.7 では座標 $(0.3,0.6,0.3)$ と座標 $(0.9,0.9,0.9)$ の 2 座標点近傍に集中して分布する。

3.2.3 出力変動

力率を 1.0 に維持して発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更して音響情報を収録した。得られた音響情報の処理結果を図 17~26 に示す。

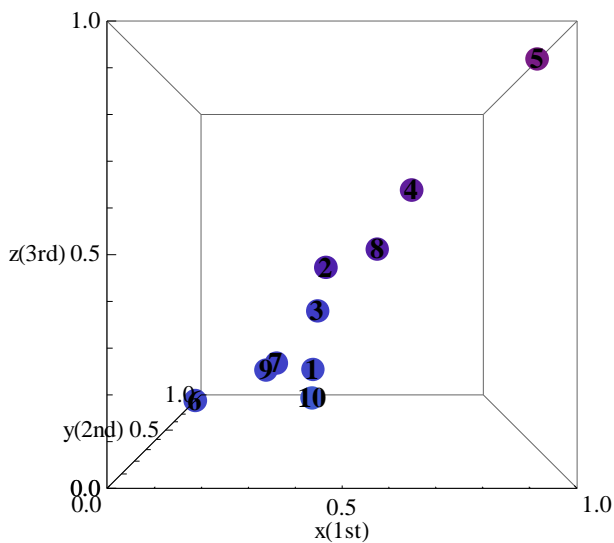


図 17 出力 0.5kW(x-z 平面)

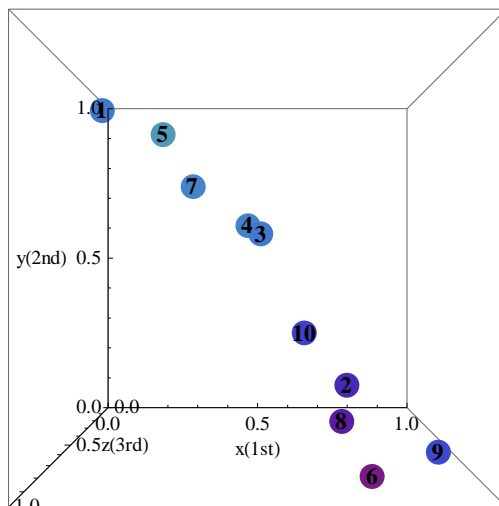


図 20 出力 1.0kW(x-y 平面)

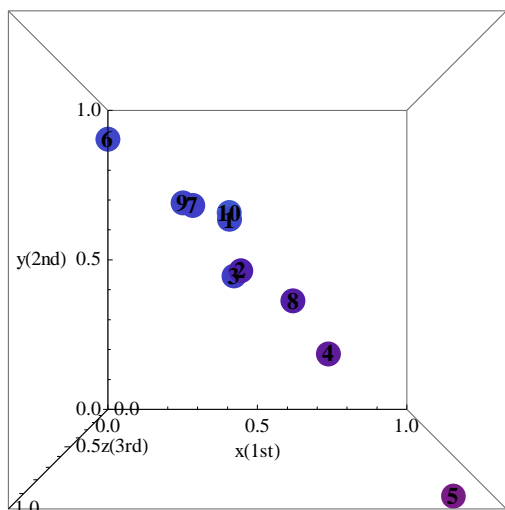


図 18 出力 0.5kW(x-y 平面)

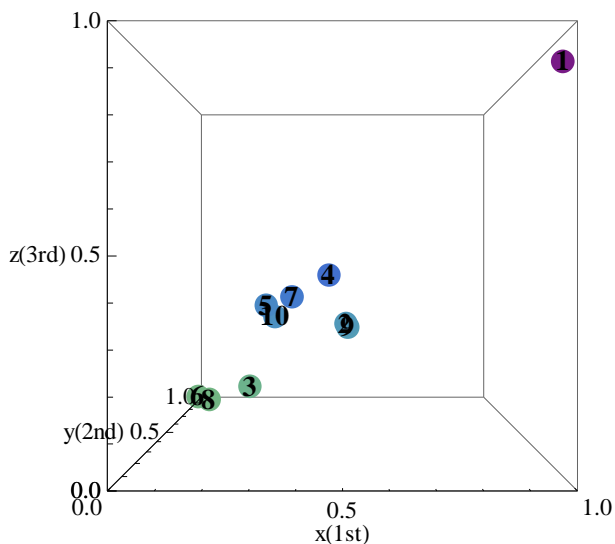


図 21 出力 1.5kW(x-z 平面)

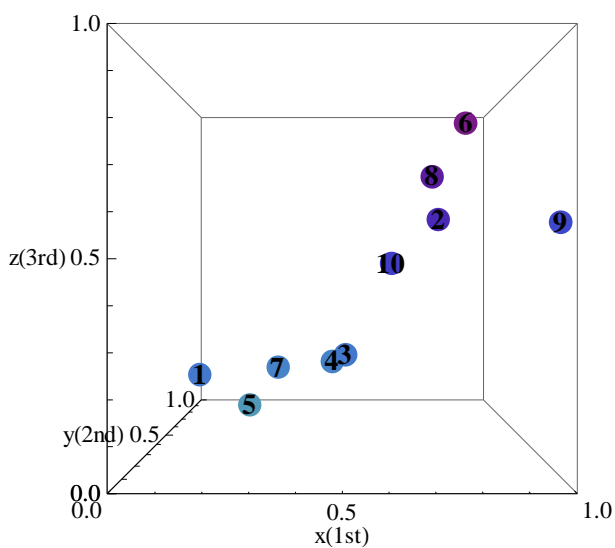


図 19 出力 1.0kW(x-z 平面)

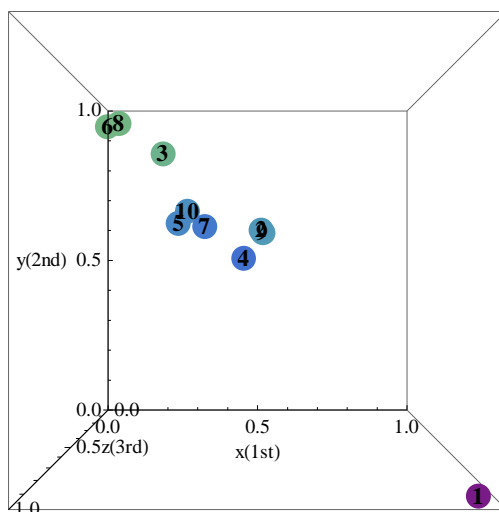


図 22 出力 1.5kW(x-y 平面)

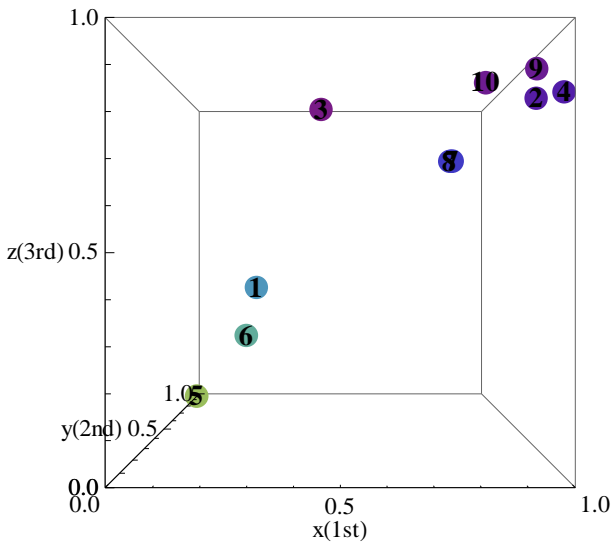


図 23 出力 2.0kW(x-z 平面)

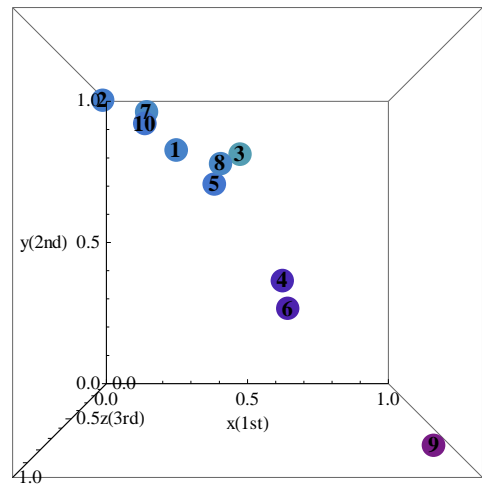


図 26 出力 3.0kW(x-y 平面)

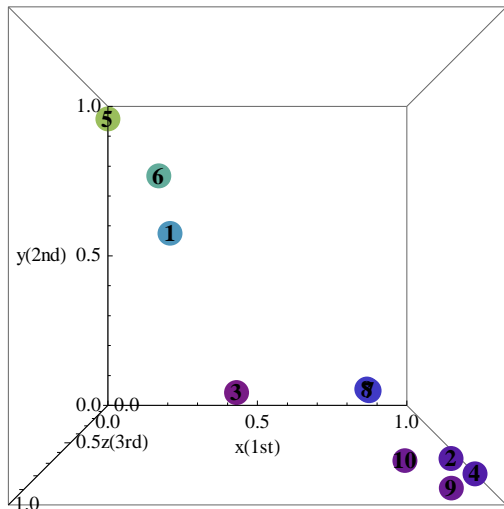


図 24 出力 2.0kW(x-y 平面)

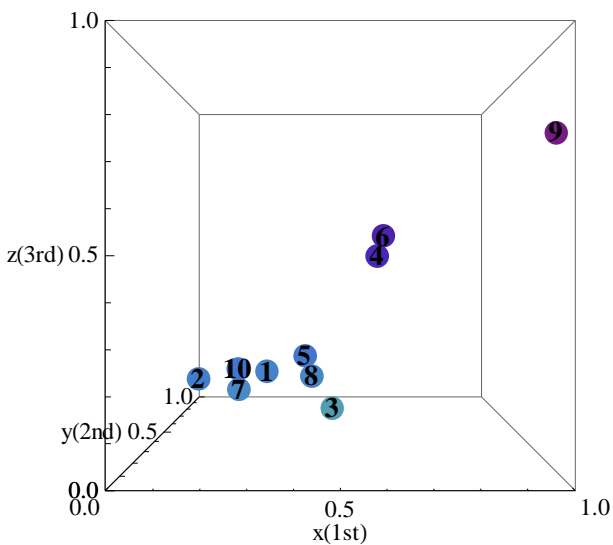


図 25 出力 3.0kW(x-z 平面)

図 17-26 から、力率を 1.0 に維持して発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更して得られた音響情報は x, y, z 次元空間上で座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線上の近傍へ分布するが、図 17,18 に示す出力 0.5kW では座標(0.4,0.4,0.4)近傍で局所的広がる分布、図 19,20 に示す出力 1.0kW では座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線近傍へ分散的に分布、図 21,22 に示す出力 1.5kW では座標(0.4,0.6,0.4) 近傍へ集中的に分布、図 23,24 に示す出力 2.0kW では座標(1,0,1)近傍へ集中的に分布、図 25,26 に示す出力 3.0kW では座標(0.1,0.8,0.1) 近傍に集中的に分布する。

発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更した場合で、図 21,22 に示す出力 1.5kW 結果中の座標(1,0,1)に位置する点①は他の場合と著しく異なる。このため、点①を削除した結果を図 27,28 に示す。

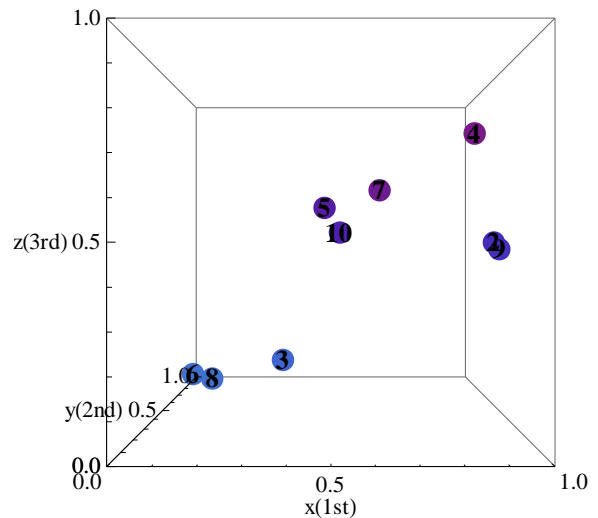


図 27 出力 1.5kW (x-z 平面、点①を削除)

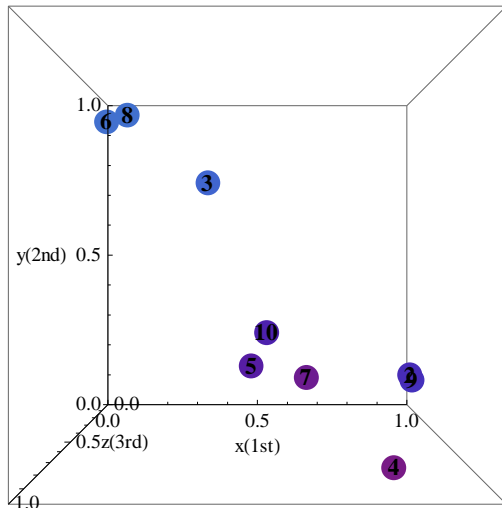


図 28 出力 1.5kW (x-y 平面、点①を削除)

図 27,28 から、座標(0,1,0)から(1,0,1)の線に沿って分散的分布している。従って、力率 1 の場合、出力に関係なく同様な音響情報と考えられる。

4 結 論

音響情報の再現性は 4 次曲線の 1,2,3 次の係수에規則的な変化を与え、第 4 次の係数の変化は他の係数の半分以下であった。

力率変動は発電機出力を一定に保ちつつ、遅れ力率 0.5 から進み力率 0.5 まで音響情報を力率 0.1 刻みで変更しながら 10 回収録して評価した。発電機出力を一定に保ちつつ、遅れ力率 0.5 から進み力率 0.5 まで力率を 0.1 刻みで変更した場合の音響情報は 3 次元空間上で座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線上の近傍へ分布するが、遅れ力率 0.7 では(0,1,0)近傍へ集中的に分布、遅れ力率 0.8 および図 9,10 に示す遅れ力率 0.9 では座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線近傍へ分散的に分布、図 11,12 に示す進み力率 0.9 でも座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線近傍へ分散的に分布、図 13,14 に示す進み力率 0.8 では座標(0,1,0) 近傍へ集中的に分布、図 15,16 に示す進み力率 0.7 では座標(0.3,0.6,0.3)と座標(0.9,0,0.9)の 2 座標点近傍に集中して分布した。

出力変動は力率を 1.0 に維持して発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更して音響情報から評価した。力率を 1.0 に維持して発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更して得られた音響情報は z3 次元空間上で座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線上の近傍へ分布したが、図 17,18 に示す出力 0.5kW では座標(0.4,0.4,0.4)近傍で局所的広がる分布、図 19,20 に示す

出力 1.0kW では座標(0,1,0)から座標(1,0,1)の線近傍へ分散的に分布、図 21,22 に示す出力 1.5kW では座標(0.4,0.6,0.4) 近傍へ集中的に分布、図 23,24 に示す出力 2.0kW では座標(1,0,1)近傍へ集中的に分布、図 25,26 に示す出力 3.0kW では座標(0.1,0.8,0.1) 近傍に集中的に分布した。発電機出力を定格の 0.5kW から 3.0kW まで変更した場合で、図 21,22 に示す出力 1.5kW 結果中の座標(1,0,1)に位置する点①は他の場合と著しく異なる。このため、点①を削除した。その結果、図 27,28 から、座標(0,1,0)から(1,0,1)の線に沿って分散的分布する。従って、力率 1 の場合、出力に関係なく同様な音響情報が得られることが判明した。

以上の結果は生収録データから得られた定性的な結果であるため、全てが明確とは言い難い。生音響データは電気機器の状況を反映した信号と環境情報が混在した信号である。このため、何らかの方法、例えば共通な性質を持つ信号成分を最適化手法で分類して信号処理を行えば、より明快な結果が期待できると考えられる。これらは残る課題とする。

参考文献

- [1] M. Teranishi, K. Maruyama, S. Hayano, and Y. Saito: Visualization of 1/f Frequency Component in Dynamic Image of Natural Phenomena, *The Visualization Society of Japan*, B108, July (2005).
- [2] 菅井 桂子, 齋藤 兆古, 堀井 清之: 1/f ゆらぎ周波数解析による環境評価の提案、日本可視化情報学会、第 3 8 回可視化情報シンポジウム 2010 年 7 月 20 日 (火)-21 日 (水) 工学院大学 (新宿校舎) Paper No. E108
- [3] 野嶋悟士、齋藤兆古: バルクハウゼン信号の周波数ゆらぎ解析とその応用、*Journal of Magnetics Society of Japan*, Vol.35, No.4, 2011pp.380-385.

∞コイルの低周波駆動による裏面欠損探査に関する研究

10X2090 濱中 峻一 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は、∞文字状の励磁コイルと有限長ソレノイド型の検出コイルからなる渦電流センサ（以後∞コイル）を用いて励磁周波数を低周波化することで表皮浸透深さを深くし、裏側欠損探査に関する研究である。ECT（渦電流探傷法）は周波数が高いと高感度であるが表皮浸透深さは浅くなり、結果として検査対象の表面しか探査できない。周波数が低いと感度は下がるが表皮浸透深さは深くなり、検査対象の表面のみならず対象の深部の欠損まで探査できる。しかし、低周波駆動時では信号とノイズが混在する、いわゆる、S/N 比が低下する問題が生じる。本論文では、∞コイルの励磁周波数を低周波化し、励磁周波数よりも高い高周波ノイズを加算平均化法とフーリエ級数法を用いて除去し、深部や裏側欠損探査が可能であることを3次元有限要素法シミュレーションで解明し、その妥当性を実験によって検証している。

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・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、超音波影像法および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。このため、ECTは自動車を構成する膨大な数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ことに拠る。さらにECTは、検査対象に非接触で探査可能であり、発振器、アンプ、探査プローブコイル、オシロスコープなど比較的安価で簡素な装置で構成可能であるため、最もメジャーな非破壊検査技術である。

本論文は、∞文字形状の励磁コイルと有限長ソレノイド型の検出コイルからなる渦電流センサ（以後∞コイル）の動作原理、すなわち、励磁コイルの生成する磁束がゼロとなる領域へ検出コイルを配置し、被検査対象中の欠損に起因する磁束分布の乱れを検出コイルが感知する原理に基づく動作に着目し、励磁コイルを低周波駆動することで表皮浸透深さを深くし、裏側欠損探査が可能となることを報告する^{1,2)}。

2 ∞ コイル

2.1 ECT センサの動作原理

ECTの動作原理は、大別して二方法ある。一方は交番磁界を被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。この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であり、構造が簡単で安価である。

他方は励磁コイルの他に独立した検出コイルを備えた励磁・検出コイル分離型である。この励磁・検出コイル分離型は被検査対象中の欠損の有無に起因する渦電流分布の相違が喚起する磁束の変化を感知する検出コイルの配置に自由度を持つ。このため、励磁・検出コイル分離型は、インピーダンス感知型に比較して高感度とされているが、検出コイルの構造や設置場所などに多くの経験的習熟度を必要とする。∞コイルの動作原理は励磁・検出コイル分離型に属する。

2.2 ∞コイルの動作原理

∞コイルの原理的な特徴は、∞文字状に巻かれた二個の励磁コイルに通電し、左右の励磁コイル下端にN極とS極の磁極を形成し、N極とS極の磁極の間には必ず存在するゼロ磁界領域に磁性体コアに巻いた検出コイルを配置する点にある。被検査対象が存在しない、もしくは被検査対象に欠損が存在しない場合、励磁コイルが生成する磁界強度分布の対象性が保たれるから、ゼロ磁界領域も維持され検出コイルには電圧は誘起しない。しかし、磁界強度分布の対象性が被検査対象中の欠損に起因して崩され、結果としてセンサコイルに誘起する電圧から欠損が感知される。

換言すれば、N極とS極間には必ずゼロ磁界領域が存在する。励磁コイルが生成するN極とS極の磁界強度分布が対象である限り、励磁コイル間のゼロ磁界領域は維持される。しかし、被検査対象に欠損があれば、欠損に起因する渦電流分布の非対称性に起因する磁界は検出コイルへ鎖交する。結果として検出コイルに電圧が誘起し欠損が探知される。

実際は、磁界がゼロ領域は限られた微小範囲であるため、検出コイルの軸は磁界がゼロ領域を取り囲むようにゼロ領域へ平行に配置する。すなわち、∞文字状の励磁コイル軸へ磁界が直交する方向へ検出コイルの軸を配置し、励磁コイルと検出コイル間の相互インダクタンスをゼロにする。両者に相互結合が起こるのは検査対象の欠損を通した場合のみとする。これが回路的な観点から見た∞コイルの動作原理である^{1,2)}。

2.3 ∞コイルの低周波駆動

ECTの検査対象に対する磁束の表皮浸透深さは駆動周波数に対する依存性が極めて高い。磁束の表皮浸透深さは駆動周波数の平方根に反比例するため、駆動周波数が数メガHzと比較的に高い場合検査対象の深部まで浸透せず、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、渦電流が検査対象の深くまで誘起されるため、結果として検査対象の裏側の欠損探傷が可能と考えられる。

2.4 表皮浸透深さ

表皮浸透深さ d は以下のように定義される。

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (1)$$

$$\omega : 2\pi f,$$

$$f : \text{周波数 [Hz]},$$

$$\mu : \text{透磁率 } 4\pi \times 10^{-7} [\text{Hm}],$$

$$\sigma : \text{導電率 [S/m]}$$

電流は表面から内部にいくに従い $e^{-x/d}$ の形で減少する。表面から内部にいく深さ $x = d$ の点での電流が表面の値が $1/e$ になる。この d が表皮浸透深さと呼ばれる³⁾。

2.5 センサ信号処理

2.5.1 加算平均

測定データを x とするとき、 x を以下のように表すものとする。

$$x = s + n \quad (2)$$

s は信号成分、 n は雑音成分を意味する。式(2)の測定データを時系列で表すと次のようになる。

$$x^i(k) = s^i(k) + n^i(k) \quad (3)$$

ここで、 $i=1, 2, 3, \dots$ 、 i は測定番号、すなわち、何回目の測定データであるかを表す。 $k=1, 2, 3, \dots$ 、 k は各測定データの標準番号を表す。さらに、 $x^i(k)$ は i 回目の測定データにおける k 番目の標準番号を意味する。換言すれば、 k は i 回目の測定データの測定開始時点からの時刻と考えればよい。

毎回の測定開始時点を揃えて加算平均を行うと、 M 回の測定データに対する加算平均波形 $x(k)$ は次のようになる。

$$x(k) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x^i(k) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M s^i(k) + \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M n^i(k) \quad (4)$$

$$k=0, 1, 2, 3, \dots$$

式(4)の加算平均によって、再現性のある信号成分 s^i は値が維持される。しかし、再現性が無いノイズ成分 n^i はゼロに収束するように加速される。

2.5.2 フーリエ変換

フーリエ変換は解析的に扱えない関数を解析的に扱える角周波数の異なる正弦波と余弦波の和で表現する変換である。換言すれば、フーリエ変換は解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ分解する変換である。

ある任意の時間 t をパラメータとする関数 $f(t)$ を一定値 a_0 、正弦波および余弦波の和で表現できるとする。すなわち、 ω を角周波数として、

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=0}^{\infty} a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=0}^{\infty} b_i \cos(i\omega t) \quad (5)$$

と仮定する。

問題は式(5)の係数、 a_0 、 a_i 、 b_i を決める方法である。関数 $f(t)$ が $t=0$ から $t=T$ の区間で式(5)の係数を決めることを考えれば、式(5)は、 $\omega = 2\pi/T$ であるから、

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=0}^{\infty} a_i \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) + \sum_{i=0}^{\infty} b_i \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) \quad \dots (6)$$

とも書ける。

式(6)の両辺を時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分すると

$$\begin{aligned} & \int_0^T f(t) dt \\ &= \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=0}^{\infty} a_i \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) + \sum_{i=0}^{\infty} b_i \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) \right) dt \\ &= a_0 T \quad \dots (7) \end{aligned}$$

が成り立つ。

したがって、定数項 a_0 は

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt \quad \dots (8)$$

となる。

次に、式(6)の両辺に正弦波 $\sin[j(2\pi/T)]t$, $j=0, 1, 2, 3, \dots$ を掛け算し、時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分する。

ここで

$$C = a_0 + \sum_{i=0}^{\infty} a_i \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) + \sum_{i=0}^{\infty} b_i \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right)$$

とおく。

$$\int_0^T f(t) \sin\left(j \frac{2\pi}{T} t\right) dt = \int_0^T (C) \times \sin\left(j \frac{2\pi}{T} t\right) dt = a_i \frac{T}{2}$$

$$i = j, \text{ or } i \neq j \quad \dots (9)$$

式(9)から係数 a_i は

$$a_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) dt \quad \dots (10)$$

として得られる。

同様に、式(6)の両辺に余弦波 $\cos[j(2\pi/T)]t$, $j=0, 1, 2, 3, \dots$ を掛け算し、時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分することで、

$$b_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) dt \quad \dots (11)$$

として係数 b_i が得られる。

したがって、関数 $f(t)$ は区間 $t=0$ から $t=T$ で

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt + \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T f(t) \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) dt \right) \\ &\quad \times \sin\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) \\ &\quad + \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T f(t) \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) dt \right) \\ &\quad \times \cos\left(i \frac{2\pi}{T} t\right) \quad \dots (12) \end{aligned}$$

と書ける。これがいわゆるフーリエ変換であり、左辺の関数 $f(t)$ を右辺の計算が簡単な定数項と三角関数の和に変換している。

3 実験

3.1 裏面欠損探傷シミュレーション

図1に示す ∞ コイルを用いた裏側欠損探傷を三次元有限要素法によってシミュレーションを行う。

表1に励磁コイルと検出コイルの諸定数を示す。欠損は厚さ 2mm の銅板の裏側に幅 2mm、深さ 1mm である。欠損の有無に拠る検出コイルの誘起電圧に関するシミュレーションを行う。

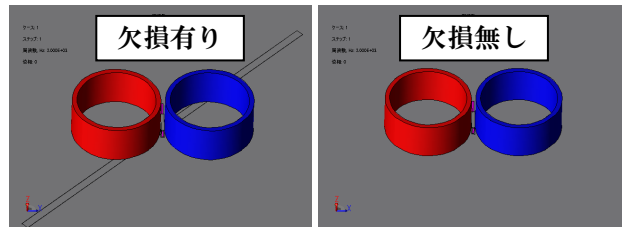


図1 ∞ コイルのシミュレーションモデル
駆動周波数が 2kHz の時の表皮浸透深さは(1)式より

$$d = 1.477[\text{mm}]$$

となるので厚さ 1mm での裏側欠損探傷が可能であると考えられる。

表 1 ∞コイル諸定数 (シミュレーション)

励磁コイル	
外径	22.4mm
内径	20mm
長さ	10
巻数	75mm
入力電圧	3.0V
周波数	2kHz
検出コイル	
外径	0.9mm×2.4mm
内径	0.5mm×2mm
長さ	6mm
巻数	100
磁性体コア	Mn-Zn_ferrite_300

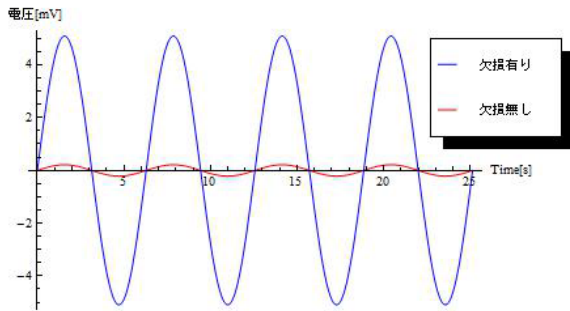


図 2 検出コイルにおける誘起電圧

図 2 は、駆動周波数が 2 kHz 時における欠損の有無による検出コイルの誘起電圧の差異を示す。すなわち、図 2 は被検査対象とする銅板中に存在する厚さ 2mm、深さ 1mm、幅 2mm の欠損が検出コイルに誘起電圧を喚起し、欠損の有無が明確に識別されることを示す。

欠損が有る場合の出力電圧のピーク振幅は 5.094mV、欠損が無い場合の出力電圧のピーク振幅は 0.215mV となった。

3.2 実験による裏側欠損探傷

表 2 は試作∞コイルの諸定数を、図 3 は検査対象を示す。欠損は厚さ 2mm の銅板の裏側に幅 2mm、深さ 1mm の欠損が存在するモデルを幅 2mm、深さ 1mm の欠損である銅板に厚さ 1mm の無欠損な銅板を重ねて模擬した。

図 4 に示すように試作∞コイルは二個の励磁コイルと一個の検出コイルからなる。この∞コイルの諸定数は三次元有限要素法によるシミュレーションで使用した図 1 のそれらと同一である。

表 2 ∞コイル諸定数 (実測)

励磁コイル	導体長	4.7m
	導体の直径	0.4mm
	外径	23mm
	内径	20mm
	巻数	75
	コイル長	10mm
	コイル層の数	3
検出コイル	コイルの数	2
	入力電圧	3V
	周波数	2kHz
	導体長	60cm
	導体の直径	0.1mm
	磁性体コア	Ferrite bar(MnZn)
	外径	2.4mm×2.4mm
検出コイル	内径	1.4mm×1.4mm
	コイル長	6mm
	巻数	100
	コイル層の数	2
	コイルの数	1

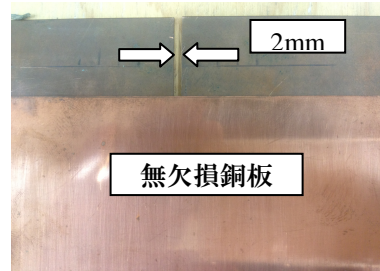
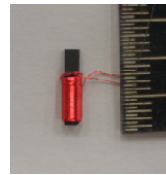
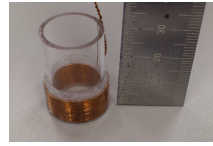


図 3 検査対象

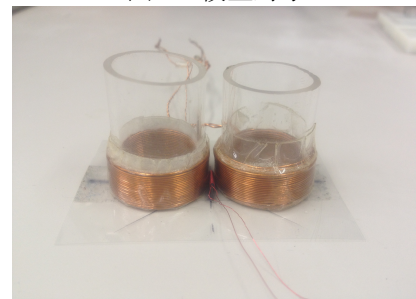


図 4 試作∞コイル

3.3 実験結果

図 4 に示す∞コイルを被検査対象上に配置し、欠損の有無が存在する場合、検出コイルの誘起電圧を測定する。

図 5 は検出コイルの誘起電圧の実測値である。図 5 からシミュレーション結果と同様に欠損の有無が検出コイルの誘起電圧に反映することが判る。しかし、図 2 のシミュレーション結果と比較して高周波ノイズの影響が問題となることは明らかである。欠損に対する検出電圧の傾向は一致する。

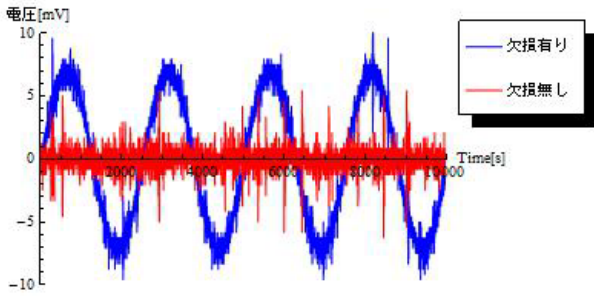


図 5 検出コイルにおける誘起電圧 (実測)

3.4 ノイズ除去

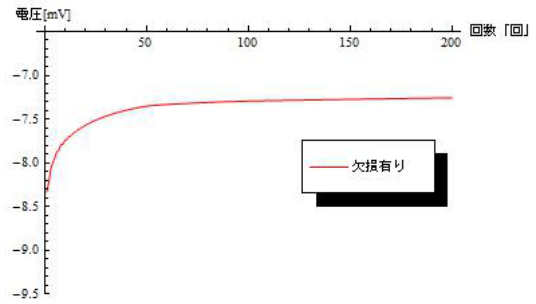
低周波駆動のため高周波ノイズが発生する。このため、ノイズ除去が望まれる。具体的な方法は式(4)の加算平均でノイズ除去を行う。結果として、加算平均には収束値が存在することが判明した。

図 6(a)-(d)は欠損の有無で加算平均の収束値が異なることを示す。

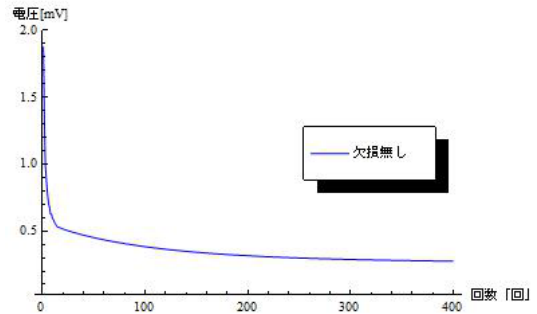
図 6(a),(b)はピーク振幅が 7 mV に収束し、図 6(c),(d)はピーク振幅が 0.2 mV に収束することを示す。

図 6 の結果から、加算平均の回数は、欠損有りの場合 200 回、欠損無しの時 400 回で充分と考えられる。

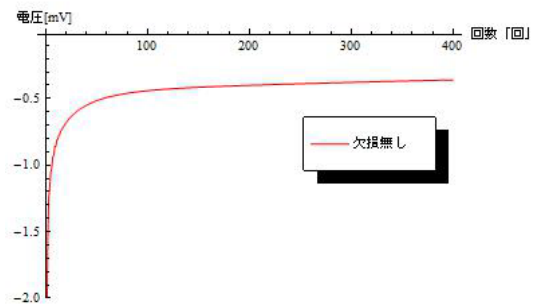
図 7 は図 5 の実験値に対して式(4)の加算平均を行った結果である。図 7 からシミュレーション結果と同様に欠損が有る場合、検出コイルに有意義な誘起電圧が発生することが判る。また、シミュレーション結果と比較して実測値のピーク振幅は約 2 mV 程度の差異があるが欠損に対する検出電圧の傾向は一致する。



(b) 欠損有り (負の収束値)

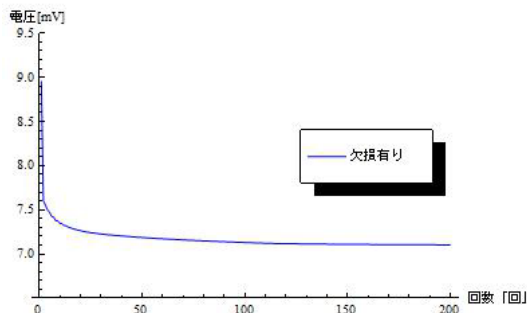


(c) 欠損無し (正の収束値)



(d) 欠損無し (負の収束値)

図 6 加算平均による収束値の差異



(a) 欠損有り (正の収束値)

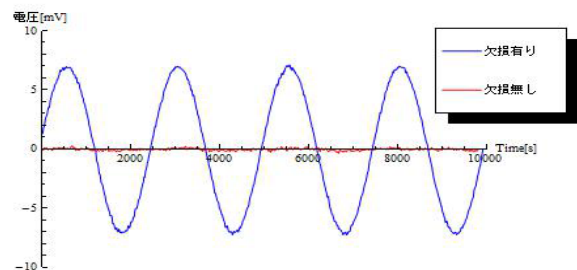


図 7 加算平均後の実測値

以上の結果から、 ∞ コイルによる厚さ 1mm の裏側欠損探傷に成功し、信号の加算平均処理によって比較的高い S/N 比を持つことが判明した。

3.5 1次元探傷

3.5.1 シミュレーション

図 8 に示す ∞ コイルを走査させ探査感度の比較をシミュレーションによって行う。探査範囲は、図 8 中の 20mm の直線であり。測定は点で示される 5mm 間隔でサンプリングされた 5 点で行い、図 8 で、 ∞ コイルを①から⑤で記された点上を走査し、それぞれの点上に検出コイルが位置した場合の誘起電圧を測定する。図 8 で、③で記す部分の裏側欠損が存在する。欠損は厚さ 2mm の銅板の裏側に幅 2mm、深さ 1mm である。

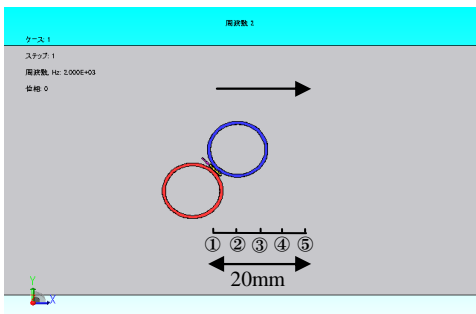


図 8 シミュレーションモデル

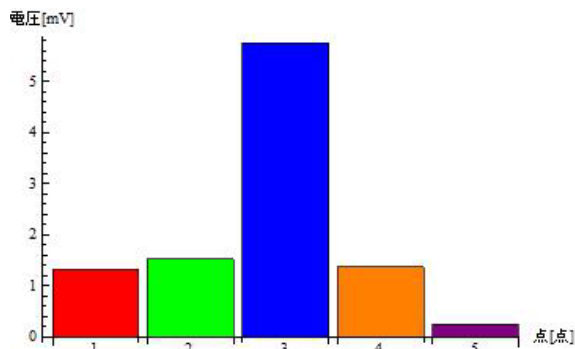


図 9 センサ出力電圧 (シミュレーション)

図 9 は駆動周波数を 2kHz とし、 ∞ コイルを図 8 ①から⑤で記された点上を走査した場合の検出コイルの誘起電圧を示す。換言すれば、図 9 は ∞ コイルが図 8 の①から⑤で記された点に位置する場合、誘起電圧が裏面の欠損部を示すことを意味する。図 8 の③点以外の残りの点と比較し誘起電圧が高い。よって図 8 の③点下に欠損が存在していることがわかる。

図 8 の①から⑤で記された点におけるセンサ誘起電圧の最大振幅は、①点で 1.332mV、②点で 1.518mV、③点で 5.681mV、④点で 1.395mV、⑤点で 0.521mV である。

3.5.2 実験

図 10 に示す検査対象を用いて実験を行う。欠損は厚さ 2mm の銅板の裏側に幅 2mm、深さ 1mm の欠損が存在するモデルを幅 2mm、深さ 1mm の欠損である銅板に厚さ 1mm の無欠損な銅板を重ねて模擬した。シミュレーションと同様に図 10 の③点下に欠損が存在する。

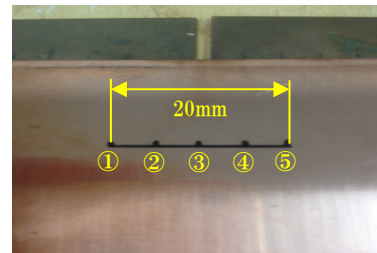


図 10 1次元実験検査対象

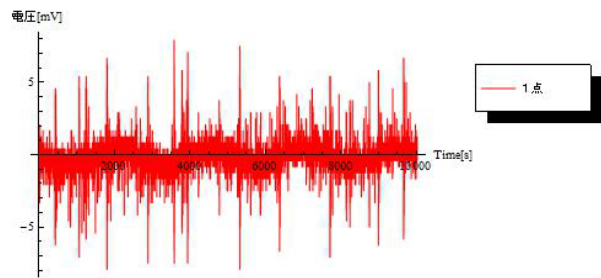
図 11(a)-(e)は ∞ コイルを図 10 で①から⑤で記された点上を走査し、各点の検出コイルの誘起電圧である。何れの点においても高周波ノイズの影響が大きく、検出電圧が異なることがわかる。

3.5.3 ノイズ除去

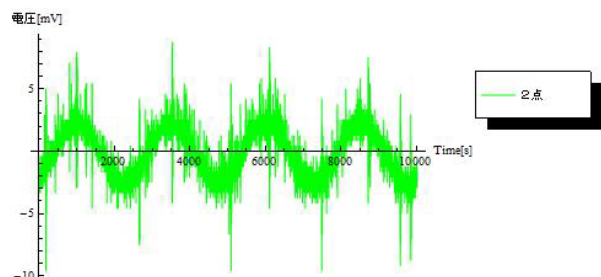
高周波ノイズの削減の具体的な方法は式(12)のフーリエ変換である。すなわち、励磁周波数と同一周波数の信号のみをフーリエ変換で抽出する。

図 12(a)-(e)は図 11(a)-(e)の結果をフーリエ変換に抛ってノイズを削減したセンサ出力波形である。

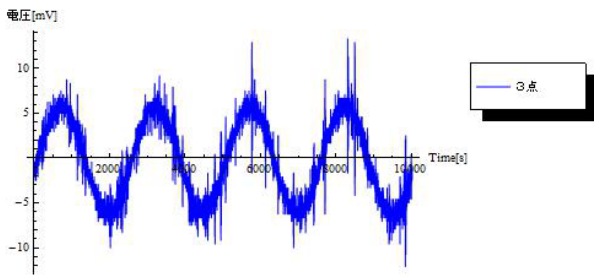
図 12 で、図 10 上の各点における最大出力は、①点で 0.528mV、②点で 2.477mV、③点で 5.944mV、④点で 3.763mV、⑤点で 1.117mV である。



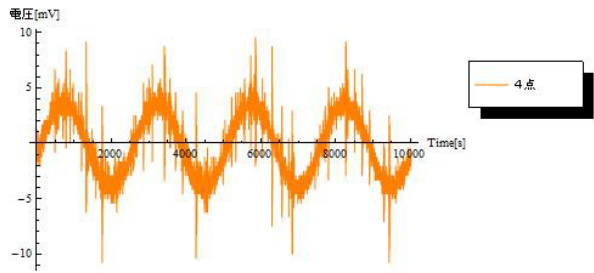
(a) ①点における誘起電圧



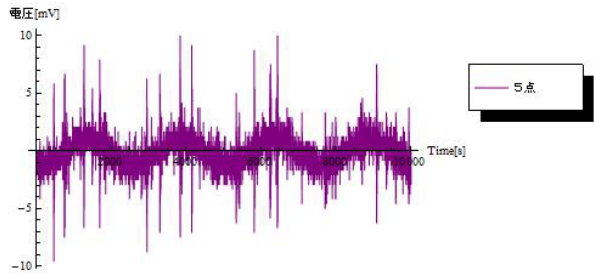
(b) ②点における誘起電圧



(c) ③点における誘起電圧

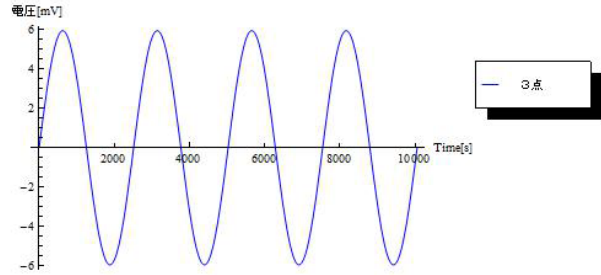


(d) ④点における誘起電圧

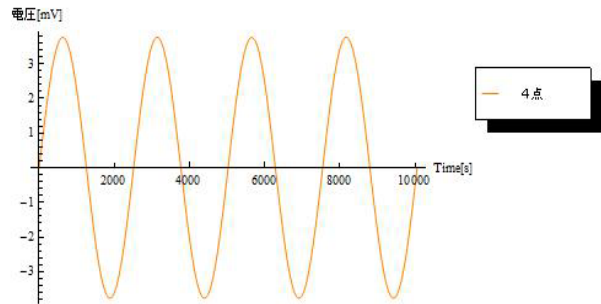


(e) ⑤点における誘起電圧

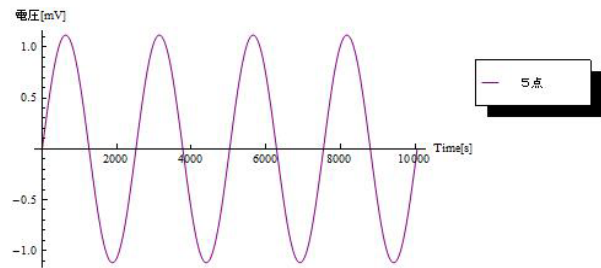
図 11 図 10 で①から⑤で記された点上における
センサ誘起電圧波形



(c) ③点における誘起電圧

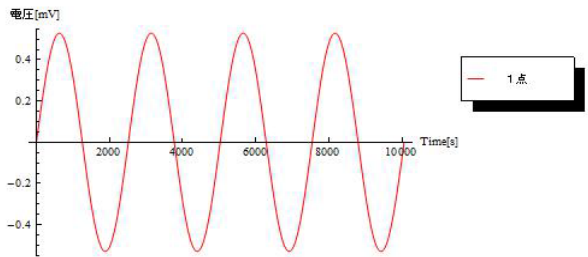


(d) ④点における誘起電圧

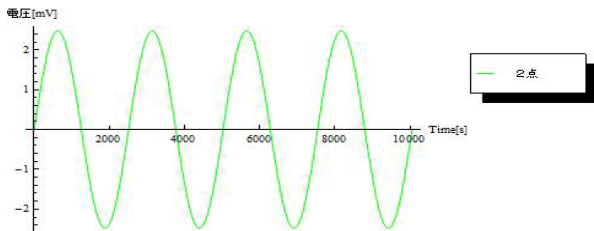


(e) ⑤点における誘起電圧

図 12 図 10 で①から⑤で記された点上における
励磁周波数のセンサ誘起電圧



(a) ①点における誘起電圧



(b) ②点における誘起電圧

図 13 は、図 10 で①から⑤で記された各点におけるピークセンサ出力電圧を示す。図 10、第③点のピークセンサ出力電圧が最も高いことがわかる。すなわち、 ∞ コイルを走査させることによって欠損部分の探査が可能であることが判明した。

図 9 と 13 で、図 10 の③点を中心としてピークセンサ出力電圧が対称とならない原因は、検出コイルがフェライト軸に対して対称に巻かれてないことに起因する。このことから、図 10 の①点と⑤点、②点と④点を比較すると④点と⑤点が①点と②点と比較して高いピークセンサ出力電圧となる。

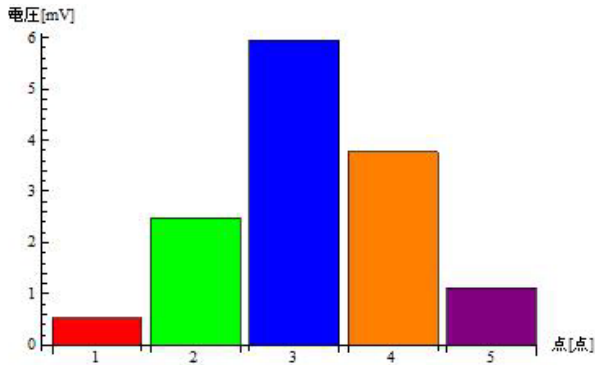


図 13 センサ電圧出力 (実験)

図 9 と図 13 を比較すると、いずれの場合も図 10 中の第③点の誘起電圧が最も高く、裏側欠損が存在することがわかる。また、シミュレーション結果と比較して、実測値のピーク振幅が約 0.3 mV 程度の差異があるが欠損に対する検出電圧の傾向は一致する。

4 結 論

本論文は ∞ コイルの低周波駆動による裏側欠損探査を提案し、その着想の妥当性を有限要素法によるシミュレーションと実際の実験結果で検証した。

低周波駆動時には高周波ノイズが存在する。しかし、この高周波ノイズは加算平均を用いることでノイズ削減が可能であることを示した。また、加算平均を用いたノイズ削減には収束値が存在することも述べた。

加算平均をセンサ出力信号へ適用することで、高周波ノイズを低減し、結果として、明確に裏側欠損探査が可能であることが示された。

表皮浸透深さを単に深くすることで裏側探査感度が単純に向上するとは言えず、 ∞ コイルの検出コイルの巻数や断面積などに関係して最適な励磁周波数が存在することが判った³⁾。

∞ コイルを走査することで欠損の位置に対する誘起電圧の差異を観測するにより、裏側欠損の位置を判別できることを明らかにした。

今後の課題は、実際のフィールドテストで提案する方法の実用性を検討することである。

本論文の三次元有限要素法解析は JSOL 株式会社の「JMAG」で行なった。

参考文献

- 1) 菊地原弘基、齊藤兆古、大内学、茂木秀夫、及川芳郎：新 ∞ 型渦電流センサの開発、第 21 回 MAGDA コンフェランス (仙台)、OS6-8、pp.181-185.
- 2) 菊地原 弘基、齊藤 兆古：共振型渦電流センサの感度向上に関する研究、日本磁気学会誌、Vol.37, 3-1,

2013, pp.76-80.

- 3) Kouki MARUYAMA, Iliana MARINOVA, Yoshifuru SAITO, Enhance the Sensibility of the Resonance type ECT Sensor, JAPMED'8, pp. 130-131.

漏れ磁束法の三次元有限要素法シミュレーションによる一考察

10X2094 福田 健人 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は強磁性体材料を検査対象とする欠陥探査である漏れ磁束法に関する一方法を提案する。主にエレベータを吊るしているワイヤ等の検査に使われている漏れ磁束法は、検査対象と直接接触の必要がなく比較的簡単な装置で対象の裏面などの検査を可能とするものである。

漏れ磁束法探査法の鍵となる考えは以下の通りである。直流磁界が強磁性体材料に適用される時、それらの磁化ベクトルは直流磁界の方向に整列する。しかし、材料に欠陥があった場合整列した磁化ベクトルは欠陥位置で歪む。この歪んだ磁化ベクトルはサーチコイルを走査することで検出される。このように単純な方法で強磁性材料の欠陥探査を可能とする。

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・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鉄や混合物などの強磁性体からなり、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。建造物などの欠陥は重大な事故を引き起こす。そのような悲劇的な事故を回避し、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欠陥探査装置による主要構造材を構成する強磁性材料の検査は必須となる。

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は、渦電流探査法、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。

たとえこれらの既存の方法がどの強磁性材料の欠陥探査にも有効だとしても、強磁性固有の磁化ベクトルが存在するため、必ずしも信頼できる結果とは言えない。

本研究では、強磁性体固有の磁化ベクトルを積極的に利用する漏れ磁束法に関する一方法を提案する。

主にエレベータを吊るしているワイヤ等の検査に使われている漏れ磁束法は、検査対象と直接接触の必要がなく比較的簡単な装置で対象の裏面などの検

査を可能とする。

漏れ磁束法探査法の基幹となる着想は以下のとおりである。直流磁界が強磁性体材料に適用されると、それらの磁化ベクトルは直流磁界の方向に整列する。しかし、材料に欠陥があった場合、磁化ベクトルは欠陥箇所まで歪む。この歪んだ磁化ベクトルはサーチコイルを走査することで検出される。このように単純な方法で強磁性材料の欠陥探査を可能とする。

本研究は漏れ磁束法の三次元有限要素法シミュレーションを行い、その妥当性や適用例などに明らかにせんとするものである。

2 漏れ磁束法

2.1 漏れ磁束法の理論的背景

周知のように強磁性材料は磁区から成る。これを式で表すと以下ようになる。

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad \cdot \cdot (1)$$

上記の式で、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{H} は磁束、 \mathbf{M} は磁化ベクトル、 μ_0 は透磁率をそれぞれ表している。磁区が存在するため、交流磁界が印加されると、磁気履歴や磁気飽和現象を呈する。このため、通常の渦電流探査装置では、欠損に起因するの磁化特性に起因するののか詳細な判別が困難となる。

この問題を克服する方法として、次の2方法が提案されている。一方は、交流磁界に大きな直流磁界を重畳し、直流磁界で磁気飽和させ、事実上、磁性体の特性を抑圧し、通常の金属として渦電流探査法を適用する方法である。他方は、磁性体の特徴である磁区構造を積極的に利用する方法である。すなわち、均一な磁性体を直流磁界で磁化すると、磁区は印加直流磁界の方向に整列する。しかし、磁性体に欠損や不均一性があると、磁区の全てが外部磁界に応じて整列できない。このため、欠損や不均一な部

分に漏れ磁束が生ずる。この漏れ磁束を定速度で走査する探査コイルの誘導起電力で捕らえることで欠損を探査する、いわゆる漏れ磁束法がある。

本研究は後者の漏れ磁束法に関するシミュレーション解析である。もし材料に欠陥があった場合、磁化ベクトルは欠陥部分で外部磁界に応じて整列できない。この磁界の歪みは直流磁界に印加している磁界と平行方向にサーチコイルを移動したときに感知される。

ここで透磁率 μ を(1)に代入し変形すると、

$$B = \mu_0 \{1 + [M / (\mu_0 H)]\} H = \mu H \quad \cdot \cdot (2)$$

すなわち、透磁率 μ は次式で定義される。

$$\mu = \mu_0 \{1 + [M / (\mu_0 H)]\} \quad \cdot \cdot (3)$$

数学的に(3)は以下の事実に基づく。

$$\lim_{H \rightarrow \infty} \mu = \lim_{H \rightarrow \infty} \mu_0 \left[1 + \frac{M}{\mu_0 H} \right] \rightarrow \mu_0 \quad \cdot \cdot (4)$$

(4)は強力な印加磁界が強磁性体材料を非磁性体材料と化すことを意味する。よって、通常の渦電流探査法の感度が期待できる。一方、後者は、欠陥部位は透磁率が異なるため、磁界が磁性体から漏れる。この漏れた磁界を印加磁界方向と同方向へ定速度で走査するサーチコイルに誘起する電圧で感知する。

次にシミュレーションを行う静的磁界系の支配方程式を導く。

最初の条件は、磁束密度 B の発散はゼロである。すなわち、

$$\nabla \cdot B = 0 \quad \cdot \cdot (5)$$

(5)を満たすために、

$$\nabla \times A = B \quad \cdot \cdot (6)$$

でベクトルポテンシャル A を導入する。磁界 H と電流密度 J との関係は

$$\nabla \times H = J \quad \cdot \cdot (7)$$

であるから、磁界 H を磁束密度 B と透磁率を用いて書き直すと、

$$\nabla \times (1/\mu) \nabla \times A = J \quad \cdot \cdot (8)$$

を得る。

(8)を4面体要素を用いた3次元有限要素法で解きシミュレーションを行う。

2.2 誘起電圧

電路に磁気を近づけたり遠ざけたりして電路に磁束の変化を与えると電圧が生じる。これを電磁誘導と呼ぶ。このときに発生する電圧はファラデーの電磁誘導の法則より、

$$V = -N \frac{d\phi}{dt} \quad \cdot \cdot (9)$$

また磁束を求める式は、

$$\phi = BS \sin \omega t \quad \cdot \cdot (10)$$

(9)と(10)において、 V は電圧、 ϕ は磁束、 t は時間、 N は巻き数、 B は磁束密度、 S は断面積をそれぞれ示している。

(9)に(10)を代入して、誘起電圧は次式で与えられる。

$$V = -\omega NBS \cos \omega t \quad \cdot \cdot (11)$$

2.3 表皮効果

電流が流れると、これによって誘導磁界が発生して電流の変化を妨げる向きに起電力が発生する。導体中心部の電流ほど磁束鎖交数が大きく逆起電力も大きいので電流密度は小さくなり、電流は導体の表面部に集中して流れるようになる。これを表皮効果という。一般に、電気導体に交流電流を流した場合、電流は導体断面に均一に分布して流れない。周波数に応じて導体の中心部を流れる電流は少なくなり、導体端部に流れる電流が多くなる。このため、周波数がゼロである直流と交流では導体の電気抵抗は異なり、通常は、交流抵抗は直流抵抗よりも大きい。これは、直流では導体の断面を均一に電流が流れるが交流では導体断面を電流が不均一に流れるためである、導体内部の交流は、表皮効果のために、導体の表面に集中して流れ、導体の内部に入れば入るほど小さくなる。

導体の電流密度 J は深さ δ に対して以下のように減少する。

$$J = e^{-\delta/d} \quad \cdot \cdot (12)$$

ここで d は表皮深さで、電流が表面電流の $1/e$ (約 0.37) になる深さであり、以下のように計算される。

$$d = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \quad \cdot \cdot (13)$$

(13)式において、 ρ は導体の電気抵抗率、 ω は電流の角周波数、 μ は導体の絶対透磁率をそれぞれ示している。

3 実験

3.1 シミュレーション方法

図 1 にシミュレーションで用いる検査装置と検査対象となる試料との関係を示す。

検査装置は主にエレベータを吊るしているワイヤ等の検査に使われている漏れ磁束法で使用されているものをシミュレーションしたもので、

具体的な方法は、強磁性体であるフェライトコアの脚にコイルを巻き検査対象の上を動かし、欠損のある部分では磁束が変化するため探査コイルが巻かれた両脚の誘起電圧に差が生じる現象を用いて欠損を探査する方法である。

試料には、各図の右下の位置に裏面からの深さ 5mm、10mm、15mm の人工欠損（裏面欠損）が作成されている。図 2～5 に裏面欠損を示す。検査対象を左方向へ 15mm づつ 20 ステップ動かし、検査装置を通過させることによって、欠損部での左右の検査コイルの回路電圧を測定し、誘起電圧を導出しその差である差動電圧を求める。

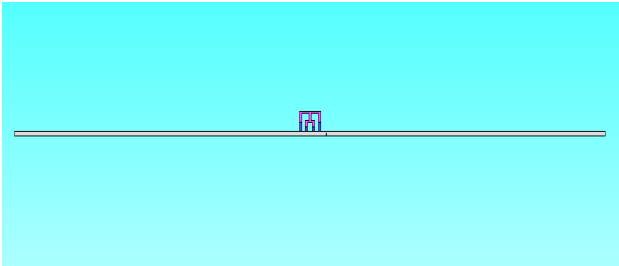


図 1 検査装置と検査対象

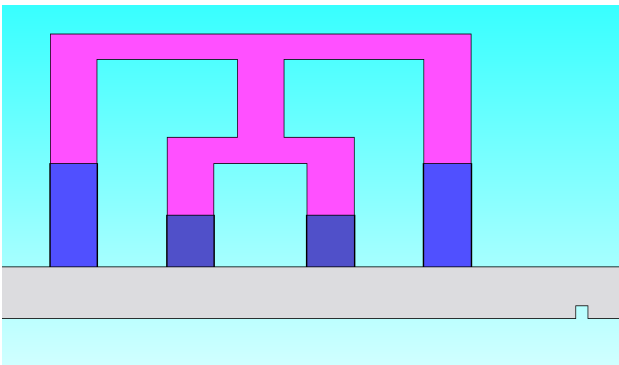


図 2 裏面欠損深さ 5mm

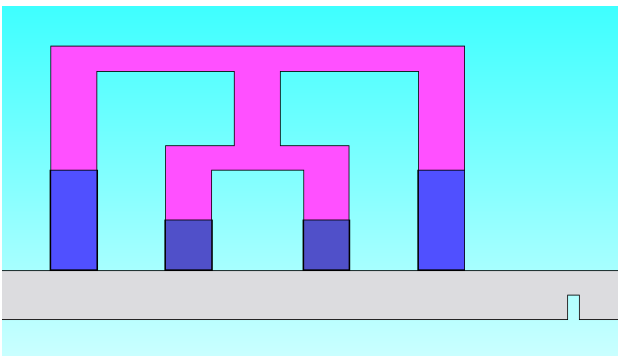


図 3 裏面欠損深さ 10mm

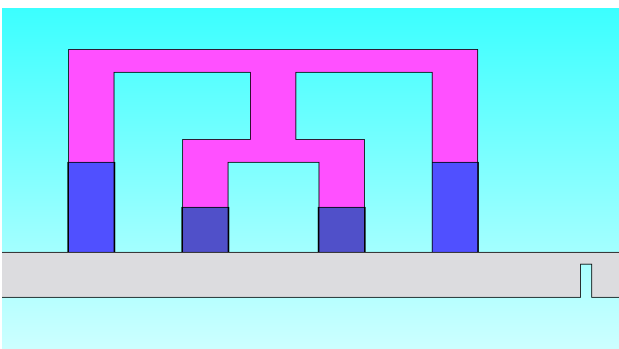


図 4 裏面欠損深さ 15mm

3.2 材料による相違

検査対象が異なる種類の材料からなり、欠損の深さも異なるとする。

励磁周波数を変化させて、材料によってどのように出力電圧が異なるかをシミュレーションした。

シミュレーションに用いた周波数は 50、100、150、200、300、500Hz である。

使用した材料は 2 種類あり、株式会社 JSOL の 3 次元有限要素解析ソフト「J-MAG」に登録されている鉄で電気抵抗率が最も高いものと低いものを用いた。使用した材料の電気抵抗率と初透磁率を表 1 に示す。

表 1 使用した材料

材料	電気抵抗率[ohm m]	初透磁率[μ]
SUY-1	1.2e-07	1394
SUS304	7.194e-07	2.1

ここで、初透磁率とは $H=0$ での μ の値。

SUY-1 は電磁軟鉄鋼で、“純鉄”と称されている。

SUS304 はステンレス鋼であり、加工しないと磁性を持たない。

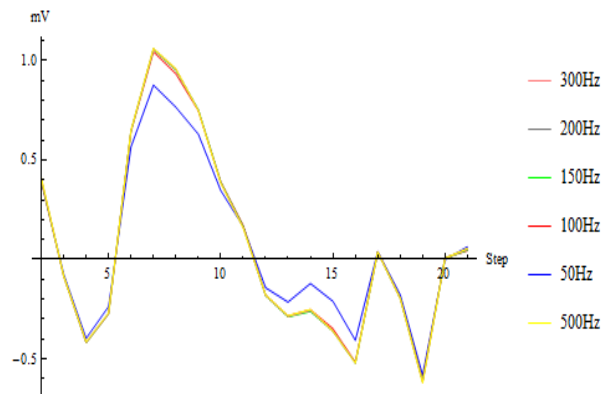


図 5 裏面欠損深さ 5mm の差動電圧 (SUY-1)

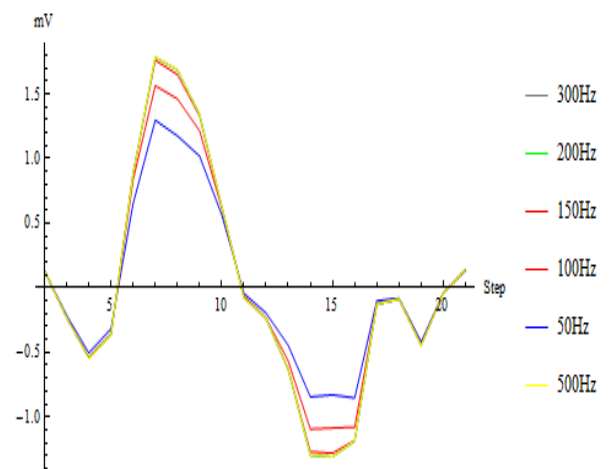


図 6 裏面欠損深さ 10mm の差動電圧 (SUY-1)

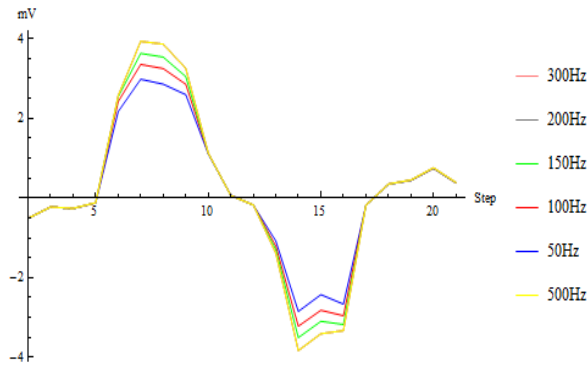


図 7 裏面欠損深さ 15mm の差動電圧 (SUY-1)

図 5～7 より、裏面欠損の深さが深いほど差動電圧の値が高いことがわかる。また、何れの裏面欠損の深さに対しても差動電圧の最大値は駆動周波数を高くしても 150Hz 付近で飽和し、150Hz 以上の周波数では誘起電圧の最大値が増加しないことが分かる。

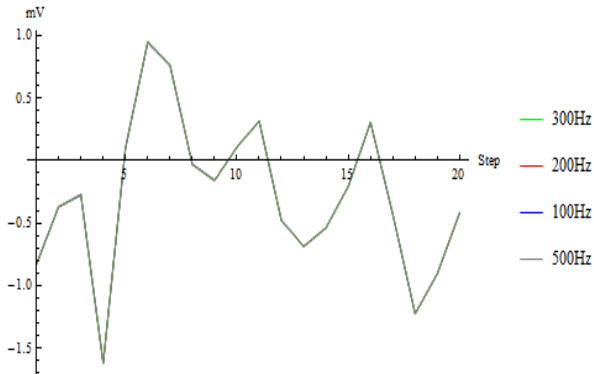


図 8 裏面欠損深さ 5mm の差動電圧 (SUS304)

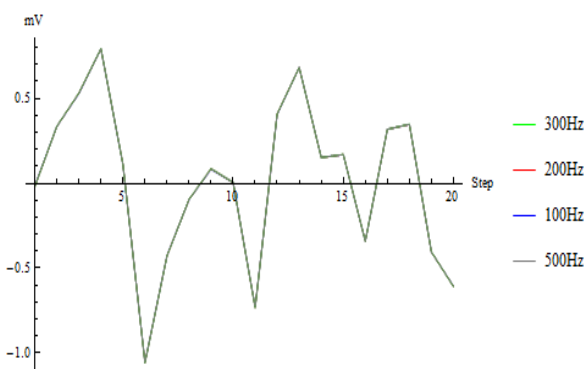


図 9 裏面欠損深さ 10mm の差動電圧 (SUS304)

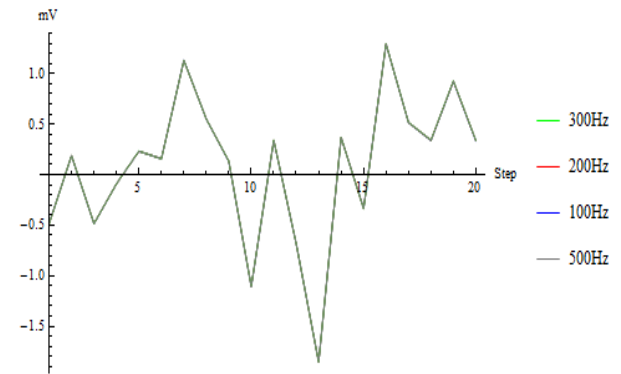


図 10 裏面欠損深さ 15mm の差動電圧 (SUS304)

図 8～10 の結果より、SUS304 では、裏面欠損の位置とは無関係に差動電圧が発生するので、探傷測定は困難であると考えられる。

4 考 察

SUY-1 のシミュレーション結果は、差動電圧の最大値が図 5 の 1.1[mV]、図 6 の 1.8[mV]、図 7 の 4[mV] と裏面欠損の深さと正の相関をとることが分かる。これは、欠損が深いほど磁束の流れを妨げることとなり、探査コイルに鎖交する磁束の差が大きく、結果として差動電圧に反映するためだと考えられる。

また、図 5～7 において 300Hz 以上のグラフは一定である。

これは表皮効果により、周波数を高くすればするほど表皮浸透深さは 0 に近づき、欠損まで磁束が到達しないためと考えられる。

さらに、図 5～7 の結果で、150Hz 以上の周波数では誘起電圧の最大値が増加しないので、SUY-1 を測定するときの最適周波数な駆動周波数は 150Hz 以下に存在することを意味する。SUS304 のシミュレーション結果を示した図 8～10 を比較すれば、裏面欠損の位置とは無関係に差動電圧が発生し、裏面欠損の深さと、差動電圧の最大値との間に相関は見られず、また、電源周波数を変化させても差動電圧に変化がないことがわかる。これは SUS304 の透磁率が高く、磁束が殆ど材料表面に分布し、内部へ浸透しないためだと考えられる。

5 結 論

本論文では、強磁性体材料による欠陥探査である漏れ磁束法に関するシミュレーションを行い、その有効性を示した。

その結果、強磁性体材料である SUY-1 では、励磁周波数を変化させたときに裏面欠損の深さに比例して、差動電圧の最大値が変化し、また最適駆動周波数があることも判明し、漏れ磁束法による探傷の有効性が認められた。

一方、磁性を持たない SUS304 では、裏面欠損の位置とは無関係に差動電圧が発生するので、漏れ磁束

法による探傷測定は困難であると考えられる。

以上の結果から、漏れ磁束法による探傷の有効性は、試料の抵抗とインダクタンス（透磁率）の両方が関与するインピーダンスの値により、決定付けられることが推測されるが、抵抗とインダクタンス（透磁率）のどちらが支配的かの研究は、今後の課題としたい。

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 fieldanalysis 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 als, 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] 細原隆史, 齊藤兆古, 新方式共振型 ECT の提案とその特性, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-10-151, 2010.