

Title	非接触磁気方式ポジションセンサの解析法と設計応用に関する研究
Author(s)	梁, 承浩
Citation	大阪大学, 2018, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/69563
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

博士学位論文

非接触磁気方式ポジションセンサの解析法と
設計応用に関する研究

2018年1月

梁 承浩

大阪大学大学院工学研究科
知能・機能創成工学専攻

博士学位論文

非接触磁気方式ポジションセンサの解析法と
設計応用に関する研究

2018年1月

梁 承浩

大阪大学大学院工学研究科
知能・機能創成工学専攻

目次

第1章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 解析対象（ポジションセンサの現状）	3
1.3 本研究の目的	6
1.4 本論文の構成	6
参考文献	7
第2章 有限要素法による解析手法	9
2.1 電磁界の基礎方程式	9
2.1.1 マクスウェルの基礎方程式	9
2.1.2 静磁界問題	9
2.1.3 時間依存場	10
2.2 有限要素法による定式化	10
2.2.1 ガラーキン法による残差方程式	10
2.2.2 境界条件	12
2.2.3 未知数の定義方法	13
2.2.4 補間関数	14
2.2.5 時間依存場計算法（定常渦電流解析（ $j\omega$ 法））	16
2.3 電流分布計算法	16
2.4 電流が与えられた回路方程式との連立による数値解析	16
参考文献	18
第3章 コア材料特性	19
3.1 複素透磁率	19
3.1.1 透磁率と複素透磁率	19
3.1.2 複素透磁率と損失	21
3.1.3 有限要素法における複素透磁率	24

3.2 材料特性測定のための目的	25
3.3 測定装置とトロイダルコイル	25
3.4 測定原理	26
3.5 測定結果および考察	26
3.6 複素透磁率の周波数特性解析	32
3.6.1 有限要素モデル	32
3.6.2 解析結果	34
3.7 複素透磁率の空間的非線形分布を考慮した周波数特性解析	39
3.7.1 有限要素モデル	40
3.7.2 複素透磁率の空間的非線形分布の考慮	42
3.7.3 解析結果	43
3.8 結言	49
参考文献	50
第4章 非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性	53
4.1 非接触磁気方式ポジションセンサの動作原理	53
4.2 プロトタイプ of インピーダンス特性	53
4.2.1 測定装置とプロトタイプ	53
4.2.2 測定結果	55
4.2.3 有限要素モデル	56
4.2.4 解析結果	57
4.3 コア材料とインピーダンス特性	58
4.3.1 インピーダンスの感度特性	58
4.3.2 インピーダンスの直線性特性	62
4.4 コア材料とインピーダンス特性の検証	62
4.5 結言	63
参考文献	64
第5章 インピーダンス特性の改善設計	65
5.1 特性改善の背景	65
5.2 インピーダンス感度の改善	65
5.2.1 実験計画法の応用	65
5.2.2 センサの構成部品とインピーダンス感度	65

5.2.3 解析結果	68
5.3 インピーダンス直線性の改善	72
5.3.1 インピーダンス感度改善設計の考察	72
5.3.2 巻線密度の設定	73
5.3.3 解析結果	75
5.4 結言	78
参考文献	78
第6章 結論	79
謝辞	81
研究業績	83
付録	85

第1章 緒論

1.1 研究背景

近年、コンピュータの進歩に伴い、有限要素法をはじめとする磁界解析は、電気機器の設計・開発に広く用いられており⁽¹⁾、複数の方程式を連成した様々な動作解析も多く行われている。計算機支援設計は時間とコストのかかる試作実験に代わり広く普及し、設計段階において、シミュレーションによる諸特性の把握が可能となり、重要な役割を果たしている。特に二次元有限要素法では解析することが困難な複雑な形状を有する電磁機器の設計において、三次元有限要素法は大きな力を発揮する。

数値解析する上で材料特性はシミュレーションの精度を決める重要なパラメータである。一般的に普及されている解析ツールでは、パラメータを実数として取り扱うことがほとんどである。磁界解析においては、磁性体の透磁率や導電率などが挙げられる。特に透磁率が実数の場合は、Fig.1.1(a)のように磁界強度 H と磁束密度 B は同位相であることを意味する。ところが、実際の透磁率は鉄損の影響により Fig.1.1(b)のように磁界強度 H と磁束密度 B の間には位相差が生じ⁽²⁾⁻⁽³⁾、この位相差によって複素の特性を有することになる。このような磁性体の物性値は磁界解析において特性を決める重要なパラメータであり、磁界現象の振る舞いをより正確に把握するためには、数値解析において複素透磁率を考慮する必要がある。

複素透磁率を取り扱う研究事例はあまり見かけない。榎園らは、磁束密度と磁界強度をベクトル量として評価する二次元ベクトル磁気特性を提案し⁽⁴⁾、磁界解析に二次元ベクトル磁気特性を考慮する手法として E&S モデルを提案した⁽⁵⁾⁻⁽⁶⁾。E&S モデルは、磁界強度波形を磁束密度波形の同相分と 90 度位相の異なる成分を用いて表現し、位相ずれで損失を表現することが特徴となっている。しかしながら、実測した材料特性のデータベースを基とする手法であり、高磁束密度領域の非線形性が強い問題では収束性が低く、多大な計算時間を要する⁽⁷⁾。また、理想的な渦電流の大きさは、磁性体の表面から中心に向かうに従って指数関数的に減衰していくが、この渦電流の減衰を線形近似して簡易化して用いている⁽⁸⁾。本研究での渦電流の考慮に関しては第2章で説明する。そして、磁束密度および磁界強度波形の歪みを無視し、それらの基本波成分の関係を複素数で表現した複素 E&S モデルも提案されているが⁽⁷⁾、これらの解析例は主に二次元モデルで行われている。

特に、複素透磁率を入力値として数値解析内で考慮し、損失以外の特性に関する研究事例はほとんど報告されていないのが現状である。

本研究では、周波数応答解析 (Frequency Response Analysis, FRA) をベースにして、三次元有限要素モデルを使い、複素透磁率の概念を取り入れた解析手法を提案する。

周波数応答解析は一般的に線形解析によく用いられる解析手法であり、Fig.1.2のように、正弦波入力に対し、定常状態での正弦波出力の振幅と位相の変化を調べることで、諸特性を把握することができる。つまり、出力結果から演算で表せる特性なら、様々な特性解析に応用することができる。

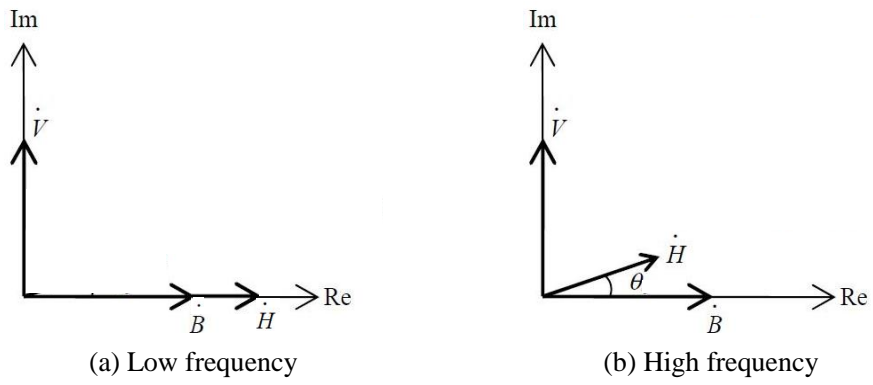


Fig.1.1 Relationship between magnetic field strength and magnetic flux density

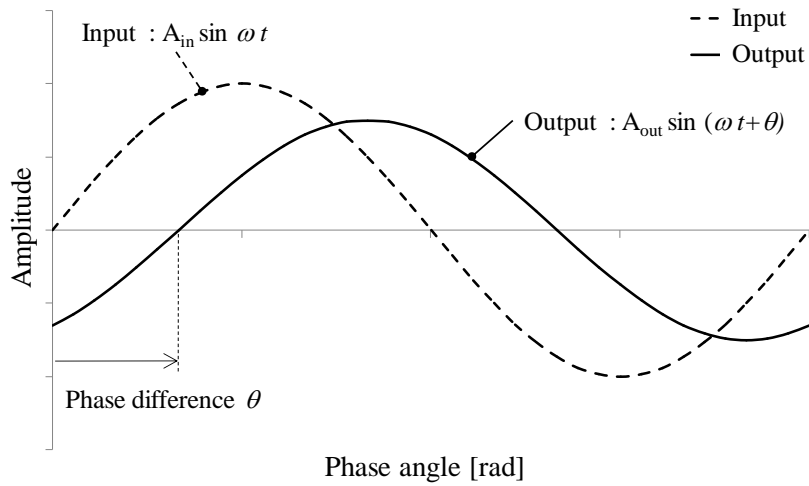


Fig.1.2 Input and output waveform in frequency response analysis (FRA)

本研究で提案する解析手法の妥当性と有効性を確認するための解析対象として、磁気方式を用いるポジションセンサを選定した。選定した背景について次節で述べる。

1.2 解析対象（ポジションセンサの現状）

ポジションセンサとは、モータやアクチュエータなどに組み込まれ、位置情報を制御回路にフィードバックし、機構部の最適な位置制御を達成するために使用されるセンサである。従来は、Fig.1.3 に示すような産業機器、自動車等が主な用途であったが、最近は OA 機器、民生機器等にも高機能化のために使用されることが多くなってきている。今後、より一層の用途拡大が見込まれ、需要は増加傾向にある。

ポジションセンサは、電気的接点の有無により、接触方式と非接触方式に分類される。さらに「接触方式 (Table 1.1)」には、抵抗体方式、巻線方式などがあり、「非接触方式 (Table 1.2)」には、磁気方式、静電容量方式、光学方式などがある。また、位置検出する機構部の動作方向により、「回転型」と「直線型」にも分類できる。

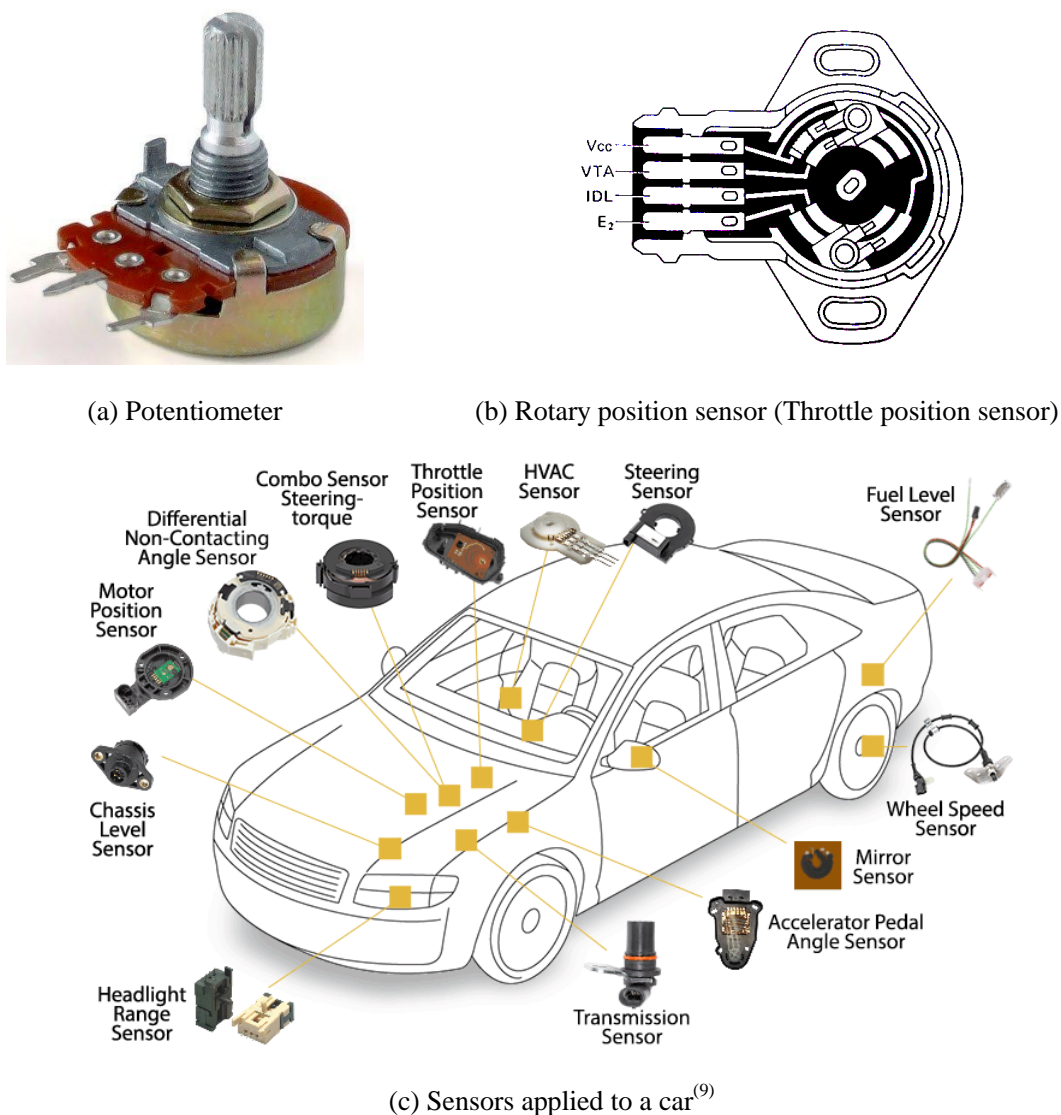


Fig 1.3 Conventional position sensors and applications

Table 1.1 Contact type position sensors

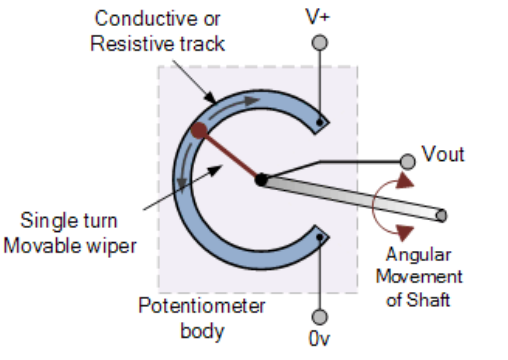
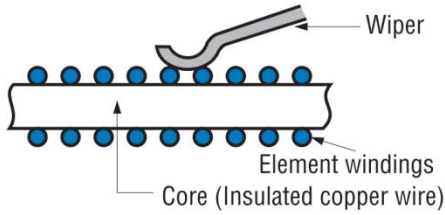
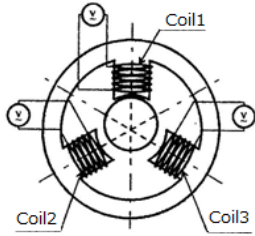
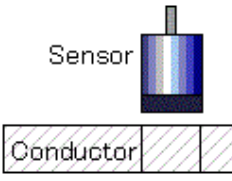
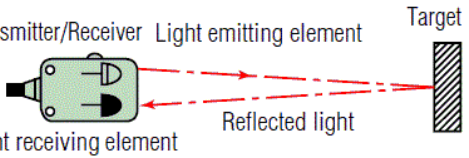
	Type	Merit	Demerit
Resistor		<ul style="list-style-type: none"> •Simple structure •Good linearity 	<ul style="list-style-type: none"> •Contact reliability •Lifetime
Wire-wound		<ul style="list-style-type: none"> •Simple structure •Low cost 	<ul style="list-style-type: none"> •Oxidation of wire •Stepwise linearity

Table 1.2 Contactless type position sensors

	Type	Merit	Demerit
Magnetic		<ul style="list-style-type: none"> •Good response • Simple structure 	<ul style="list-style-type: none"> •Position estimation by approximate equation
Capacitance		<ul style="list-style-type: none"> •Simple structure 	<ul style="list-style-type: none"> •Short stroke
Optics		<ul style="list-style-type: none"> •High accuracy 	<ul style="list-style-type: none"> •High accuracy : short stroke •Long stroke : Large size • Needs signal processor

回転角度やストロークの位置情報を検知するために様々なポジションセンサが使われている。従来は機械接触方式の抵抗体方式であるポテンショメータが一般的に用いられてきたが、接触不良や寿命などの信頼性の問題が指摘されている⁽¹⁰⁾。これらの問題を解決するため、非接触方式ポジションセンサが求められている。

ポジションセンサは位置に対する出力の直線性と感度が重要となる。現在、製品化されている非接触方式

ポジションセンサには高い精度を有するセンサもあるが、多くの問題も抱えている。例えば、静電容量式センサは $\pm 0.5\%$ と高い精度（小さい誤差）を有するが、誘電体を用いているために計測範囲が限られる。また光学方式センサの誤差も $\pm 0.2\%$ と更に高い精度を有しているが、高温での寿命低下や小型化による検知分解能の低下の問題も抱えている。一方、磁気方式を用いたセンサは構造が簡単であり、速い応答性を有するため最も一般的によく用いられているが、他の方式と比較して精度が $\pm 1.0\sim 2.0\%$ と低い課題がある。

以上より、提案する解析手法を用いて、接触不良などの信頼性の問題がなく、精度の改善による性能向上を狙い、速い応答性を有する磁気方式に着目して、非接触磁気方式ポジションセンサの設計を行う。

磁気方式ポジションセンサには、一般的にホール効果を用いるホールセンサや Fig.1.4 に示すような磁気誘導を用いたセンサが多く用いられている。このような方式は近似式より逆算して位置を推定するため、誤差が大きい。また、磁心がコイルに近づいた際、各コイル間のバラツキがあり、さらに、センシングに主に用いられるホールセンサは外部磁界による影響でセンサのバラツキも大きい問題を抱えている。これらの問題を解決し、より高感度かつ小型化を図るため、本研究では Fig.1.5 に示すような変位に対するコイルのインピーダンス特性の変化を検出するセンサの設計を行う。

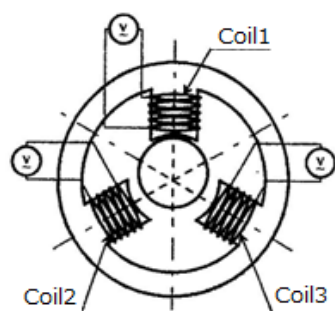


Fig 1.4 Angle sensor
(Magnetic induction type using coil)

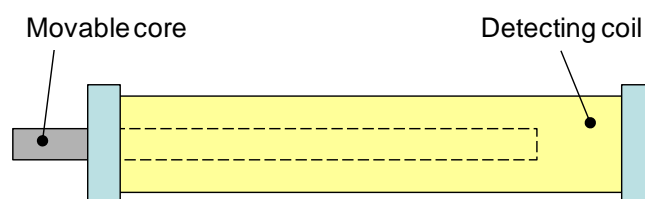


Fig 1.5 Position sensor model using impedance change
against displacement

Fig.1.5 に示すポジションセンサは、交流電圧を印加したコイルに可動磁心（コア）を挿入することで、コイル内の磁束密度の変化より得られるインピーダンス変化を検知する非接触磁気方式ポジションセンサである。このような方式を用いたセンサは以下のような特徴を持つ。

- ・ 非接触方式なので高信頼性
 - －接触による磨耗などが無いのでメンテナンスフリーで長寿命
 - －振動による出力変化が少なく、ほこりや水などに強い
- ・ 外部磁界の影響を受けにくい
 - －磁界を検出するホール素子を用いず、コイルの物理量であるインピーダンスを検出
 - －永久磁石を使わないため、減磁の心配がない
 - －インピーダンスの温度依存性を補正することで高精度実現が可能

しかし、このように磁気方式を用いて位置を検知する際には、位置に対するインピーダンス変化（出力電圧）の大きさ（感度）と直線性が重要となる⁽¹⁰⁾。このようなセンサの特性を把握するためには数値解析シミュレーションが有効であり、磁気方式センサに使われる材料の特性は磁界解析においてセンサの特性を決める重要なパラメータである。本研究で提案する複素透磁率を考慮した解析手法は、磁界現象の振る舞いをより正確に把握するために有効であるといえる。

1.3 本研究の目的

一般的に普及されている解析ツールでは、パラメータを実数として取り扱うことがほとんどである。磁界解析におけるパラメータとして、磁性体の透磁率や導電率などが挙げられるが、特に透磁率は損失の影響により、磁界と磁束密度の間の位相がずれることで、複素の特性を示す。つまり、数値解析において透磁率の複素特性を考慮することは、実際の現象をより正確に検証するために有効である。そこで本研究では、複素透磁率の概念を取り入れた解析手法を提案し、設計応用のための高精度なシミュレータを開発する。

さらに、センサに使われる磁性体の材料特性計測によるデータベースを構築する。

また、磁性体の材料特性は、磁界解析の結果を左右する重要なパラメータであるため、磁気方式を用いる非接触方式ポジションセンサを解析対象として選定して、提案する解析手法の妥当性と有効性を検討する。

最後に、提案する解析手法を用いてポジションセンサの特性改善設計を行う。

1.4 本論文の構成

本論文は、本章を含めた6章から構成される。

- ・ 第1章では、数値解析シミュレーションの現状について述べ、新しい解析手法を提案した。さらに、解析手法の有効性を確認するために非接触磁気方式ポジションセンサを解析対象として選定し、選定した背景について説明した。
- ・ 第2章では、本研究の基礎となる一次四面体辺要素を用いた三次元有限要素法による解析手法について述べる。また、有限要素法による電流分布解析、磁界解析について述べるとともに、電気回路と磁気回路との連成解析法を示す。
- ・ 第3章では、新しい解析手法に取り入れた複素透磁率について説明し、トロイダルコイルを使った複素透磁率の測定原理、測定結果および考察を示す。また、複素透磁率の周波数特性解析法を提案し、測定結果と解析結果の比較によって解析手法の有効性を確認する。

さらに、提案する解析手法のベースである周波数応答解析において、時間に対する磁束密度の線形的な変化と複素透磁率の空間的非線形分布を同時に考慮した解析法について述べる。周波数応答解析は、同じ材質では透磁率を一定値として扱うが、磁束密度の大きさによって複素透磁率が非線形的に変化する実際の振る舞いを再現し、その有効性を確認する。

- ・ 第4章では、非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析について述べる。プロトタイプの測定結果と解析結果の比較より提案する解析手法の有効性を確認する。さらに、様々なコア材料を用いたインピーダンス特性解析を行い、最適な材質の特性を示す。
- ・ 第5章では、実験計画法を用いて変位に対するインピーダンスの感度と直線性の特性改善設計を行い、これらの特性に影響を及ぼす因子を確認する。
- ・ 第6章では、本研究で得られた結果を総括し、結論を述べる。

参 考 文 献

- (1) 河瀬順洋, 伊藤昭吉:「最新三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析」, 森北出版, 1997
- (2) 太田 恵造:「磁気工学の基礎Ⅱ－磁気の応用－」, 共立出版, 1973
- (3) Xi Nan, C.R. Sullivan: “A Two-Dimensional Equivalent Complex Permeability Model for Round-Wire Windings”, IEEE 36th Power Electronics Specialists Conference (PESC), Vol.1, pp.613-618, 2005
- (4) M. Enokizono: “Two-Dimensional Vector Magnetic Property”, Journal of the Magnetics Society of Japan, Vol.27, No.2, pp.50-58, 2003 (in Japanese)
榎園正人:「2次元ベクトル磁気特性」, 応用磁気学誌, 27, No. 2, pp. 50-58 (2003)
- (5) M. Enokizono and T. Amano: “Examination of the High Accuracy of E&S modeling”, Journal of the Magnetics Society of Japan, Vol.25, No.4_2, pp.1107-1110, 2001.
- (6) N. Soda and M. Enokizono: “Improvement of T-joint part constructions in three-phase transformer cores by using direct loss analysis with E&S model”, IEEE Transactions on Magnetics., Vol.36, No.4, p.1285-1288, 2000
- (7) 中ノ上賢治, 浦田信也, 中畑和, 戸高孝, 榎園正人, 下地宏泰: “2次元ベクトル磁気特性を考慮した磁界解析のための複素 E&S モデル”, 日本応用磁気学会誌, Vol.30, No.2, pp.243-247, 2006
- (8) 佐藤尊, 「高磁束密度領域におけるベクトル磁気特性解析に関する研究」, 大分大学, 博士学位論文, 2011
- (9) BOURNS Homepage (<http://www.bourns.com/products/automotive/automotive-sensors>, 2018.02.09 確認)
- (10) 太田 智弘, 平田 勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 川瀬順洋: “高周波磁気方式角度センサのインピーダンス特性解析”, 電気学会論文誌 D, Vol.125, No.5, pp.426-431, 2005

第2章 有限要素法による解析手法

2.1 電磁界の基礎方程式^{(1),(2)}

2.1.1 マクスウェルの基礎方程式

電磁界を支配するマクスウェルの方程式は次式で与えられる⁽³⁾.

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (2.4)$$

ここで、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{E} は電界の強さ、 \mathbf{H} は磁界の強さ、 \mathbf{J} は電流密度、 \mathbf{D} は電束密度、 ρ は電荷密度である。また、 \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{D} , \mathbf{E} , \mathbf{J} の間には次の関係がある。

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで、 μ は透磁率、 ε は誘電率、 σ は導電率である。

静磁界解析では、式(2.3)から得られる次式で定義される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} ⁽⁴⁾を導入する。

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (2.8)$$

2.1.2 静磁界問題

静磁界問題では式(2.1)の時間微分項を零においた次式を取り扱う。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.9)$$

式(2.5), (2.8), (2.9)より、静磁界の基礎方程式は次式のように表される。

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} \right) = \text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (2.10)$$

ここで、 ν は磁気抵抗率で透磁率 μ の逆数である。

静磁界問題では式(2.10)を満足する \mathbf{A} を求めて、式(2.8)から次のように磁束密度 \mathbf{B} の x , y , z 方向の成分 B_x , B_y , B_z を求めることになる。

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ B_y &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ B_z &= \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

2.1.3 時間依存場

磁束が時間的に変化するため解析領域内にある導体または磁性体に渦電流が流れ、それによる反作用磁界が問題となる場合について考察する。ただし、低周波を扱う問題ではマクスウェルの基礎方程式の式(2.1)右辺の時間微分項の変位電流を無視することができる。式(2.8)を式(2.2)に代入すると次式を得ることができる。

$$\mathbf{E} = -\left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi\right) \quad (2.12)$$

ここで ϕ は電気スカラーポテンシャルであり、 $\text{grad} \phi$ は $\text{rot}(\text{grad} \phi) = 0$ に起因して生じる項である⁽⁵⁾。これより式(2.7)と(2.12)から時間依存場の磁界の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e \quad (2.13)$$

$$\mathbf{J}_e = -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi\right) \quad (2.14)$$

ここで \mathbf{J}_0 は強制電流密度、 \mathbf{J}_e は渦電流密度である。なお、有限要素法による定式化において辺要素を用いる場合はゲージ条件として $\phi = 0$ を選択できるため式(2.14)より電気スカラーポテンシャル ϕ を削除することもでき⁽⁶⁾、渦電流場の定式化が簡単になる。ただし、電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数とした場合、未知変数の増加により自由度が増すため連立一次方程式の解法であるICCG法の収束特性が改善され計算時間が短いという利点がある。

2.2 有限要素法による定式化

2.2.1 ガラーキン法による残差方程式

前項の式(2.13)に後述する要素の辺で定義される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} の補間関数 \mathbf{N}_i を重み関数として、ガラーキン法⁽²⁾を適用すると渦電流及び永久磁石を考慮した動磁場解析のための残差 G_{oi} は次式で定義され零となる。

$$G_{oi} = G_{li} - G_{j0i} - G_{jei} - G_{jmi} = 0 \quad (2.15)$$

ただし、式(2.15)右辺の各項は以下のようになる。

$$G_{li} = \int_V \mathbf{N}_i \cdot \{\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A})\} dV \quad (2.16)$$

$$G_{j0i} = \int_{V_c} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{J}_0 dV \quad (2.17)$$

$$G_{jei} = \int_{V_e} \mathbf{N}_i \cdot \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} dV \quad (2.18)$$

$$G_{jmi} = \int_{V_m} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \text{rot} \mathbf{M}) dV \quad (2.19)$$

ここで V は全領域、 V_c は巻線の領域、 V_e は渦電流が流れる導体の領域及び V_m は永久磁石の領域とする。

式(2.16)において磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は離散化の過程で要素内では一次近似されるため、回転を2回適用すると恒等的に零となることから、このままの形では離散化できない。そこで次式のベクトル公式及びガウスの発散定理を用いて変形する。

$$\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{u} - \text{div}(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \quad (2.20)$$

$$\int_V \text{div } \mathbf{u} dV = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.21)$$

$$(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{w} = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) \quad (2.22)$$

式(2.16)にベクトル公式及びガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_V N_i \cdot \{\text{rot}(\mathbf{v} \text{rot } \mathbf{A})\} dV = \int_V \text{rot } N_i \cdot (\mathbf{v} \text{rot } \mathbf{A}) dV - \int_S N_i \cdot \{(\mathbf{v} \text{rot } \mathbf{A}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (2.23)$$

ここで \mathbf{n} は微小面積 dS の外向きの単位法線ベクトルである。式(2.23)において右辺第2項は境界積分項で固定境界上では $N_i = 0$ となり、磁界の強さ \mathbf{H} が境界面に垂直な場合は $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0$ となるため零となる。したがって通常この項を零、すなわち磁束は境界に対して平行または垂直にしか通らないものとして解析する。

次に式(2.19)において永久磁石の磁化 \mathbf{M} は要素内で一定として与えるために、その回転量は恒等的に零となる。そこで式(2.19)にもベクトル公式及びガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_{V_m} N_i \cdot (\mathbf{v}_0 \text{rot } \mathbf{M}) dV = \int_{V_m} \text{rot } N_i \cdot (\mathbf{v}_0 \mathbf{M}) dV - \int_{S_m} N_i \cdot \{(\mathbf{v}_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (2.24)$$

式(2.24)の境界積分項も零として、境界上の磁化 \mathbf{M} は垂直または平行であるとする。

以上より渦電流及び永久磁石を考慮した動磁場解析のための残差 G_{oi} は次式で定義される。なお、境界積分項も示す。

$$\begin{aligned} G_{oi} = & \int_V \text{rot } N_i \cdot (\mathbf{v} \text{rot } \mathbf{A}) dV - \int_S N_i \cdot \{(\mathbf{v} \text{rot } \mathbf{A}) \times \mathbf{n}\} dS \\ & - \int_{V_e} N_i \cdot \mathbf{J}_0 dV - \int_{V_e} N_i \cdot \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) \right\} dV \\ & - \int_{V_m} \text{rot } N_i \cdot (\mathbf{v}_0 \mathbf{M}) dV + \int_{S_m} N_i \cdot \{(\mathbf{v}_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS \end{aligned} \quad (2.25)$$

ところで、式(2.25)において電気スカラーポテンシャル ϕ も未知変数とした場合、未知変数は \mathbf{A} の3成分と ϕ の合計4変数となるが、式(2.25)の残差 G_{oi} には3成分の式しかないため方程式の数が未知変数よりも少ないことになる。そこで渦電流密度 \mathbf{J}_e に対して次式に示す電荷保存則の式を導入する。

$$\text{div } \mathbf{J}_e = 0 \quad (2.26)$$

式(2.14)と(2.26)より、後述する要素の節点で定義される電気スカラーポテンシャル ϕ の補間関数 N_i を重み関数としてガラーキン法を適用すると残差 G_{di} は次式で定義され零となる。

$$G_{di} = \int_{V_e} N_i \text{div } \mathbf{J}_e dV = 0 \quad (2.27)$$

また、式(2.27)にベクトル公式及びガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$G_{di} = \int_{V_e} N_i \operatorname{div} \mathbf{J}_e dV = \int_{S_e} N_i \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n} dS - \int_{V_e} \operatorname{grad} N_i \cdot \mathbf{J}_e dV = 0 \quad (2.28)$$

式(2.28)より渦電流が境界面に対して平行に流れる場合には、上式の右辺第一項の境界積分項は零になる。また、境界面に対して垂直な場合、磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} と電気スカラーポテンシャル ϕ は固定境界となるため零になる。したがってこの項を零、すなわち渦電流は境界に対して平行または垂直にしか流れないものとする。以上より磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数とする、いわゆる \mathbf{A} - ϕ 法を用いる場合、式(2.25)と(2.28)の連立方程式を解くことで磁束分布及び渦電流分布を解析することが可能となる。

2.2.2 境界条件

Fig.2.1に示すような透磁率 μ が異なる二つの領域間の境界面 Γ 上の磁束密度 \mathbf{B} 、磁界の強さ \mathbf{H} の連続性を考察する。ただし、境界面 Γ は x - y 平面に平行であると仮定する。電磁界において磁界が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} \quad (2.29)$$

$$\mathbf{H}_1 \times \mathbf{n} = \mathbf{H}_2 \times \mathbf{n} \quad (2.30)$$

ここで \mathbf{B}_1 及び \mathbf{B}_2 はそれぞれ領域1及び領域2の磁束密度、 \mathbf{H}_1 及び \mathbf{H}_2 はそれぞれ領域1及び領域2の磁界の強さ、 \mathbf{n} は境界面 Γ の単位法線ベクトルとする。式(2.29)は境界面に対する磁束密度 \mathbf{B} の法線方向成分の連続条件、式(2.30)は磁界の強さ \mathbf{H} の接線方向成分の連続条件を示している。式(2.30)の磁界の強さ \mathbf{H} の接線方向成分の連続条件は、前述の式(2.23)の右辺第二項の境界積分項を零とすることで満たすことができる。また、磁束密度 \mathbf{B} は磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いて式(2.8)で表されることから磁束密度 \mathbf{B} の法線方向成分の連続性は、磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} の連続条件を考えればよいことになる。式(2.29)と(2.8)より Γ 上の \mathbf{A} の分布に関して次式が得られる。

$$\frac{\partial A_{y1}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x1}}{\partial y} = \frac{\partial A_{y2}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x2}}{\partial y} \quad (2.31)$$

式(2.31)より Γ 上で Γ に平行な二成分 A_x と A_y のみが連続であれば磁束密度 \mathbf{B} の法線方向成分の連続性が満足されることを示している⁽³⁾。

次に有限要素法では有限の領域を扱うことから式(2.29)及び(2.30)を満足する解析領域の取り方について検討する。式(2.29)及び(2.30)において領域1を解析領域の内部、領域2を解析領域の外部とすれば、境界面上では境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} のみで磁束密度 \mathbf{B} 及び磁界の強さ \mathbf{H} が表される。境界面上の磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} が零以外であれば、式(2.8)より磁束密度 \mathbf{B} は境界面に垂直になることがわかる。これより通常境界面上の磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を未知数とすると磁束密度 \mathbf{B} は境界面に対して必ず垂直となり、このような境界を自然境界と呼ぶ。また、解析領域を十分に広く取ると磁束密度 \mathbf{B} は近似的に零となり式(2.29)及び(2.30)を満足することがわかる。このような境界を遠方境界と呼ぶ。一方、磁束密度 \mathbf{B} が境界面に対して平行な場合、境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は一定値でなければならない。このような境界を固定境界と呼ぶ。なお、遠方境界においても境界面に沿っ

た磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は零として与えるため遠方境界は固定境界の一種であることがわかる。

続いて、渦電流密度 \mathbf{J}_e と電界の強さ \mathbf{E} の境界条件について検討する。磁界と同様に渦電流密度 \mathbf{J}_e と電界の強さ \mathbf{E} が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$\mathbf{J}_{e1} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{J}_{e2} \cdot \mathbf{n} \quad (2.32)$$

$$\mathbf{E}_1 \times \mathbf{n} = \mathbf{E}_2 \times \mathbf{n} \quad (2.33)$$

ここで \mathbf{J}_{e1} 及び \mathbf{J}_{e2} はそれぞれ領域1及び領域2の渦電流密度、 \mathbf{E}_1 及び \mathbf{E}_2 はそれぞれ領域1及び領域2の電界の強さとする。式(2.32)は境界面に対する渦電流密度 \mathbf{J}_e の法線方向成分の連続条件、式(2.33)は電界の強さ \mathbf{E} の接線方向成分の連続条件を示している。式(2.32)の渦電流密度 \mathbf{J}_e の法線方向成分の連続条件は、前述の式(2.28)の右辺第一項の境界積分項を零とすることで満たすことができる。また、電界の強さ \mathbf{E} は磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} と電気スカラポテンシャル ϕ を用いて式(2.12)で表されることから式(2.33)より Γ 上の \mathbf{A} と ϕ の分布に関して次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_{x1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= \frac{\partial A_{x2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \\ \frac{\partial A_{y1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial y} &= \frac{\partial A_{y2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

式(2.34)より Γ 上で Γ に平行な二成分 A_x と A_y 及び ϕ が連続であれば電界の強さ \mathbf{E} の接線方向成分の連続性が満足されることを示している。

次に領域1を解析領域内部、領域2を解析領域の外部とする有限領域について検討する。渦電流密度 \mathbf{J}_e は式(2.14)より磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} と電気スカラポテンシャル ϕ から表されるが、 \mathbf{A} は磁束密度 \mathbf{B} の境界条件により決定されるため渦電流密度 \mathbf{J}_e の境界条件は ϕ を用いて指定することができる。まず、境界面上の電気スカラポテンシャル ϕ を未知数とする、いわゆる自然境界とすると式(2.28)の右辺第一項を零とすることから、渦電流密度 \mathbf{J}_e は境界面に対して平行となる。また、境界面に沿った電気スカラポテンシャル ϕ を零とする、いわゆる固定境界とすると渦電流密度 \mathbf{J}_e は境界面に対して垂直となる。

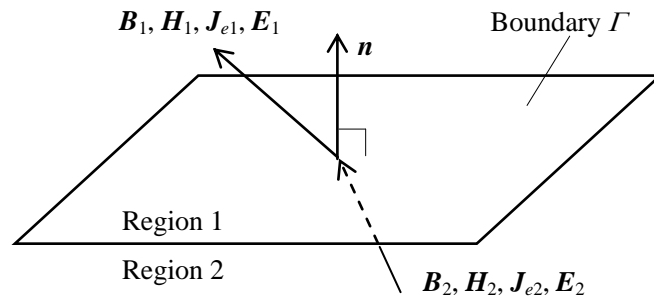


Fig.2.1 Boundary between two regions

2.2.3 未知数の定義方法

Fig.2.2に未知変数の定義方法を示す。ただし、未知変数には磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いる。要素には四面体要素を採用して、図中の矢印が未知変数を表す。従来の節点要素では(a)に示すように各節点における磁気ベクトルポテンシャルの x 、 y 及び z 方向成分を未知数とする。したがって、要素の境界

面上では磁気ベクトルポテンシャルの x , y 及び z 方向の全成分が連続となる．しかしながら，前節の式(2.31)より節点要素法における \mathbf{A} の全成分の連続性は本来不要であり，接線方向成分のみの連続性で磁束密度 \mathbf{B} 及び磁界の強さ \mathbf{H} の連続性を満たした解析ができる．そこで辺上の磁気ベクトルポテンシャルを未知数とする辺要素を通常用いる．辺要素においては境界面上で定義される未知変数が境界面に沿った成分のみであることから，先に述べた境界条件を自然に満たすことができる．

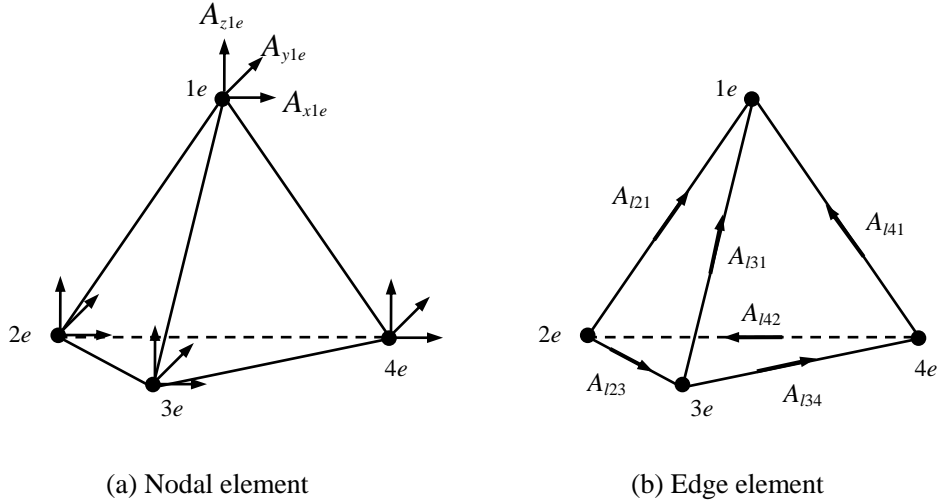


Fig.2.2 Definition of unknown variables

2.2.4 補間関数

式(2.25)を一次四面体辺要素により離散化する際に，Fig.2.3に示す要素(e)において相対辺番号 le に対応する相対節点番号 me , ne を定義する．未知変数は図中に示す相対節点番号 me から相対節点番号 ne へ向かう方向を正とする．このとき要素の辺で定義される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} の補間関数 \mathbf{N}_{le} は次式で定義される^{(7),(8)}．

$$\mathbf{N}_{le} = \lambda_{me} \mathbf{grad} \lambda_{ne} - \lambda_{ne} \mathbf{grad} \lambda_{me} \quad (2.35)$$

ここで λ_{me} 及び λ_{ne} はそれぞれ相対節点番号 me , ne に対応する体積座標である．体積座標とは相対座標の一種でFig.2.4に示すように，相対節点番号 me に相対する面を底面とする斜線部の四面体の体積 V_{me} と要素(e)の体積比で定義され次式で表される．

$$\lambda_{me} = \frac{1}{6V_e} (a_{me} + b_{me}x + c_{me}y + d_{me}z) \quad (2.36)$$

V_e は要素(e)の体積で，次式で表される．

$$V_e = \frac{1}{6} \sum_{me=1}^4 (-1)^{me} x_{me} \{ y_{ne} (z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe} (z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe} (z_{ne} - z_{oe}) \} \quad (2.37)$$

式中の me , ne , oe , pe は循環する相対節点番号を示し，例えば $me=2$ の時 ne , oe , pe はそれぞれ3, 4, 1に対応する．また， a_{me} , b_{me} , c_{me} , d_{me} は次式で表される．

$$a_{me} = (-1)^{me} \{ x_{ne} (y_{pe} z_{oe} - y_{oe} z_{pe}) + x_{oe} (y_{ne} z_{pe} - y_{pe} z_{ne}) + x_{pe} (y_{oe} z_{ne} - y_{ne} z_{oe}) \} \quad (2.38)$$

$$b_{me} = (-1)^{me} \{ y_{ne} (z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe} (z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe} (z_{ne} - z_{oe}) \} \quad (2.39)$$

$$c_{me} = (-1)^{m_e} \{z_{ne}(x_{oe} - x_{pe}) + z_{oe}(x_{pe} - x_{ne}) + z_{pe}(x_{ne} - x_{oe})\} \quad (2.40)$$

$$d_{me} = (-1)^{m_e} \{x_{ne}(y_{oe} - y_{pe}) + x_{oe}(y_{pe} - y_{ne}) + x_{pe}(y_{ne} - y_{oe})\} \quad (2.41)$$

式(2.36)を式(2.35)に代入すると次式が得られる.

$$\begin{aligned} N_{le} = \frac{1}{36V_e} & \{ \{a_{me}b_{ne} - a_{ne}b_{me} + (c_{me}b_{ne} - c_{ne}b_{me})y + (d_{me}b_{ne} - d_{ne}b_{me})z\} \mathbf{i} \\ & + \{a_{me}c_{ne} - a_{ne}c_{me} + (b_{me}c_{ne} - b_{ne}c_{me})x + (d_{me}c_{ne} - d_{ne}c_{me})z\} \mathbf{j} \\ & + \{a_{me}d_{ne} - a_{ne}d_{me} + (b_{me}d_{ne} - b_{ne}d_{me})x + (c_{me}d_{ne} - c_{ne}d_{me})y\} \mathbf{k} \end{aligned} \quad (2.42)$$

ここで \mathbf{i} , \mathbf{j} 及び \mathbf{k} はそれぞれ x , y 及び z 方向の単位ベクトルである. 辺 le は複数個の要素に共有されているが, いずれの要素で求めた辺 le の補間関数を同一にするためには, 辺 le の両端の節点 me 及び ne の絶対節点番号 nme 及び nne が, $nme > nne$ となるように相対節点番号をつければよいことになる. 要素(e)内における磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}^{(e)}$ は式(2.42)のベクトル補間関数 \mathbf{N}_{le} を用いて次式で表される.

$$\mathbf{A}^{(e)} = \sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} A_{le} \quad (2.43)$$

ここで A_{le} は要素(e)の相対辺番号 le に沿った未知変数である. また, その単位はベクトル補間関数 \mathbf{N}_{le} の単位が m^{-1} であることから Wb の次元を有する. すなわち, A_{le} という未知変数は磁気ベクトルポテンシャルの単位 $[\text{Wb/m}]$ よりも長さの次元だけ高く, ラプラス問題などの既知の境界値を与えるときには, 磁気ベクトルポテンシャル値にその辺の長さをかけたものを未知変数 A_{le} に与えなければならないので注意を要する. 以上より式(2.42)と(2.43)を用いることで, 式(2.25)を離散化することができる.

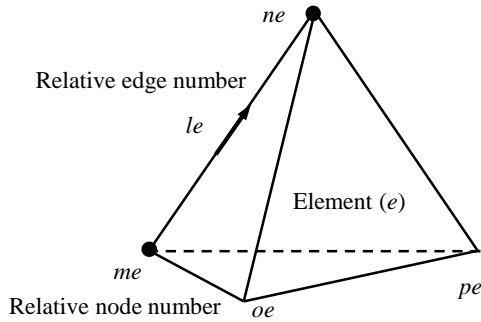


Fig.2.3 Relationship between edge and node

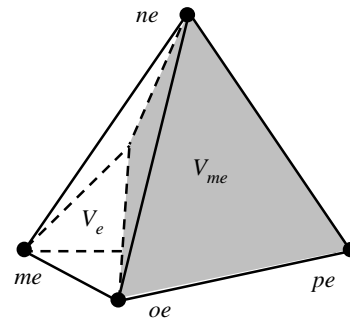


Fig.2.4 Volume coordinate of relative node number me

渦電流の電荷保存則の式(2.28)を離散化する際に, 要素の節点で定義される電気スカラーポテンシャル ϕ の補間関数 N_{ne} は次式で定義される.

$$N_{ne} = \frac{1}{6V_e} (a_{ne} + b_{ne}x + c_{ne}y + d_{ne}z) \quad (2.44)$$

これより要素(e)内における電気スカラーポテンシャル $\phi^{(e)}$ は式(2.44)を用いて次式となる.

$$\phi^{(e)} = \sum_{ne=1}^4 N_{ne} \phi_{ne} \quad (2.45)$$

以上より式(2.44)と(2.45)を用いることで、式(2.28)を離散化することができる。

2.2.5 時間依存場計算法（定常渦電流解析（ $j\omega$ 法））

入力条件である電圧に時間的変化がある場合、一般的には非定常解析となり、時間差分法を用いることとなる。しかし、本研究で取り扱う電圧は正弦波であり、しかも一定周波数 f であるので、式(2.14)における d/dt を $j\omega$ に置き換えた複素解析を用いることにより、定常渦電流解析を行う。ただし、 $\omega (= 2\pi f)$ は角周波数である。したがって、解くべき方程式は式(2.14)より

$$\text{rot}(v \text{rot } \dot{\mathbf{A}}) = \dot{\mathbf{J}}_0 + \dot{\mathbf{J}}_e = \dot{\mathbf{J}}_0 - \sigma(j\omega \dot{\mathbf{A}} + \text{grad } \phi) \quad (2.46)$$

となる。ここでドット ($\dot{\cdot}$) はそれぞれ複素数を表す。

2.3 電流分布計算法

電流の流れる導体が複雑な形状をしている場合、式(2.17)の強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルを与えることは容易でない。そこで磁界解析の前にあらかじめ電流分布を解析することで強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルを求める⁽⁹⁾。電流分布解析の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\sigma} \text{rot } \mathbf{T}\right) = 0, \quad \mathbf{J} = \text{rot } \mathbf{T}, \quad \oint \mathbf{T} \cdot d\mathbf{s} = I \quad (2.47)$$

ここで σ は導電率、 \mathbf{T} は電流ベクトルポテンシャル、 \mathbf{J} は電流密度及び I は電流値である。式(2.47)の電流 I を単位電流として解き、得られた \mathbf{J} を強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルとすることで任意の形状の導体に流れる電流の方向ベクトルを求めることが可能となる。

2.4 電圧が与えられた回路方程式との連立による数値解析⁽¹⁰⁾

解析領域内に定常電流が流れている時は、式(2.25)の強制電流密度を直接与えることで解析が可能である。しかしながら、コイルに交流電圧を印加する場合、電流は時間的に変化するため強制電流 I_0 も未知変数として扱い、電気回路方程式と連立して解析する必要がある。そこで電気回路方程式は、次式で与えられる。

$$\eta = V_0 - RI_0 - L \frac{dI_0}{dt} - \frac{d\psi}{dt} = 0 \quad (2.48)$$

ここで V_0 は巻線の端子電圧、 R は抵抗及び L は解析領域外のインダクタンスである。また、 ψ は鎖交磁束数であり次式で与えられる。

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int (\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}) dS \quad (2.49)$$

ここで n_c は巻線の巻数、 S_c は巻線の断面積、 $d\mathbf{s}$ は強制電流に沿った微小線分及び dS は巻線の断面上の微小面積である。微小線分 $d\mathbf{s}$ の方向は、巻線の断面の法線ベクトル \mathbf{n}_s と同じであるから、式(2.49)は次式で表すことができる。

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{n}_s dV \quad (2.50)$$

式(2.48)に(2.50)を代入することで次式を得ることができる.

$$\eta = V_0 - RI_0^{t+\Delta t} - L \frac{I_0^{t+\Delta t} - I_0^t}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \left(\sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} \mathbf{A}_{le}^{t+\Delta t} - \sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} \mathbf{A}_{le}^t \right) \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} dV = 0 \quad (2.51)$$

なお, 強制電流 I_0 と強制電流密度 \mathbf{J}_0 の関係式は次式である.

$$\mathbf{J}_0 = \frac{n_c}{S_c} I_0 \mathbf{n}_s \quad (2.52)$$

これより式(2.52)を(2.17)に代入することで次式を得ることができる.

$$G_{joi}^{(e)t+\Delta t} = \sum_{\Gamma_{j0}} \frac{n_c}{S_c} I_0^{t+\Delta t} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (2.53)$$

式(2.53)を用いて式(2.25), (2.28)及び(2.51)を連立して非線形解析するには, 解くべきマトリクスは次式で表される.

$$\begin{bmatrix} \left[\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \right] & \left[\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} \right] & \left[\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \right] \\ \left[\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \right] & \left[\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} \right] & [0] \\ \left[\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \right] & [0] & \left[\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \right] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \left\{ \delta A_l^{t+\Delta t} \right\} \\ \left\{ \delta I_0^{t+\Delta t} \right\} \\ \left\{ \delta \phi_l^{t+\Delta t} \right\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} - \left\{ G_{oi}^{t+\Delta t} \right\} \\ - \left\{ \eta_0^{t+\Delta t} \right\} \\ - \left\{ G_{di}^{t+\Delta t} \right\} \end{Bmatrix} \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = - \frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (2.55)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} = - \frac{n_c}{S_c} \cdot \frac{1}{\Delta t} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = -R - \frac{L}{\Delta t} \quad (2.57)$$

式(2.54)の対称な位置関係にある係数マトリクス式(2.55)と(2.56)は, このままでは等しくないのでマトリクスの解法にICCG法を用いることができない. そこで式(2.54)の η に関する行に Δt を乗じることで式(2.54)の係数マトリクスは対称となり, マトリクスの解法にICCG法が適用可能となる.

ただし, 本解析では, 電圧は正弦波で一定周波数であるため, 時間微分項 $1/\Delta t$ を $j\omega$ に置き換えている.

参 考 文 献

- (1) 河瀬 順洋, 伊藤 昭吉:「最新三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析」, 森北出版, 1997
- (2) 中田 高義, 高橋 則雄:「電気工学の有限要素法 (第2版)」, 森北出版, 1992
- (3) 藤原 耕二:“辺要素を用いた三次元磁界解析”, 第2回電磁界数値解析に関する 세미나講演論文集, No.7, 1991
- (4) 中田 高義, 高橋 則雄, 藤原 耕二, 三浦 光城:“磁気ベクトルポテンシャルを用いた三次元有限要素法による非線形うず電流解析法の検討”, SA-86-32, RM-86-39, 1986
- (5) T. Nakata, T. Takahashi, K. Fujiwara, “Physical meaning of grad ϕ in eddy current analysis using magnetic vector potentials”, IEEE Trans. on Magnetics, Vol.24, No.1, pp.178-181, 1988
- (6) A. Kameari:“Calculation of Transient 3D Eddy Current Using Edge-Elements”, IEEE Trans. on Magnetics, Vol.26, No.2, p.466, 1990
- (7) A. Bossavit: “Whitney Forms: A Class of Finite Elements for Three-Dimensional Computations in Electromagnetism”, IEEE Proceeding 135, Pt.A, No.8, p.493, 1988
- (8) M. L. Barton and Z. J. Cendes: “New Vector Finite Elements for Three-Dimensional Magnetic Field Computation”, IEEEJ. Appl. Phys., Vol.61, No.8, p.3919, 1987
- (9) 河瀬 順洋, 山口 忠, 森 卓也, 平田 勝弘, 光武 義雄:“298.三次元有限要素法を用いた電磁結合 ID システムの数値解析”, 平成8年電気学会全国大会講演論文集, No.1132, p.5.204-5.205, 1996
- (10) T. Nakata, N. Takahashi, K. Fujiwara, A. Ahagon: “3-D finite element method for analyzing magnetic fields in electrical machines excited from voltage sources”, IEEE Trans. on Magnetics, Vol.24, No.6, pp.2582-2584, 1988

第3章 コアの材料特性

3.1 複素透磁率

磁性体の応用面では交流磁界を与えることが多く、その際、交流電力の損失は必ず発生する。この損失は交流損失あるいは高周波損失と呼ばれ、実用面で重要な特性の一つである。

磁気方式を用いて位置を検知するためにはポジションセンサの位置に対するインピーダンス変化の大きさと直線性が重要となる⁽¹⁾。そのためには、センサに使われるコアの複素透磁率を正確に把握する必要がある⁽²⁾。

3.1.1 透磁率⁽³⁾⁻⁽⁵⁾と複素透磁率(Complex Magnetic Permeability, CMP)⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾

まず、透磁率について説明する。

面積 A を通る磁束を Φ とすると、その密度、すなわち単位断面積当たりの磁束の量は

$$B = \Phi / A \quad (3.1)$$

であり、これを磁束密度と呼ぶ。磁束密度 B と磁界 H は真空の空間内（空気中でもほぼ同じ）で次のような比例関係がある。

$$B = \mu_0 H \quad (3.2)$$

ここで μ_0 は比例定数であり、この定数は次のようにして決めたものである。

一つの磁極 q があるとする。その磁極から出ている磁束の総量が q に等しいと考え、一様に四方八方に磁束が放出されていくとすれば、球の表面積が $4\pi r^2$ であるので、磁極 q から r だけ離れた点の磁束密度は

$$B = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (3.3)$$

である。一方、磁極と点 r の間に働く磁氣的な力、つまり磁界はクーロンの法則との関係より

$$H = \frac{q}{4\pi \mu_0 r^2} \quad (3.4)$$

となる。磁束密度と磁界は方向が一致するので、次式のように表すことができる。

$$B = \mu_0 H \quad (3.5)$$

μ_0 は真空の透磁率と呼ばれ、 $4\pi \times 10^{-7}$ H/m の値をもつ。

以上は真空中についての説明であるが、そこに永久磁石などがあり、磁気モーメント m 、あるいは磁化 M がある場合を考える。先ほどの磁束の総量が磁極の強さに等しい考え方と同じく、永久磁石の中の磁束の数も磁極の量に等しいとすれば、単位体積をとったときの磁化 M は表面における磁極の面密度に等しく、磁束密度にも等しくなる (Fig.3.1)。

したがって、一般的に磁束密度 B を次のように定義する。

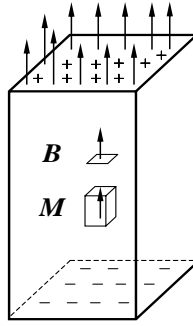


Fig. 3.1 Magnetic field involving magnetization

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (3.6)$$

真空中では $\mathbf{M} = 0$ とする. 磁束密度の単位はテスラ [T] であるが, 磁化 \mathbf{M} と同じ [Wb/m²] も用いられる.

式(3.5)と同様の式として, 真空でないときは一般的に磁束密度 \mathbf{B} と磁界 \mathbf{H} は次の関係をもつ.

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (3.7)$$

ここで, μ を透磁率と呼ぶ. 一方, 磁化 \mathbf{M} と磁界 \mathbf{H} の関係は

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (3.8)$$

であり, χ を磁化率と呼ぶ. 式(3.7), (3.8)を式(3.6)に代入すると,

$$\mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \chi \mathbf{H} \quad (3.9)$$

となり, 整理すると

$$\mu = \mu_0 + \chi \quad (3.10)$$

となる. μ_0 との比を

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \chi_r = \frac{\chi}{\mu_0} \quad (3.11)$$

とし, μ_r , χ_r をそれぞれ比透磁率, 比磁化率と呼ぶ.

式(3.10)を μ_0 で割って次の関係が得られる.

$$\mu_r = 1 + \chi_r \quad (3.12)$$

μ_r は cgs 単位系での μ と同じ数値となり, 実用的に便利のため最も多く用いられる. 磁束密度 \mathbf{B} は電気工学においてきわめて重要であるので μ も重要な量であると言える.

従来の解析手法では透磁率を実数として扱うことが一般的である (Fig.3.2(a)). つまり, 磁束密度と磁界が同位相であることを暗黙的に意味する. ところが, 鉄損 (ヒステリシス損失, 渦電流損失) の影響で, 磁界と磁束密度は位相がずれることにより, 透磁率は複素の特性を示すことになる (Fig.3.2(b)). つまり, 解析において複素の特性を有する透磁率を考慮することは, 実際の現象をより正確に検証するためには有効であると考えられる.

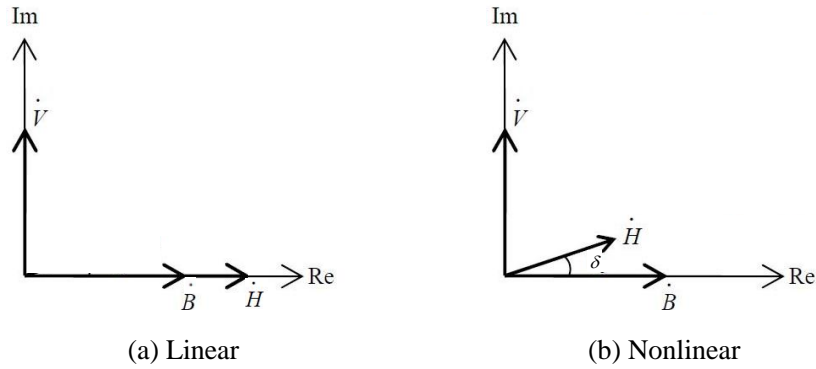


Fig.3.2 Relationship between magnetic field strength and magnetic flux density

交流磁界を $H = H_0 \cos \omega t$ とおくと、磁束密度は磁界の変化に追いついて行けず位相が遅れる。位相の遅れ角を δ とすると、磁束密度は $B = B_0 \cos(\omega t - \delta)$ と表される。これらを指数関数で表すと次のようになる。

$$H = H_0 e^{j\omega t} \quad (3.13)$$

$$B = B_0 e^{j(\omega t - \delta)} \quad (3.14)$$

この場合、 $e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t$ と分けたときの実部が、有効成分である。指数関数表示は数学的取り扱いが便利であるため、それを使えば透磁率 μ は以下のように複素数として表される。

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{B_0 e^{j(\omega t - \delta)}}{H_0 e^{j\omega t}} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\delta} = \frac{B_0}{H_0} \cos \delta - j \frac{B_0}{H_0} \sin \delta \quad (3.15)$$

ここで実数部分、虚数部分を、それぞれ

$$\mu' = \frac{B_0}{H_0} \cos \delta, \quad \mu'' = \frac{B_0}{H_0} \sin \delta \quad (3.16)$$

とおけば、複素透磁率は

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (3.17)$$

となる。 μ' は H と同位相にある B 成分に関するもので、直流透磁率にあたる。

3.1.2 複素透磁率と損失⁽³⁾⁻⁽¹⁰⁾

もし磁界と磁束密度の間の位相の遅れがなければ ($\delta = 0$)、 $\mu = \mu'$ である。ところが、損失が発生して位相の遅れが生じることで μ は $\cos \delta < 1$ によって低下する。したがって、 μ'' はエネルギー損失分に相当すると考えられる。これについて以下の計算で確認する。

単位体積当り毎秒消費するエネルギーを求める式は以下のように表される。

$$W = \frac{\omega}{2\pi} \int H dB = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} H \frac{dB}{dt} dt \quad (3.18)$$

この式に、有効成分 $H = H_0 \cos \omega t$ と $B = B_0 \cos(\omega t - \delta)$ を代入すると、

$$W = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} H_0 \cos \omega t \cdot \omega B_0 \sin(\omega t - \delta) dt \quad (3.19)$$

となる。ここで以下の三角関数を用いる。

$$\sin \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \{ \sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta) \} \quad (3.20)$$

式(3.20)より、式(3.19)は次のように表される。

$$W = \frac{\omega^2}{2\pi} H_0 B_0 \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \left(-\frac{1}{2} \right) \{ \sin(2\omega t - \delta) + \sin(-\delta) \} dt \quad (3.21)$$

$$= \frac{\omega^2}{2\pi} H_0 B_0 \left\{ \left[\frac{1}{4\omega} \cos(2\omega t - \delta) \right]_0^{\frac{2\pi}{\omega}} + \left[\frac{1}{2} \sin \delta \cdot t \right]_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \right\} \quad (3.22)$$

以上を計算すると式(3.23)のようになり、式(3.16)を代入することで式(3.24)が得られる。

$$W = \frac{1}{2} \omega H_0 B_0 \sin \delta \quad (3.23)$$

$$= \frac{1}{2} \omega \mu'' H_0^2 \quad (3.24)$$

この損失はヒステリシス損失および渦電流損失を合わせた損失で鉄損を意味する。そして、これらは周波数によって支配的な損失が変化する。また、以上より磁性材料としては μ' が大きくかつ μ'' が小さいことが望ましいことがわかる。したがって、これらの比

$$\frac{\mu''}{\mu'} = \frac{(B_0 / H_0) \sin \delta}{(B_0 / H_0) \cos \delta} = \tan \delta \quad (3.25)$$

が小さいことが要求される。この $\tan \delta$ を損失係数と呼び、高周波材料の良し悪しの目安として用いられる。

以下に鉄損であるヒステリシス損失と渦電流損失について説明を加える。

・ヒステリシス損失

磁化されていない磁性体に磁界 H を加えていくと、磁束密度 B はFig.3.3の磁化曲線 oa に沿って増加するが、 H がある程度以上になると B はある値以上に増加しなくなる。このような現象を磁化の飽和現象という。

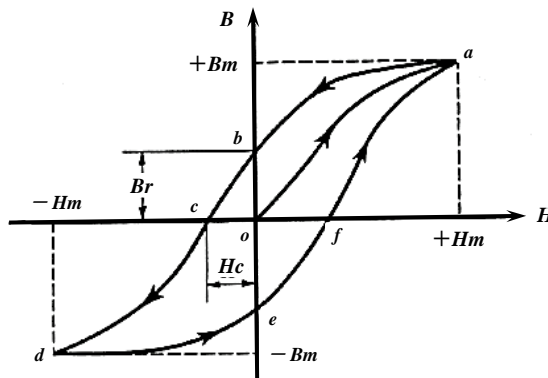


Fig.3.3 Hysteresis loop

飽和点 a に達したとき H を小さくしていくと B は \widehat{ao} に沿って引き返さず \widehat{ab} に沿って減少し、かつ

$H = 0$ にしても $B = 0$ にならず, $B = \overline{ob} = B_r$ だけの磁束密度が残る. この B_r を残留磁束という. さらに H を負にする, すなわち前と反対方向の磁界を加え, それを大きくしていくと, $H = \overline{oc} = H_c$ の点で $B = 0$ になる. この H_c を保磁力と呼ぶ. さらに H を負の方向に大きくすると, B は \widehat{cd} に沿って反対方向に飽和する. 飽和点 d から H を順次負から正にしていくと B は \widehat{abcd} と原点 o に対して対称な \widehat{defa} に沿って a に戻る.

このように B の現在の値はその過去の経歴によって決められ, このことを磁気ヒステリシス現象 (あるいは磁気履歴) といい, BH 曲線が描く閉曲線をヒステリシスループ (あるいは履歴曲線) という. 特に \widehat{oa} は初期磁化曲線と呼ばれる.

以上の説明を踏まえ, 磁化されていない磁性体を考える. 原点 o から a 点まで磁化するに要するエネルギー密度 w は, 飽和点 a 点での磁束密度の値を B_m としたときに以下の式のように表される.

$$w = \int_0^{B_m} H dB = \text{閉曲線 } oaB_m o \text{ の面積} \quad (3.26)$$

したがって, 磁性体の単位体積あたりにこれだけのエネルギーが蓄えられたことになる.

次にヒステリシスループを1周するとき磁性体の単位体積あたりに与えられるエネルギー w_h は式 (3.26) を用いて次式のようになる.

$$w_h = \oint abcdefa H dB = \text{ヒステリシスループの面積} \quad (3.27)$$

磁界 H と磁束密度 B はヒステリシスループが1周するとき, もとの値に戻る. 磁性体に周波数 f の交流磁界を加えた場合には毎秒 f 回のヒステリシスループが描かれるので

$$W_h = f w_h \quad (3.28)$$

となり, これをヒステリシス損失と呼ぶ. この損失は磁壁移動が大きな原因とされており, そのため低周波領域において支配的な損失である. また, 外部磁界の振幅によって大きく変化する. また高周波領域では渦電流損失が支配的となるため, ヒステリシス損失の重要度が低い. なお, 損失は熱として放出される.

・渦電流損失

交流損失 $\tan \delta$ が現われる理由は, 磁束密度が磁界の変化に追従できず遅れるためと説明した. この遅れの原因として渦電流が考えられる. 外部磁界 H を与えても磁束の変化に伴って渦電流が発生するため, 有効な磁界は H の大きさに達しない. また, 外部磁界 H に達したとしても磁区回転や磁壁移動のミクロな磁化変化によってミクロな渦電流が生じ, これらのマクロ, ミクロの渦電流が遅れの原因になる.

この損失は, 渦電流の経路, 密度などに影響され, これらは導体の形, 大きさ, 抵抗率, 透磁率, 導体内の磁束分布, その時間的変化状態, さらに導体が磁束を切る速度などによって変化する. 渦電流損失は, 一般的に周波数の二乗に比例して発生し, 高周波領域で支配的な損失である. また, 磁束 (あるいは磁化) の方向に直行する磁性体の長さまたは面積を小さくすることで損失を減らすことができる. つまり, 高い抵抗率が望ましいことから, 金属を薄板にしたり, 粉末にして絶縁物で固めた

りした，積層鋼板や圧粉磁心などが使われる．

以上より，渦電流損失 W_e を求める式は，次のように表すことができる．

$$W_e = k_e f^2 \frac{d^2 B_m^2}{\rho} \quad (3.29)$$

ここで， k_e は渦電流損失の比例定数， d は磁性体の厚み， f は周波数， B_m は最大磁束密度， ρ は抵抗率である．

3.1.3 有限要素法における複素透磁率⁽²⁾

本研究で提案する非接触磁気方式を用いるポジションセンサの駆動周波数は70kHzであり，渦電流損失が大きく発生する周波数領域である．本研究で提案する解析手法は実際の磁界挙動をより正確に追うために渦電流損失を考慮している．そのため，複素透磁率に測定で得られた周波数70kHzのときの値をそのまま使用すると，渦電流損失を2重に計算することになる．したがって，複素透磁率の実部および虚部は渦電流損失の影響の少ない低周波領域での値を用いる必要がある．

3.1.2項で述べたように，磁性体の単位体積当りで毎秒消費するエネルギーを求めることで，複素透磁率の虚部は鉄損の影響により発生すると理論的に明らかにした．この鉄損の中で低周波において支配的な損失はヒステリシス損失であることから，本研究の解析手法では，シミュレーションに用いる低周波領域で測定された複素透磁率の実部と虚部をそれぞれ直流透磁率とヒステリシス係数として扱う．

それで3.2節での様々なコア材料の周波数特性の測定結果をもとに，3.6節で低周波領域から高周波領域まで周波数を変化させて解析を行い，シミュレーションで材料特性の再現を試みる．なお，この結果をもとに第4章では非接触磁気方式ポジションセンサの駆動周波数におけるインピーダンス特性解析を検証する．

3.2 材料特性測定のための目的

本節では非接触磁気方式ポジションセンサの可動磁心、つまりコア材料の周波数特性を測定する。これは3.1節で述べた複素透磁率と損失との関係を確認するためである。

損失の影響によって磁界と磁束密度の間に位相の遅れが生じ、複素透磁率の虚部が発生する。本研究では、ヒステリシス損失を考慮するため複素透磁率を低周波領域で測定し、有限要素法でこの値を用いて周波数に依存する渦電流損失を解析する。このような損失考慮を通して、複素透磁率の周波数に対する特性（周波数依存性）を求め、実測値と計算値が一致するか検証する。

なお、磁性体の磁気構造や材料特性は損失、さらに複素透磁率の変化にも影響を与えられ、これらの要因によって複素透磁率がどのような変化を見せるか明らかにする。

3.3 測定装置とトロイダルコイル

複素透磁率の測定装置はFig.3.4に示すIWATSU社製のBHアナライザSY-8242を用いた。非接触磁気方式ポジションセンサのプロトタイプに用いられたコア材料SUS430をはじめ、高透磁率または高導電率の磁気特性を有する様々な磁性体（MER1F, SUY, Permalloy, SMC (Soft Magnetic Composite)など）の測定を行った。さらに、磁気構造による特性変化を確認するためにブロック構造と積層構造を準備した。

複素透磁率を測定するために、Fig.3.5に示すようなリング状の磁性体の試料に励磁電流を流す1次コイルと誘導電流が流れる2次コイルを巻かれたトロイダルコイルを用いた。トロイダルコイルは、磁束のほとんどがコア内を通るために磁束漏れが小さく、コア外部からの干渉が小さくなり安定性・再現性が高い特徴を持つ。また、リング状の磁性体にコイルを巻く際には、磁性体とコイル線材間に電流が流れること（漏電）を防ぐために試料の表面に絶縁テープを貼り、1次と2次コイル間も同様の絶縁を行った。



Fig.3.4 BH analyzer (SY-8242, IWATSU)

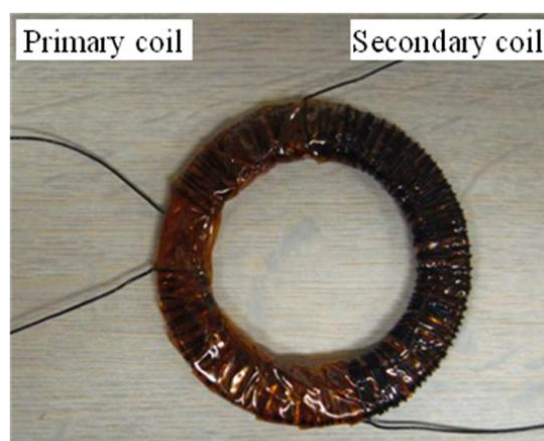


Fig.3.5 Toroidal coil

3.4 測定原理

リング状の試料の平均円周長さ（平均磁路長）を L_e とし、巻数 n_1 の 1 次側コイルの印加する交流電流が I_1 の場合、磁界 \dot{H} は

$$\dot{H} = \frac{n_1 \dot{I}_1}{L_e} = \frac{n_1}{L_e} I_1 e^{j\omega t} \quad (3.30)$$

となる。また、巻数 n_2 の 2 次側コイルに誘起される電圧 \dot{V}_2 を時間関数で積分した値より試料の断面積 A_e を通る磁束 $\dot{\Phi}$ が求められる。したがって、磁束密度 \dot{B} は次のように求まる。

$$\dot{\Phi} = \frac{1}{n_2} \int \dot{V}_2 dt = \dot{B} A_e \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \dot{B} &= \frac{1}{n_2 A_e} \int \dot{V}_2 dt = \frac{1}{n_2 A_e} \int V_2 e^{j(\omega t - \theta + \frac{\pi}{2})} dt \\ &= \frac{1}{n_2 A_e} \cdot \frac{1}{j\omega} V_2 e^{j(\omega t - \theta + \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \quad (3.32)$$

この 2 次側で求まった \dot{B} と 1 次側から求まった \dot{H} ，またこれらの位相差を考慮すれば、複素透磁率 $\dot{\mu}$ が求まる。

$$\dot{B} = \dot{\mu} \dot{H} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mu} = \frac{\dot{B}}{\dot{H}} &= \frac{1}{n_2 A_e} \cdot \frac{1}{j\omega} V_2 e^{j(\omega t - \theta + \frac{\pi}{2})} \cdot \frac{L_e}{n_1} \cdot \frac{1}{I_1} e^{-j\omega t} \\ &= \frac{L_e}{n_1 n_2 A_e} \cdot \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{V_2}{I_1} e^{-j(\theta - \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{L_e}{n_1 n_2 A_e} \cdot \frac{1}{2\pi f} \cdot \frac{V_2}{I_1} \cdot (-j)(\sin\theta + j\cos\theta) \\ &= \frac{L_e}{n_1 n_2 A_e} \cdot \frac{1}{2\pi f} \cdot \frac{V_2}{I_1} (\cos\theta - j\sin\theta) \end{aligned}$$

$$\mu' = \frac{L_e}{n_1 n_2 A_e} \cdot \frac{1}{2\pi f} \cdot \frac{V_2}{I_1} \cos\theta \quad , \quad \mu'' = \frac{L_e}{n_1 n_2 A_e} \cdot \frac{1}{2\pi f} \cdot \frac{V_2}{I_1} \sin\theta \quad (3.35)$$

3.5 測定結果および考察

Table 3.1 の仕様のトロイダルコイルを用いた複素透磁率の測定結果（磁性体断面積における平均磁束密度 $B_{ave} = 5\text{mT}$ ）を Fig.3.6 に示す。（以下、図表などでは複素透磁率を **CMP** と表記）

Fig.3.6より試料のブロック構造と積層構造ともに周波数に対する複素透磁率の実部・虚部の曲線変化が同じ傾向を示していることがわかる。ただし、SUYのブロック構造や78Permalloyは低周波領域から複素透磁率の減少が見られるが、SUYは導電率が高く、78Permalloyは透磁率が他の磁性体に比べ非常に高いため（Table 3.2参照），低周波領域でも渦電流による損失が多く発生したためである。

次に、同じ材質ではブロック構造の方が積層構造より高い透磁率を示している。これは積層するために試料を薄く加工する際にできた加工ひずみの影響であると思われる。その反面、積層構造はブロック

構造に比べ、高い周波数領域まで損失項である複素透磁率の虚部がほとんど変化しないことがわかる。3.1.2項で渦電流損失について述べたように、試料の厚みを薄くし積層することで渦電流損を減らせたと考えられる。渦電流損失 W_e を求める式は次のように表わされる。

$$W_e = k_e f^2 \frac{d^2 B_m^2}{\rho} \quad (3.29)$$

ここで、 k_e は渦電流損失の比例定数、 d は磁性体の厚み、 f は周波数、 B_m は最大磁束密度、 ρ は抵抗率である。この式より、 k_e 、 f 、 B_m 、 ρ が一定であれば、渦電流損失は試料の厚さ d の2乗にのみ依存する。つまり、試料を積層することで渦電流損を減らせると考えられる。それを簡単な例としてFig.3.7に示す。これより磁性体の厚みの合計が等しい場合、理論的に積層数を n 倍にすることで渦電流損失を $1/n$ 倍に低減できることがわかる。

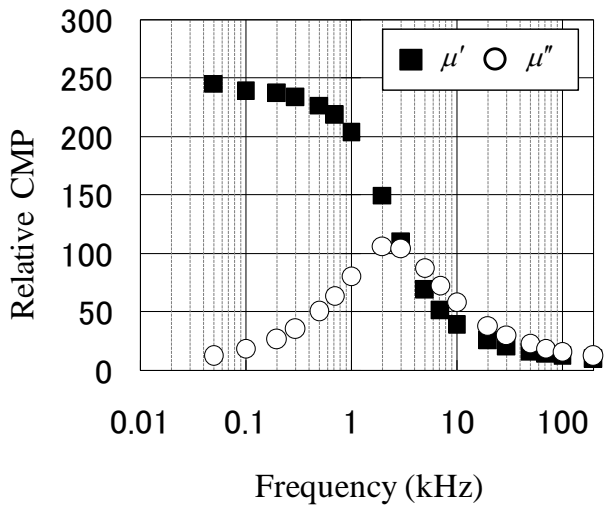
Table 3.1 Specifications of measured samples

Material		SUS430		MER1F	
		Block	Lamination	Block	Lamination
Outer diameter (mm)		45.0	45.0	45.0	38.0
Inner diameter (mm)		33.0	33.0	33.0	26.1
Thickness (mm)		1.0	0.1×10	1.0	0.1×10
Coil turns	Primary coil	120	120	130	130
	Secondary coil	60	60	60	60

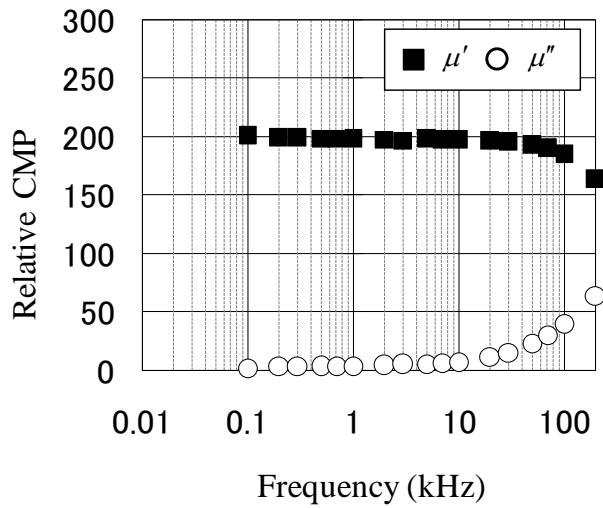
Material		SUY		78Permalloy		SMC
		Block	Lamination	Block	Lamination	Block
Outer diameter (mm)		30.0	45.0	35.0	45.0	30.0
Inner diameter (mm)		20.0	33.0	29.3	33.0	20.0
Thickness (mm)		2.0	0.085×10	0.35	0.13×10	2.0
Coil turns	Primary coil	100	150	40	50	50
	Secondary coil	50	70	100	40	50

Table 3.2 Electrical conductivity of core materials

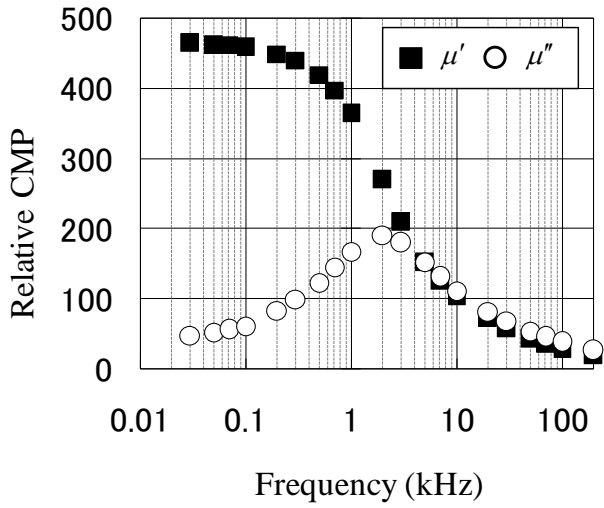
Material	Electrical conductivity σ (S/m)
SUS430	1.40×10^6
MER1F	1.40×10^6
SUY	9.0×10^6
78Permalloy	1.82×10^6
SMC	0.5



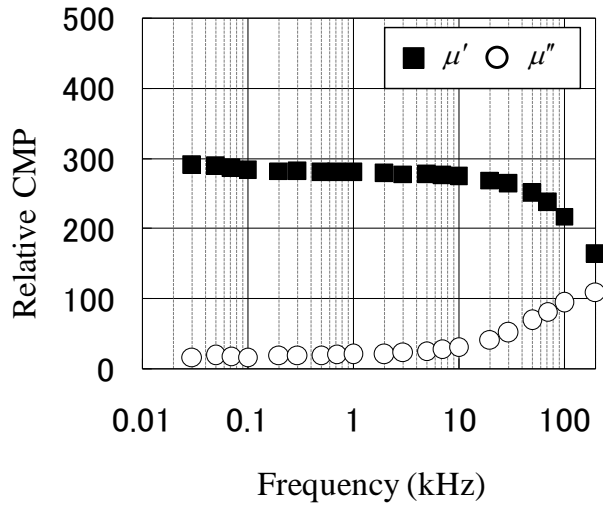
(a) SUS430 Block



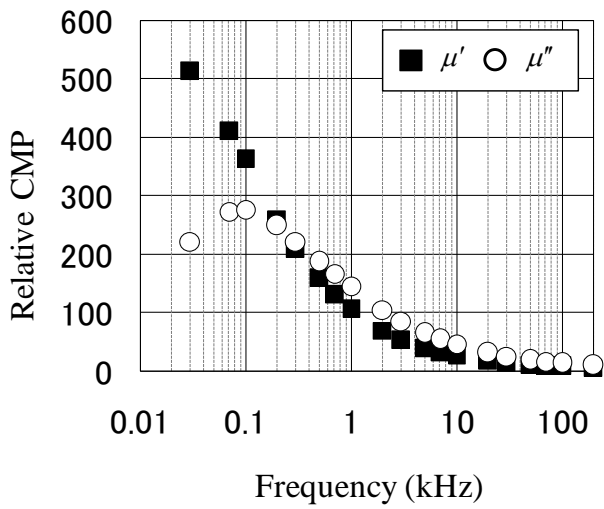
(b) SUS430 Lamination



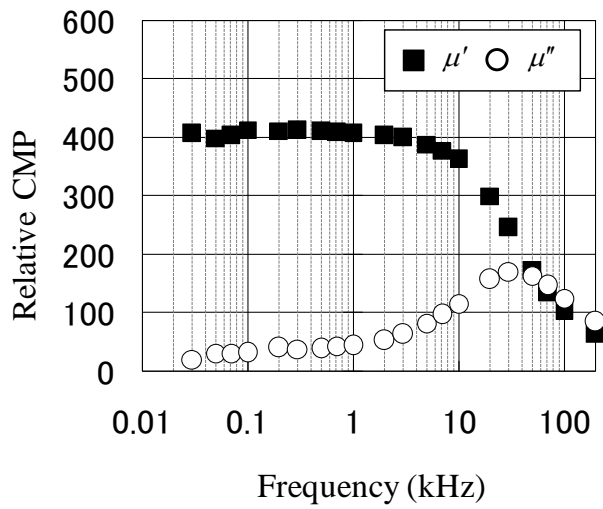
(c) MER1F Block



(d) MER1F Lamination

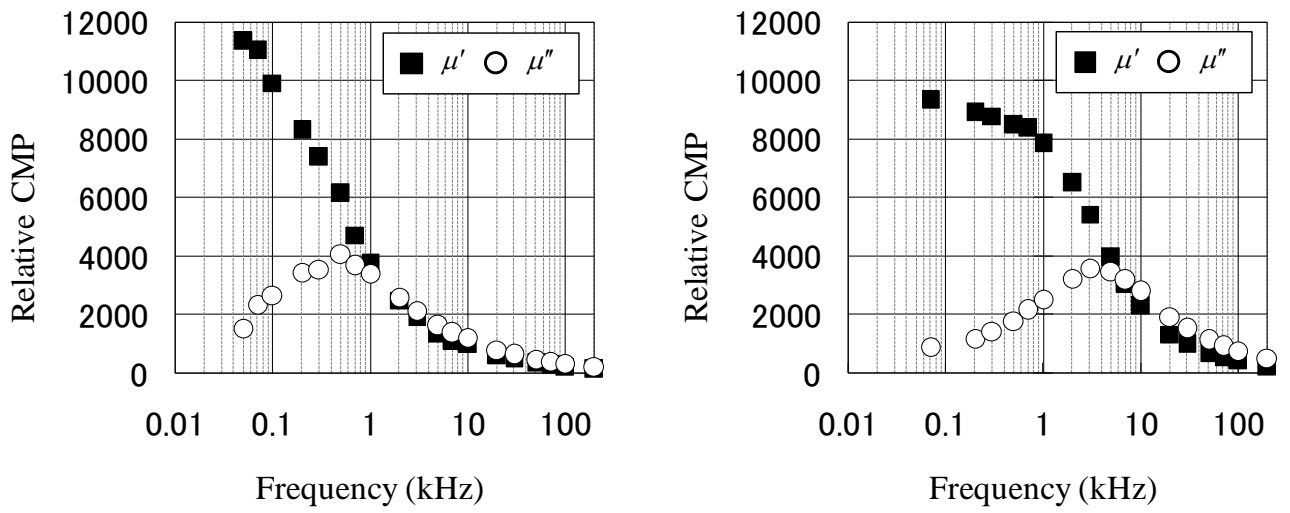


(e) SUY Block



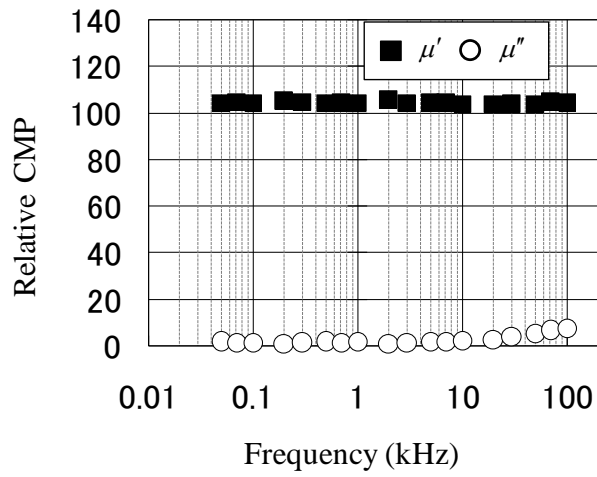
(f) SUY Lamination

Fig.3.6 Frequency characteristics of complex magnetic permeability (B_{ave} : 5mT) part.1



(g) 78Permalloy Block

(h) 78Permalloy Lamination



(i) SMC Block

Fig.3.6 Frequency characteristics of complex magnetic permeability (B_{ave} : 5mT) part.2

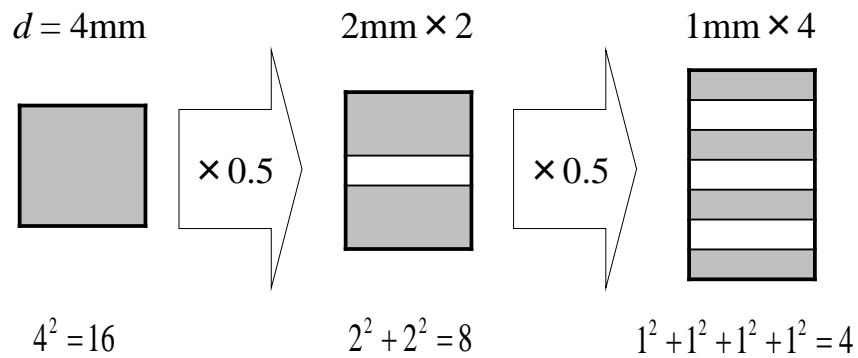


Fig.3.7 Relationship between eddy current loss and thickness of magnetic material

磁気構造による特性変化を確認するためのブロック構造と積層構造の測定結果についてはSUS430の結果を用いて以下に考察を行う。

ブロック構造と積層構造の測定結果で、損失項を意味する虚部のみを比較して Fig.3.8 に示す。ヒステリシス損失の周波数に対する変化が一定であると仮定すると、式(3.29)より磁性体の厚みが薄いほど渦電流が減少することから、灰色に塗りつぶされている部分は磁性体を積層することで低減できた渦電流損失である。

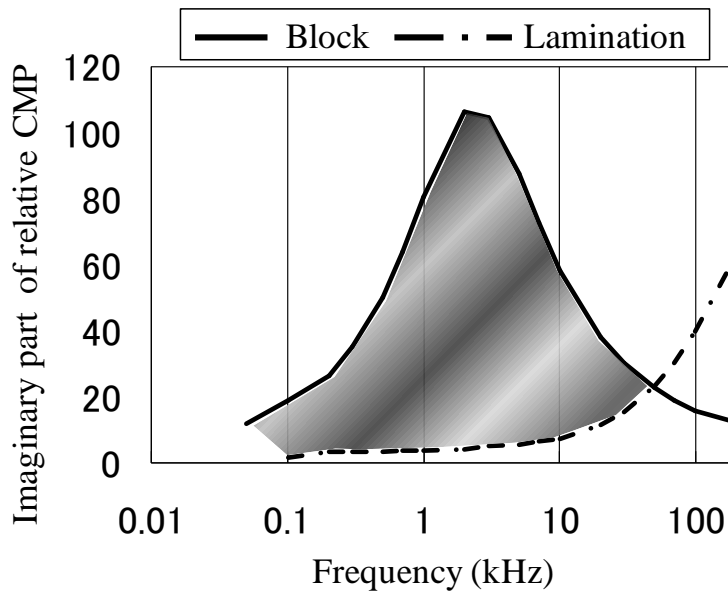


Fig.3.8 Variation of the imaginary part of CMP with frequency
(Reduced eddy current loss by laminating)

Fig.3.6 の測定結果は平均磁束密度 $B_{ave} = 5\text{mT}$ のときの結果である。磁性体を通る磁束による複素透磁率の変化を確かめるために、平均磁束密度 $B_{ave} = 1, 5, 10, 50\text{mT}$ の4つのパターンで測定を行った結果を比較した。SUS430 の磁束の大きさに対する複素透磁率の傾向について Fig.3.9 に示す。

まず、Fig.3.9 の(a), (b)のブロック構造の測定値を見ると、 $B_{ave} = 1, 5, 10\text{mT}$ においては複素透磁率の実部や虚部に大きな変化は見られない。さらに(c), (d)の積層構造の場合でも同様な傾向を示しており、 $B_{ave} = 50\text{mT}$ のみが複素透磁率の実部と虚部とも 10mT 以下の場合と比べ大きな値を示す。これは Fig.3.10 に示してある SUS430 の初期磁化曲線より、最大磁束密度 $B_{ave} = 1 \sim 10\text{mT}$ の領域では BH 曲線の傾きである透磁率がほぼ同じである一方、 $B_{ave} = 50\text{mT}$ ではこの傾きが大きくなっているためである。

さらに、複素透磁率の周波数特性は $B_{ave} = 1 \sim 10\text{mT}$ ではほぼ同じ値を示すが、磁束が大きいほど Fig.3.9(a)の周波数 $1 \sim 10\text{kHz}$ では透磁率の減少が大きく、また(b)の $0.1 \sim 1\text{kHz}$ では損失項である透磁率の虚部が大きい。これは式(3.29)より磁束が大きいほど渦電流がより多く発生するためである。

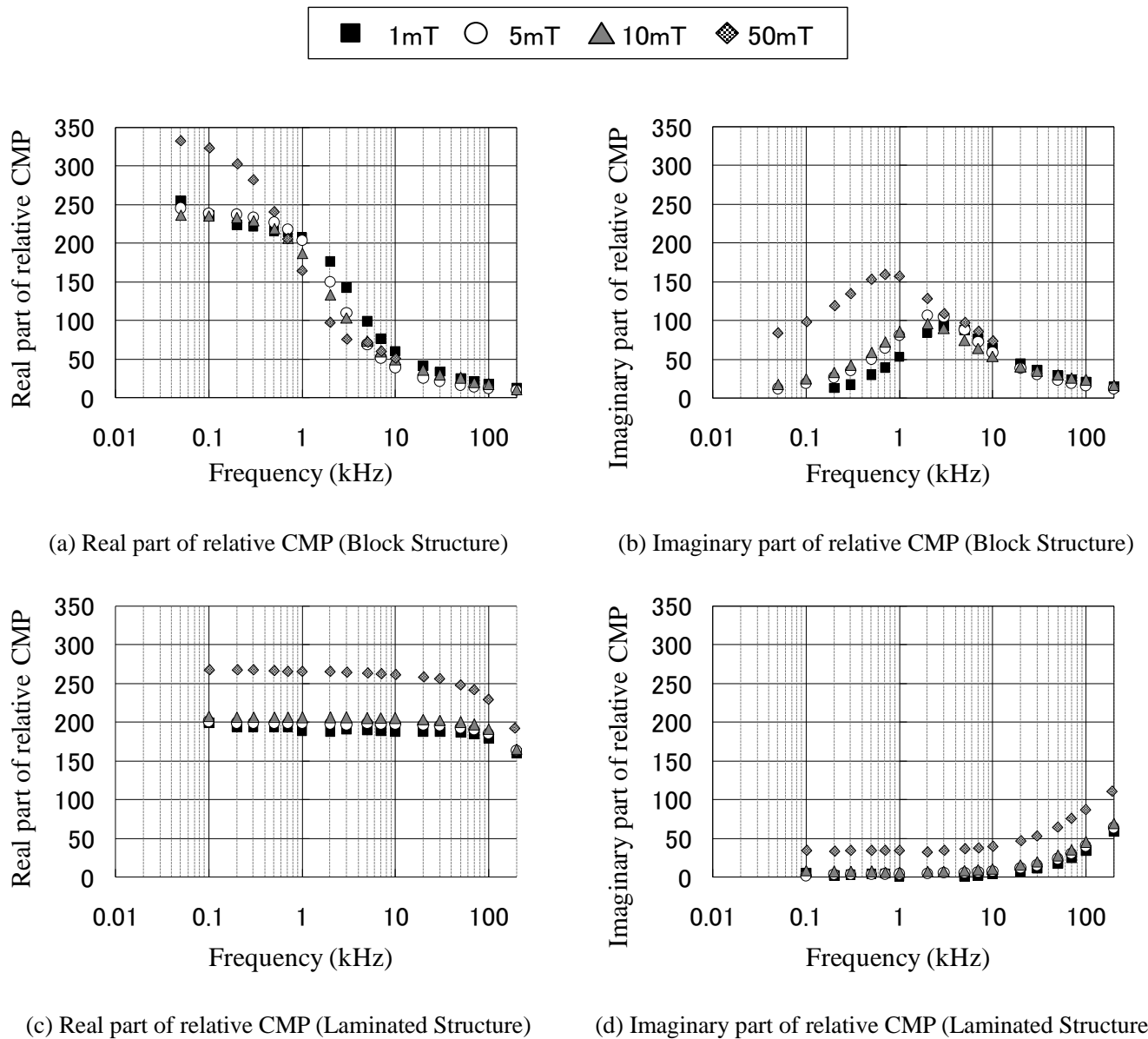


Fig.3.9 Frequency characteristics of relative CMP of SUS430

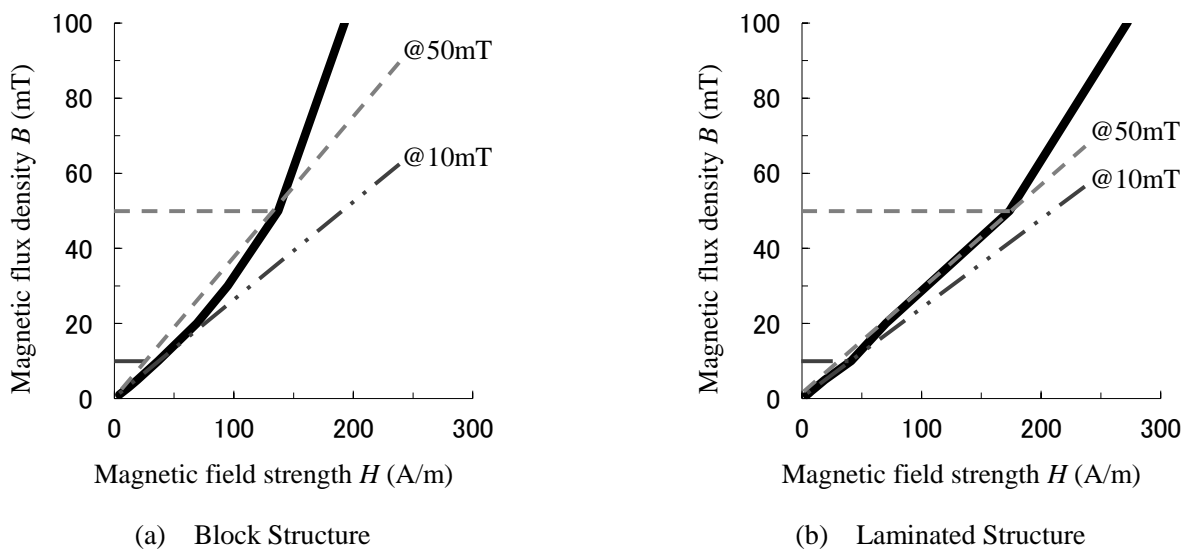


Fig.3.10 Initial magnetization curve of SUS430 (BH curve)

3.6 複素透磁率の周波数特性解析

本節では非接触磁気方式ポジションセンサのコア材料の周波数特性の測定結果を、三次元有限要素法を用いて、複素透磁率を考慮した周波数応答解析を行い、解析値と実測値を比較することで解析手法の有効性と妥当性を検証する。

3.6.1 有限要素モデル

本解析では周波数を、数十 Hz の低周波領域から数百 kHz の高周波数領域まで行う。特に高周波領域では、渦電流の影響（表皮効果）により磁束がコア材料の表面に集中するため、コアの表面付近の要素は、渦電流の影響を正確に把握するために細分する必要がある。要素作成の際には表皮深さ δ を考慮しており、次式より概算できる^{(4),(11)}。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu}} \quad (3.36)$$

ここで、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$)、 f は周波数、 σ は導電率および μ は透磁率である。

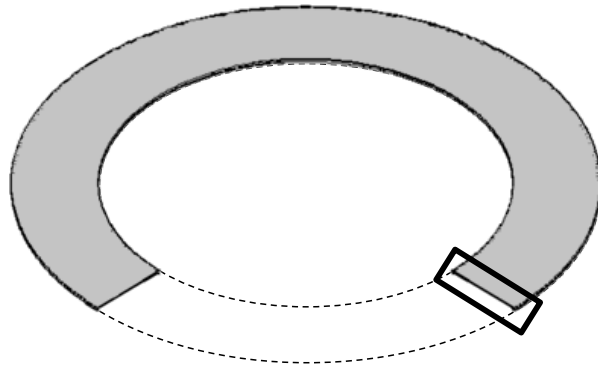
解析モデルの作成の際には、様々なコア材料の特性（透磁率、導電率）や解析される周波数に合わせて、式(3.36)より計算された表皮深さを考慮して、表面に近いほど細かく要素を分割した。

また、解析モデルはFig.3.5に示したようなリング状のトロイダルコイルであり、解析時間の短縮のために上下対称および軸対称性を考慮して0.5度または1度モデルを作成した。磁気構造（ブロック、積層）に違いも考慮しており、また各コア材料の解析条件をTable 3.3、また三次元有限要素モデルをFig.3.11に示す。

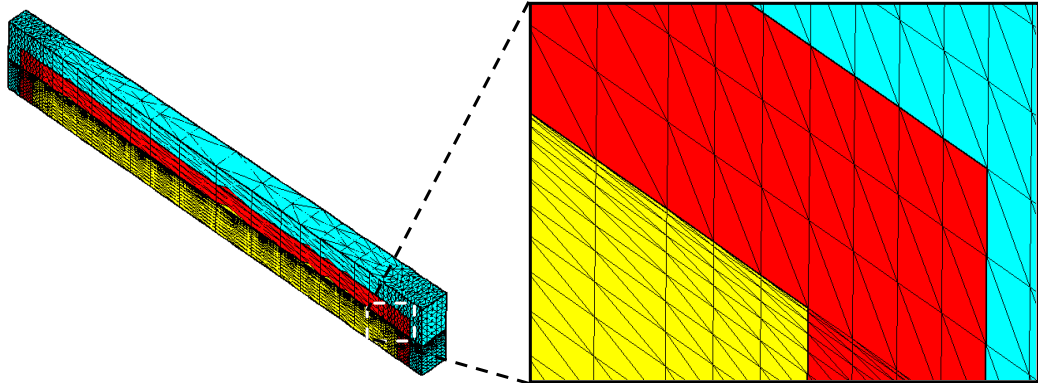
Table 3.3 Analysis Conditions

Material	Relative complex magnetic permeability μ_r		Electrical conductivity σ (S/m)
	Block	Lamination	
SUS430	246 -j 12	201 -j 1.58	1.40×10^6
MER1F	465 -j 47	294 -j 16	1.40×10^6
SUY	531 -j 119	406 -j 19	9.0×10^6
78Permalloy	11482 -j 1248	9346 -j 879	1.82×10^6
SMC	104 -j 1.7	-	0.5

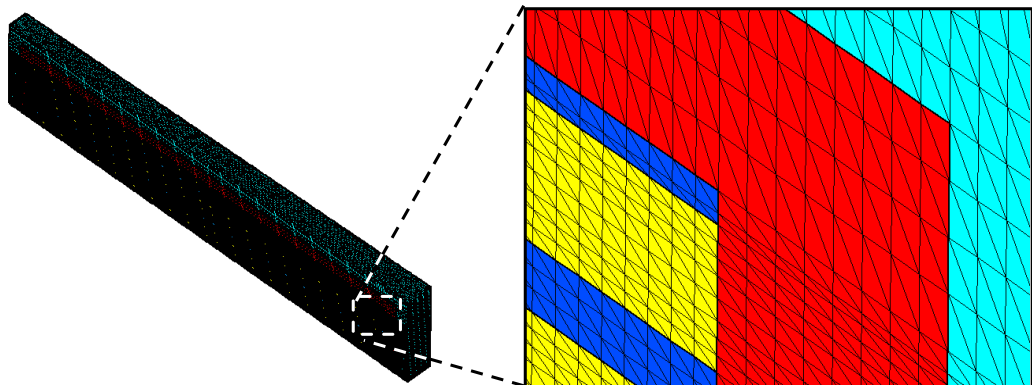
※ Relative permeability = (Real part) -j (Imaginary part)



(a) Toroidal coil modeling (Simplified)



(b) 3-D Division (1/720 Region) and Enlarged view (Block model)



(c) 3-D Division (1/720 Region) and Enlarged view (Laminated model)

Fig.3.11 3-D mesh of analyzed model (1 degree model used Axial and planar symmetry)

Fig.3.11より(b)のブロック構造より(c)の積層構造の三次元有限要素モデルのメッシュが細かく分割されていることがわかる。これは、積層構造はブロック構造に比べ薄いシート状の試料の積み重ねになっているため、各試料の厚み d が式(3.36)から予想される表皮深さ δ より薄くなることもあり得る。つまり、磁性体内の上下面で発生する渦電流が互いに影響し易くなるため、表皮効果を正確に考慮するためには各表面のメッシュを非常に細かく分割する必要がある。一方、ブロック構造は試料の表面同士が渦電流の及ぼす影響が少ないため二次元および積上げ方向のメッシュを表皮効果が考慮できるように表面付近を細分し、内側は多少粗く分割している。解析諸元と解析に要した時間をTable 3.4 (3.6.2項)に表す。

3.1.3項で述べたが、本研究で提案する非接触磁気方式を用いるポジションセンサの駆動周波数は70kHzであり、渦電流損失が大きく発生する周波数領域である。本研究で用いる解析手法は実際の磁界挙動をより正確に追うために渦電流損失を考慮している。そのため、複素透磁率に測定で得られた周波数70kHzのときの値をそのまま使用すると、渦電流損失を2重に計算することになる。したがって、複素透磁率の実部および虚部は渦電流損失の影響の少ない低周波領域での値を用いる必要がある。

Fig.3.12に有限要素法における複素透磁率の入力値について示す。この図でプロットされている低周波領域の複素透磁率の実部と虚部（50Hzの測定値）とTable 3.3の導電率だけを用い、100kHz前後領域まで解析を行う。

各周波数に対する損失の影響を明らかにすることは複素透磁率の周波数特性解析において重要であり、これは3.1.2項で述べたように、複素透磁率の虚部は鉄損の影響により発生するためである。この鉄損の中で低周波において支配的な損失はヒステリシス損失であることから、本研究の解析手法では、シミュレーションに用いる複素透磁率の実部と虚部をそれぞれ直流透磁率とヒステリシス係数として扱う。

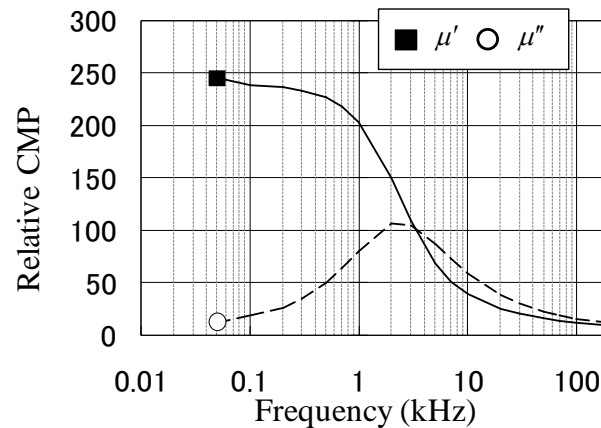


Fig.3.12 Definition of input value of Complex Magnetic Permeability (CMP) in FEM (SUS430)

3.6.2 解析結果⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾

まず、周波数1 kHz、70 kHz、500 kHzの場合について、SUS430のブロック構造と積層構造の解析結果をもとに、Fig.3.11の有限要素モデルの上面から見た磁束密度分布のベクトル図と、同モデルの側面から見た渦電流密度分布のコンター図をそれぞれをFig.3.13とFig.3.14に示す。周波数の増加に伴い、磁束密度と渦電流が表面に集中している様子が確認でき、周波数に対する表皮効果が解析において再現できていることがわかる。

各コア材料の複素透磁率の周波数特性解析結果を実測データと比較してFig.3.15に示す。磁性体断面積における平均磁束密度が5 mTになるように1次側コイルの励磁電流値を設定した。

複素透磁率の実測と解析結果の比較より、いずれの構造のコア材料においても良好な一致を示していることがわかる。低周波領域の複素透磁率を用いて実部と虚部をそれぞれ直流透磁率とヒステリシス係数として扱い、各要素の磁束の時間変化に応じた渦電流を考慮することで、各周波数に対する材料の損

失が計算できたといえる。つまり，提案した複素透磁率の解析手法は磁性体の鉄損（渦電流損とヒステリシス損）の計算に有効であるといえる。

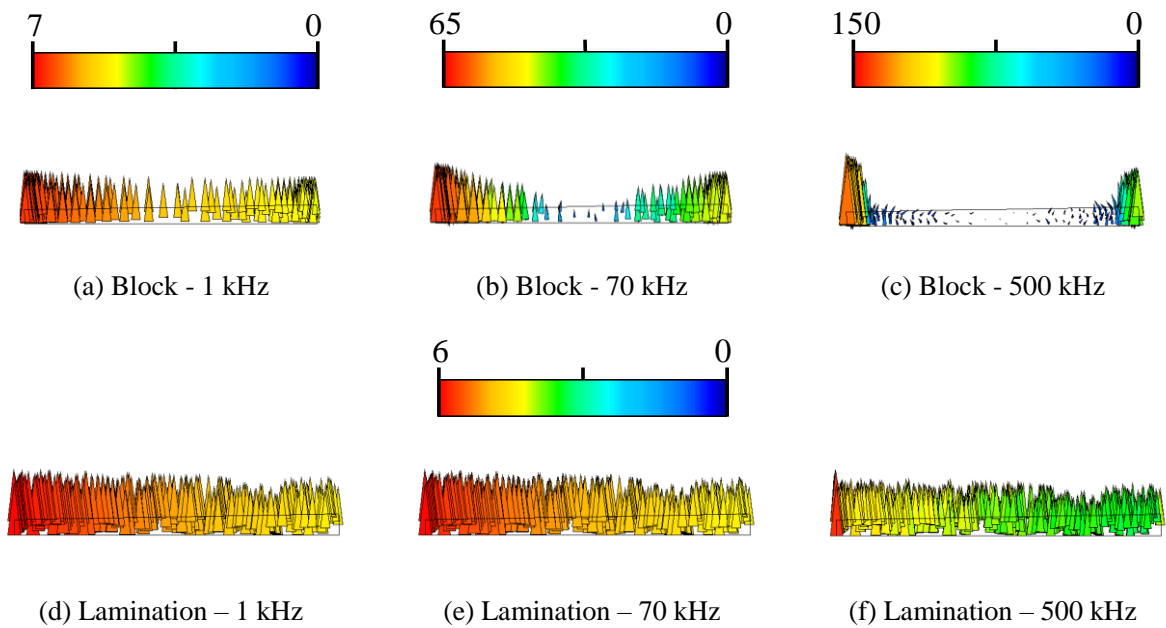


Fig.3.13 Magnetic flux density distribution (SUS430, Maximum, unit : mT)

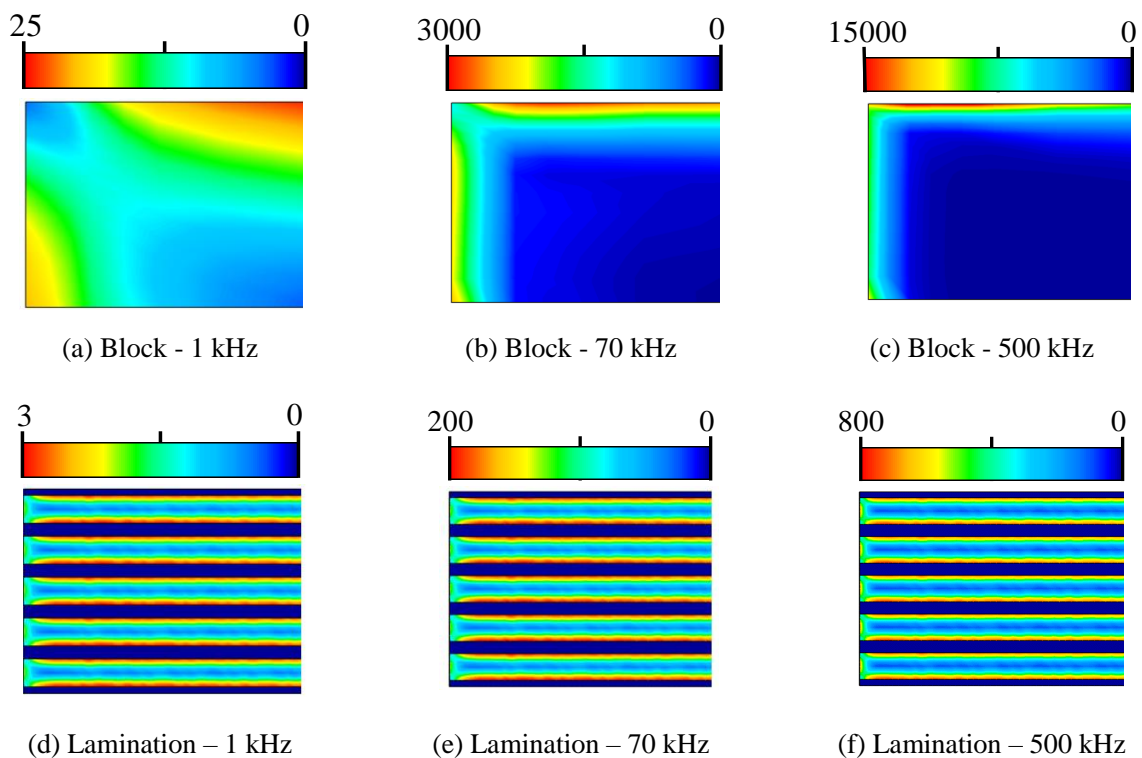


Fig.3.14 Eddy current density distribution (SUS430, Maximum, unit : kA/m²)

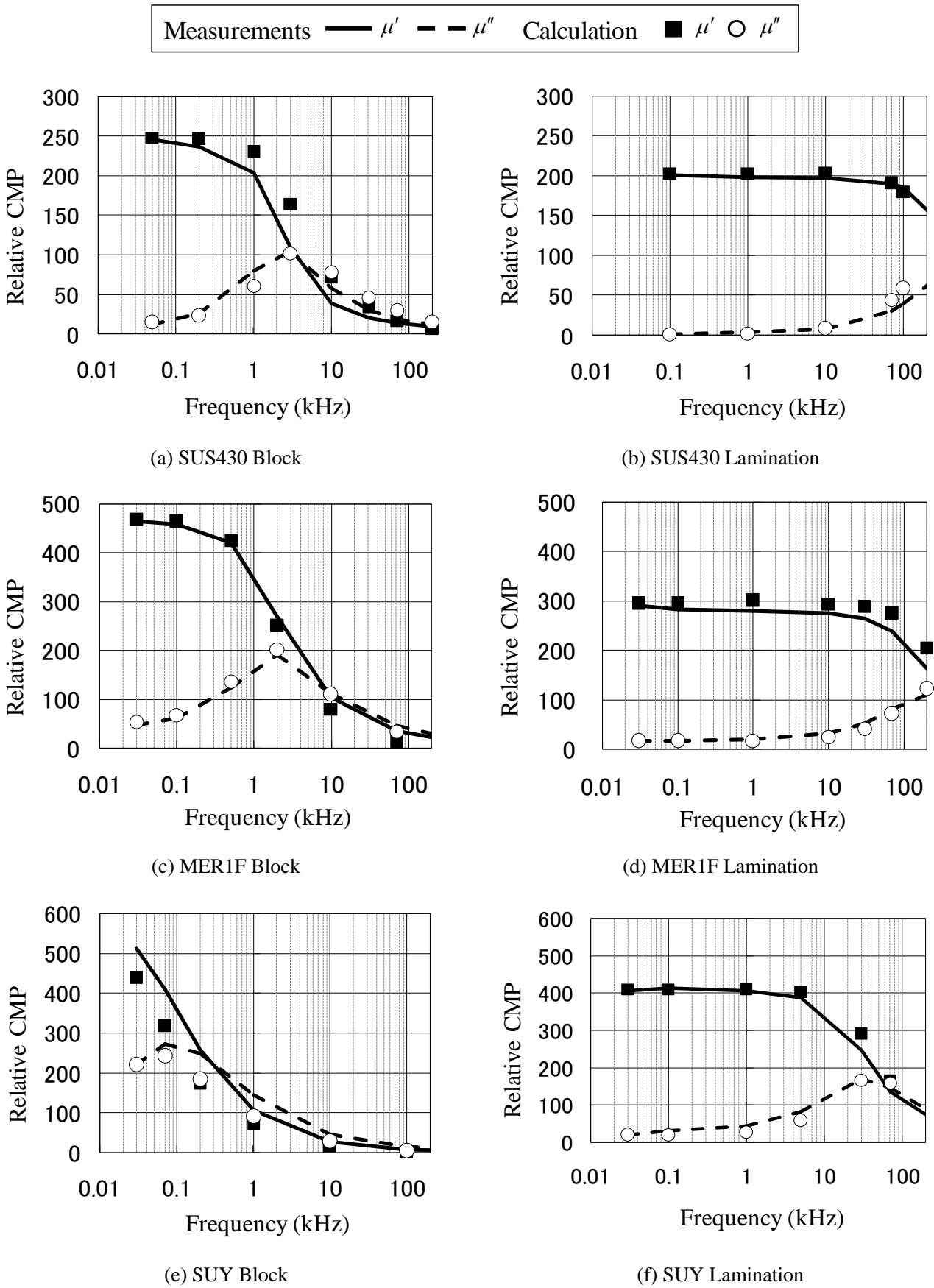


Fig.3.15 Comparison of frequency characteristics of complex magnetic permeability (B_{ave} : 5mT) part.1

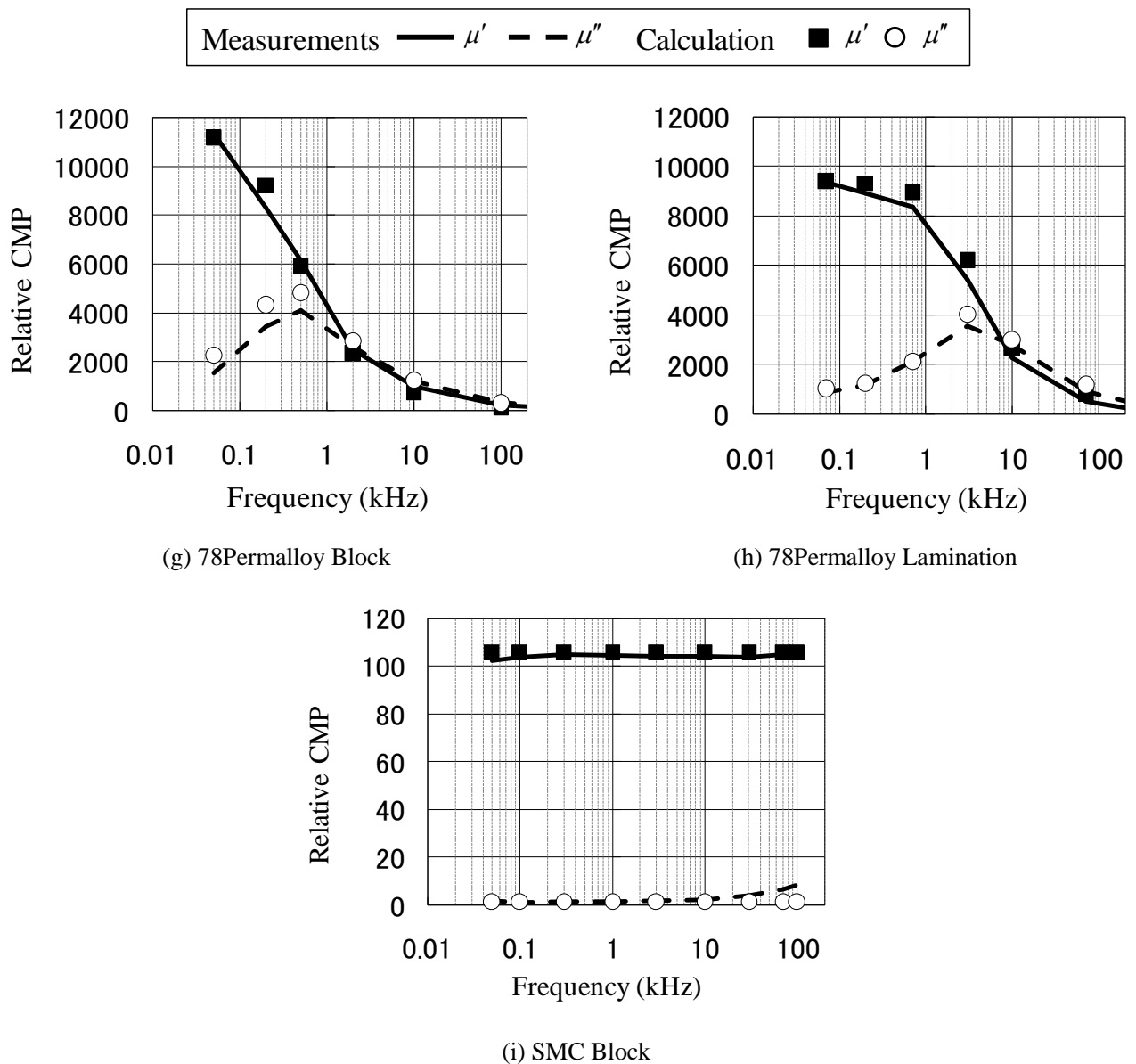


Fig.3.15 Comparison of frequency characteristics of complex magnetic permeability (B_{ave} : 5mT) part.2

Fig.3.15の(a) SUS430 ブロック構造の結果比較より、1 kHzから10 kHzまでの周波数領域では他の周波数領域と比べて多少誤差が生じている。この原因は透磁率が急激に変化する周波数領域であるため正確な測定を行うことが難しいからである。このような現象は周波数領域が異なるだけで、磁気構造にかかわらず透磁率の変化が激しい領域で発生しており、他のコア材料においてもSUS430と同様に考えることができる。

Table 3.4 Analyzed discretization data

Material	SUS430		MER1F	
	Block	Lamination	Block	Lamination
Number of elements	71,316	3,120,624	89,910	3,515,508
Number of nodes	16,254	551,341	19,532	619,875
Number of edges	96,031	3,733,660	118,243	4,202,500
CPU time (Hour)	0.12	30	0.2	15
Material	SUY		78Permalloy	
	Block	Lamination	Block	Lamination
Number of elements	194,208	2,135,040	261,072	3,085,632
Number of nodes	37,800	448,385	49,532	563,165
Number of edges	242,547	2,967,608	322,279	3,747,101
CPU time (Hour)	0.5	12	2	26
Material	SMC			
	Block	Lamination		
Number of elements	99,180			
Number of nodes	20,202			
Number of edges	126,483			
CPU time (Hour)	0.2			

3.7 複素透磁率の空間的非線形分布を考慮した周波数特性解析

本研究で提案する解析手法は周波数応答解析 (Frequency Response Analysis, FRA) をベースにしており, 一般的に周波数応答解析は線形解析に用いられる. そして透磁率は実数として扱うことが多いが, これはFig.3.16(a)のように磁界強度 H と磁束密度 B は同位相であることを意味する. ところが, 実際の透磁率は鉄損の影響によりFig.3.16(b)のように磁界強度 H と磁束密度 B の間には位相差が生じ^{(7),(15)}, この位相差によって複素の特性を有することになる. この複素透磁率の周波数特性を3.6節で評価し, 解析手法の有効性を示した.

周波数応答解析は, 磁性体の透磁率を同じ材質では磁束密度が変化してもFig.3.17(a)のように一定値として扱い, 複素透磁率の概念を取り入れたとしても磁性体内の透磁率は空間的に一定である. ところが, 高周波領域では表皮効果によってコア材料の表面に磁束が集中して流れ, コア内の磁束密度は一定ではなくなり, 表面では高い磁束密度, 中心部に近いほど低い磁束密度になる. そして本章での複素透磁率の周波数特性を測定および解析結果から推察できるように, 磁性体内を流れる磁束の粗密によって透磁率はFig.3.17(b)のように変化しており, 空間的に非線形的分布をしていると考えられる. したがって周波数応答解析は, 時間に対する磁束密度の線形的な変化と複素透磁率の非線形的な分布を同時に考慮する必要がある⁽¹⁶⁾.

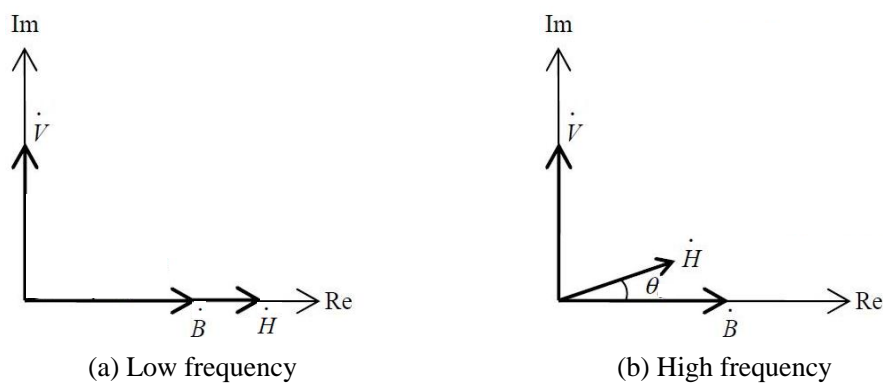


Fig.3.16 Relationship between magnetic field strength and magnetic flux density

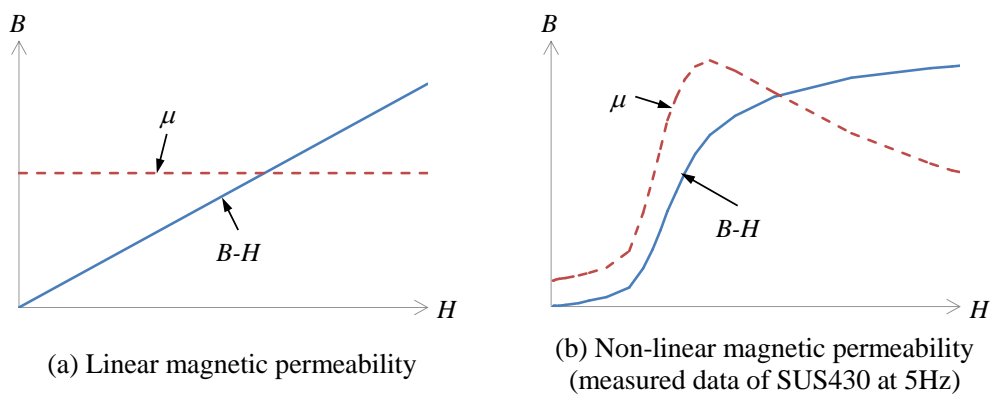


Fig.3.17 Magnetic permeability

このように周波数応答解析による線形解析を行いながら，空間的には複素透磁率の非線形分布を考慮した研究事例を調べた。

測定または近似したヒステリシスループより複素透磁率の概念を用いた研究^{(17)~(20)}，高周波領域での複素透磁率の測定に関する研究^{(21)~(22)}が主に行われていた。前者の場合は鉄損の計算に関する研究が多く，後者は高周波領域の測定方法の研究になっている。特に後者の場合，高周波領域で測定された透磁率は鉄損の影響が含まれているため，そのまま数値解析に用いることは渦電流による表皮効果を正確に考慮していないといえる。

非線形複素透磁率の概念を扱う研究⁽²³⁾があるが，これも磁界強度と磁束密度の間の位相差を用いてヒステリシスループ（ヒステリシス損）を近似することでアプローチしている。また次元有限要素モデルを用い，時間領域（Time domain）で解析を行っている。

本研究の提案する解析手法のように，三次元有限要素モデルを使い，周波数領域（Frequency domain）で複素透磁率を値として入力して数値解析内で考慮している研究事例，さらに，時間に対する磁束密度の線形的な変化と空間的に複素透磁率の非線形的な分布を同時に考慮した研究事例はほとんど報告されていないのが現状である。

3.7.1 有限要素モデル

本解析では周波数を，30 Hz の低周波領域から 100 kHz の高周波数領域まで行う。特に高周波領域では，渦電流の影響（表皮効果）により磁束がコア材料の表面に集中するため，コアの表面付近の要素は，渦電流の影響を正確に把握するために細分する必要がある。要素作成の際には表皮深さ δ を考慮しており，次式より概算できる。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu}} \quad (3.36)$$

ここで， ω は角周波数（ $= 2\pi f$ ）， f は周波数， σ は導電率および μ は透磁率である。

解析モデルの作成の際には，様々なコア材料の特性（透磁率，導電率）や解析される周波数に合わせて，式(3.36)より計算された表皮深さを考慮して，表面に近いほど細かく要素を分割した。

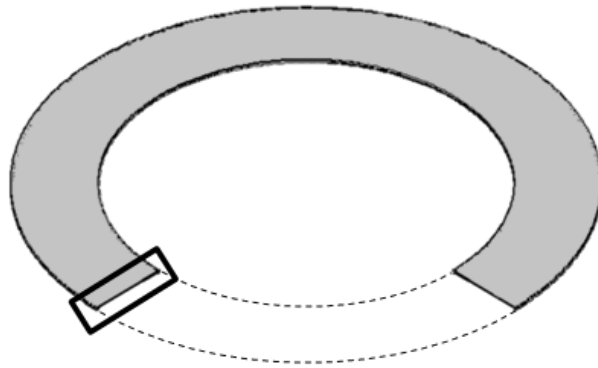
また，解析モデルはFig.3.5に示したようなリング状のトロイダルコイルであり，解析時間の短縮のために上下対称および軸対称性を考慮して1/4モデルを作成した。またTable 3.5に測定試料の仕様を，Table 3.6に解析条件を示す。Fig.3.18は三次元有限要素モデルを示す。

Table 3.5 Specifications of measured samples

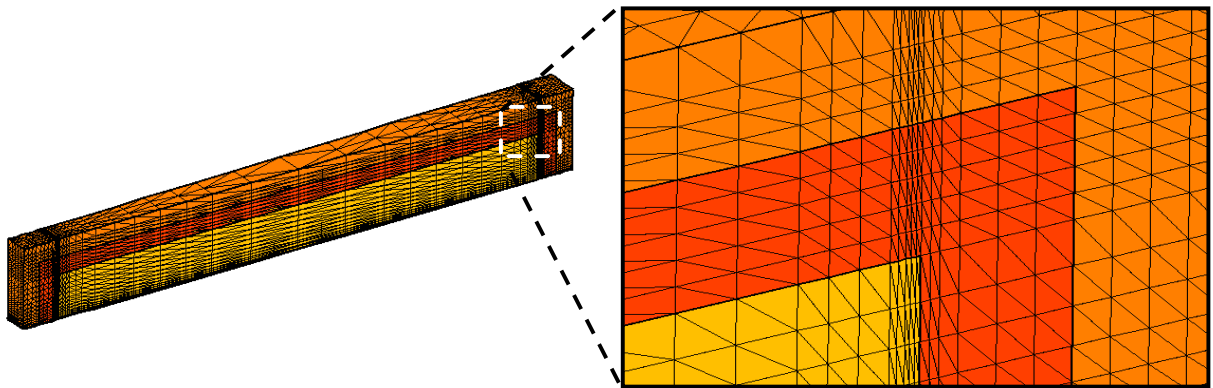
Material	MER1F	SUY
Outer Diameter	45.0	30.0
Inner Diameter	32.0	20.0
Thickness	1.0	2.0
Coil Turns	Primary 120 / Secondary 60	100 / 50

Table 3.6 Analysis conditions

Material	MER1F		SUY	
Average of Magnetic flux density	5 mT	50 mT	5 mT	50 mT
Relative Complex Magnetic Permeability	$465 -j 47$	$969 -j 448$	$531 -j 119$	$1466 -j 852$
Electrical Conductivity (S/m)	1.40×10^6		9.0×10^6	



(a) Toroidal coil modeling (Simplified)



(b) 3-D Division (1/720 Region) and Enlarged view (Block model)

Fig.3.18 3-D mesh of analyzed model (1 degree model using Axial and planar symmetries)

3.7.2 複素透磁率の空間的非線形分布の考慮

Fig.3.19に複素透磁率の非線形分布を考慮した解析のフローチャートを示す. 一般的な周波数応答解析はICCGの収束した後「(a) End」に進み解析終了となる. 複素透磁率の空間的非線形分布を考慮した解析ではICCGの収束後, Fig.3.17(b)のように磁束密度に合わせて各要素に新しい複素透磁率が割り当てられ, 再度解析を行う. ICCGと複素透磁率の両方が収束すれば「(b) End」になる.

各要素の磁束密度 B を計算して次のステップの透磁率を決定して置き換えるが, この際に用いる磁束密度は絶対値であり, 式(3.37)のように計算される.

$$|B| \left(= \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \right) \tag{3.37}$$

ここで B_x, B_y, B_z はそれぞれ磁束密度 B の x, y, z 方向成分を表しており, 複素の値である. また, 複素透磁率のステップ間の許容誤差は $\pm 5\%$ である.

式(3.37)は新しい複素透磁率 $\dot{\mu}$ を見つけるために各要素の磁束密度を計算する際に用いられる. ところが, 複素透磁率 $\dot{\mu}$ をすぐ次のステップで置き換えずに, 収束性を改善するために次式を用いる⁽²⁴⁾.

$$\dot{\mu}_{\text{new}} = \dot{\mu}_{\text{old}} + \alpha(\dot{\mu} - \dot{\mu}_{\text{old}}) \tag{3.38}$$

ここで α は減速係数である.

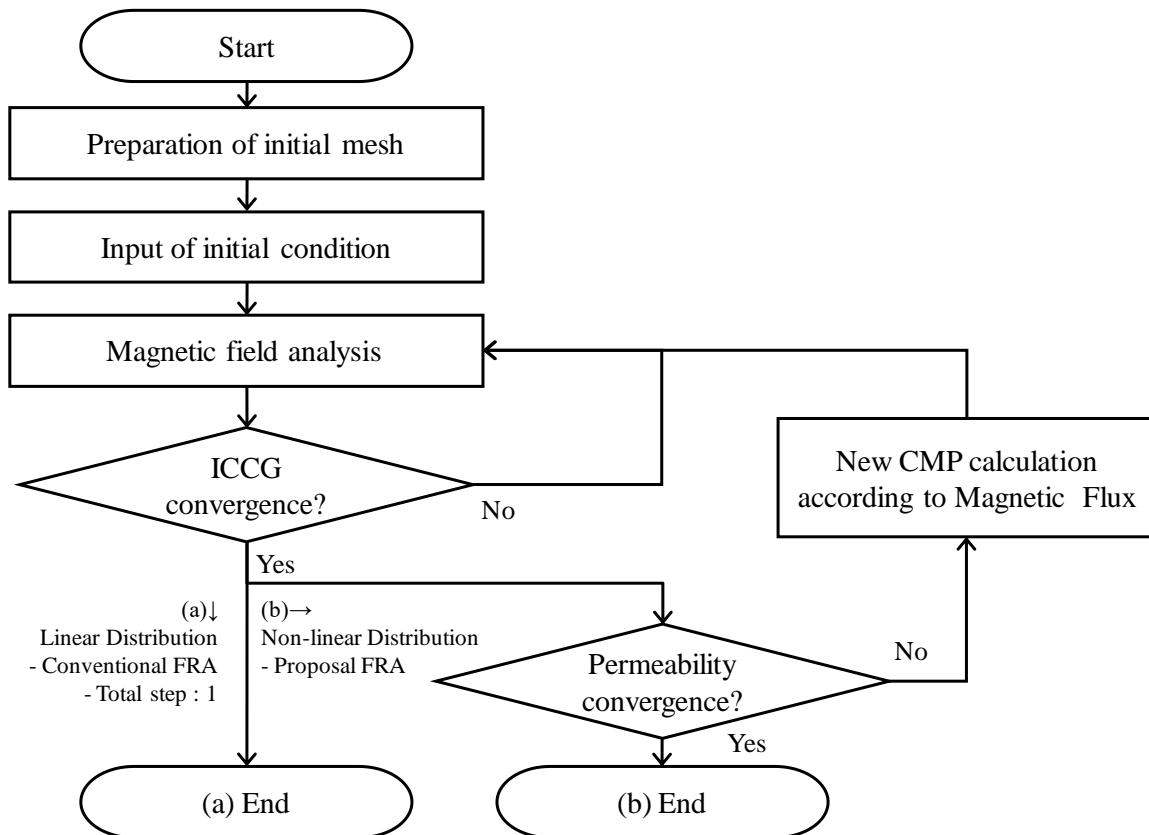


Fig.3.19 Flowchart of (a) analysis for linear distribution of CMP
(b) analysis considering the nonlinear distribution of CMP

3.7.3 解析結果

電磁ステンレス MER1F と電磁軟鉄 SUY の周波数特性解析を行い、コア材料の複素透磁率の空間的非線形分布を考慮する前と考慮した後の解析結果を測定値と比較する。

測定試料の仕様と解析条件は 3.7.1 項で Table 3.5 と Table 3.6 に示した。Table 3.6 の複素透磁率は低周波領域で測定されたデータである。これは既に述べているように、本解析手法では渦電流が考慮されているため、その影響の小さい低周波領域で測定した複素透磁率を解析の入力値として用いる。

・ MER1F

複素透磁率の非線形分布解析のために用いた磁束密度に対する複素透磁率特性を Fig.3.20 に示す。測定周波数は 5 Hz である。解析では磁束密度の絶対値に応じて各要素での複素透磁率 μ が Fig.3.20 より目標値として設定され、式(3.37)と式(3.38)によって次のステップの複素透磁率 μ_{new} が最終的に決定される。

複素透磁率の非線形分布解析の結果を測定結果と比較して Fig.3.21 ($B_{\text{avg.}} = 5 \text{ mT}$) と Fig.3.22 ($B_{\text{avg.}} = 50 \text{ mT}$) に示す。 $B_{\text{avg.}}$ は磁性体の断面積を通る磁束密度の平均値を意味する。

$B_{\text{avg.}} 5 \text{ mT}$ の場合は、複素透磁率の空間的非線形分布を考慮した解析結果は以前とほとんど変わらない結果が得られた。低周波領域では磁束が非線形性考慮の有無に関係なくコア内部まで流れており、高周波領域では表皮効果による渦電流の影響で複素透磁率の値が小さくなっている。その反面、 $B_{\text{avg.}} 50 \text{ mT}$ の場合は既存より測定値に近い結果が得られた。これは磁性体の表面と中心部での磁束密度の粗密の差が大きくなり複素透磁率の非線形的な分布が現れたことで、一般的に同じ材質の全要素を同じ透磁率として解析する周波数応答解析との違いが顕著に解析結果に現れたためである。

複素透磁率の虚部は鉄損の影響により発生すると 3.1.2 項で理論的に明らかにした。そこで既存の解析手法と非線形分布考慮解析の平均誤差を確認したところ、それぞれ 21%、17% (実部、虚部) と 16%、9% であった。複素透磁率の虚部の誤差が半減したことから、複素透磁率の空間的非線形分布を考慮する数値解析は、実際により近い損失の計算が可能な解析手法であることがいえる。

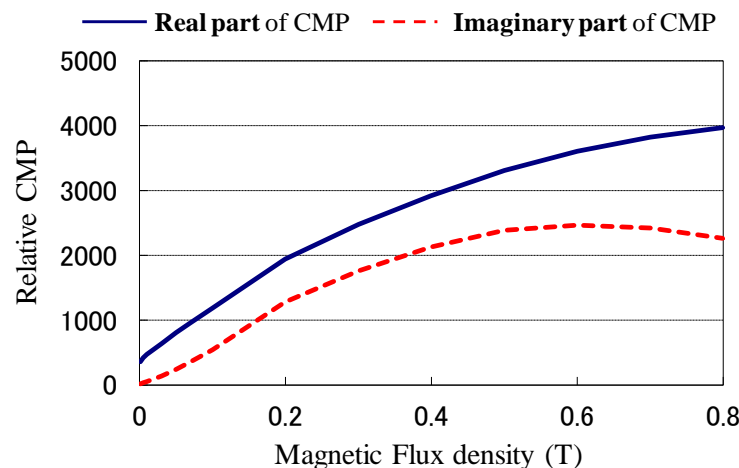


Fig.3.20 Relative magnetic permeability change against magnetic flux density (MER1F)

これらの結果について磁性体の表面と中心部の複素透磁率が非線形的な分布をしているかを、複素透磁率の実部のコンター図で比較を行い、周波数 10 kHz の場合の分布図を Fig.3.23 に示す。

まず、(a)平均磁束密度 5 mT の場合、磁性体表面の透磁率は中心部に比べ約 2 倍程度大きい値を示した。その反面、(b)平均磁束密度 50 mT の場合は 10 倍の差を示しており、磁性体の表面と中心部での磁束密度の粗密の差が大きくなり複素透磁率の非線形的な分布が現れる場合に、既存の解析手法と比べ有効性が発揮できる。

複素透磁率の虚部のコンター図を Fig.3.24 に示す。

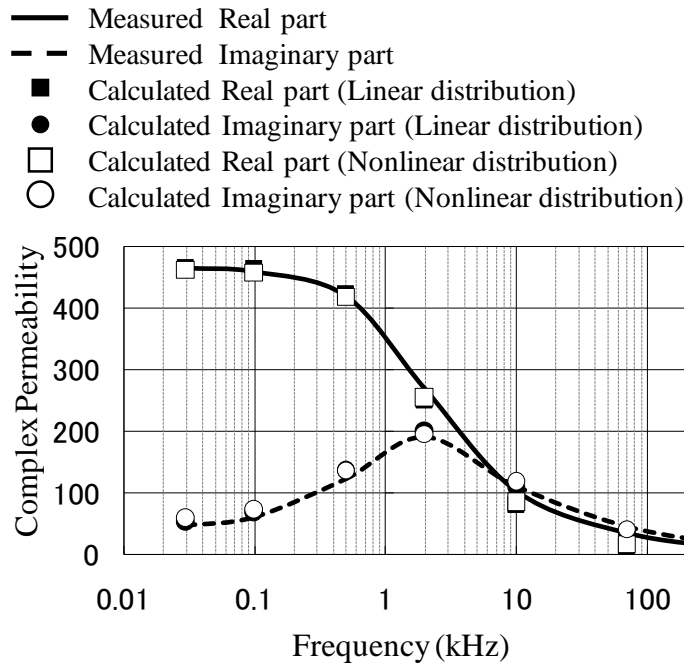


Fig.3.21 Comparison between analyzed and measured results of frequency characteristics of relative CMP (MER1F, $B_{avg.} = 5$ mT)

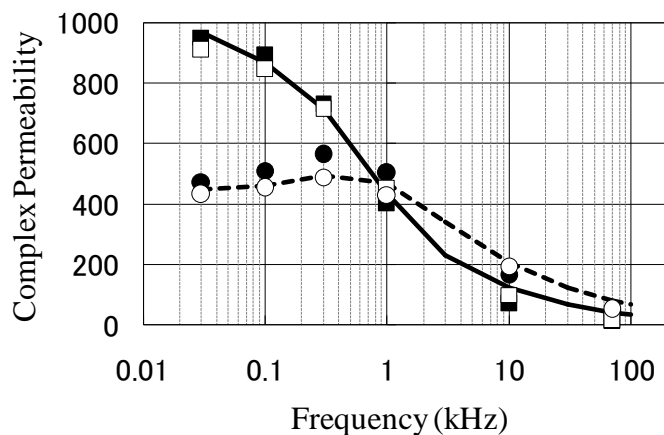


Fig.3.22 Comparison between analyzed and measured results of frequency characteristics of relative CMP (MER1F, $B_{avg.} = 50$ mT)

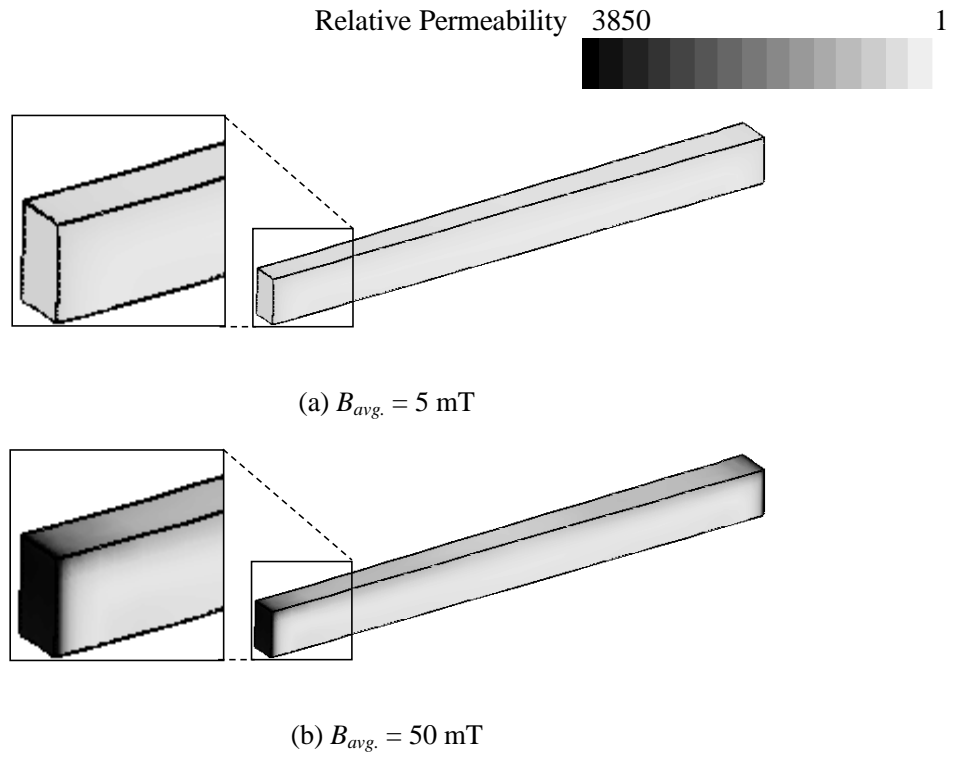


Fig.3.23 Distribution of real part of relative CMP (MER1F, $f = 10 \text{ kHz}$)

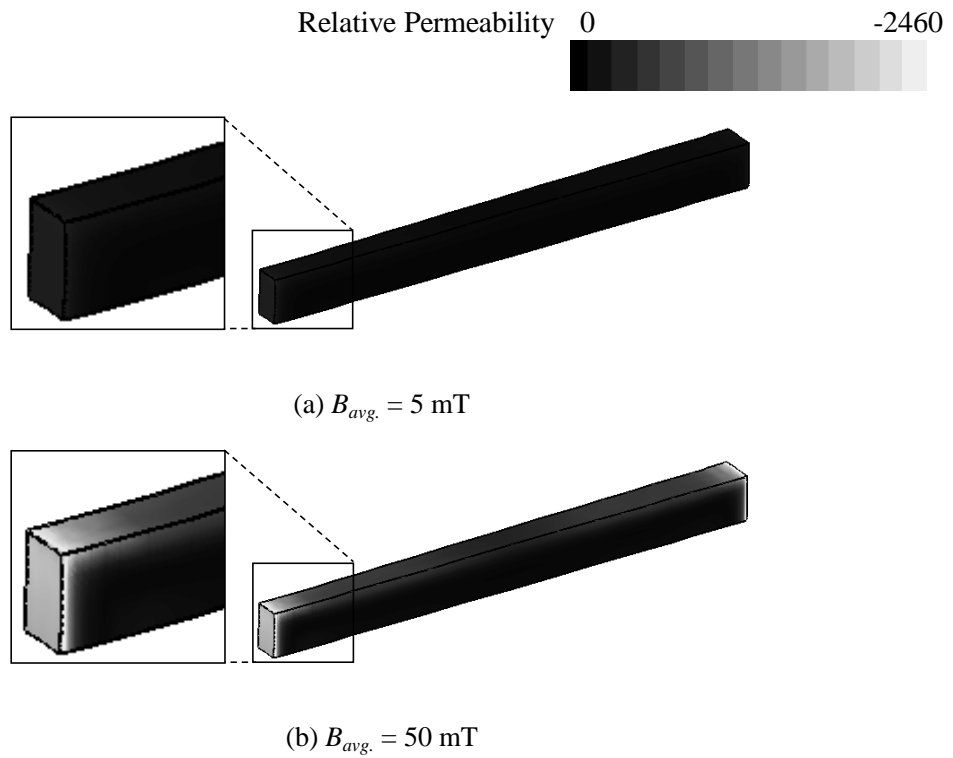


Fig.3.24 Distribution of imaginary part of relative CMP (MER1F, $f = 10 \text{ kHz}$)

・ SUY

SUY（電磁軟鉄）は、本研究で扱われるコア材料の中で最も導電率が高い材料で、この導電率は渦電流（および表皮効果）に影響を及ぼすパラメータである。他の材料に比べ、低周波領域また低磁束密度領域でも複素透磁率の空間的非線形分布の影響が現れやすい。

複素透磁率の空間的非線形分布考慮解析のために用いた磁束密度に対する複素透磁率特性を Fig.3.25 に示す。測定周波数は 5 Hz である。解析では磁束密度の絶対値に応じて各要素での複素透磁率 $\hat{\mu}$ が Fig.3.25 より目標値として設定され、式(3.36)と式(3.37)によって次のステップの複素透磁率 $\hat{\mu}_{new}$ が最終的に決定される。

複素透磁率の非線形分布解析の結果を測定結果と比較して、Fig.3.26 ($B_{avg.} = 5 \text{ mT}$) と Fig.3.27 ($B_{avg.} = 50 \text{ mT}$) に示す。 $B_{avg.}$ は磁性体の断面積を通る磁束密度の平均値を意味する。

$B_{avg.} 5 \text{ mT}$ の場合は、複素透磁率の非線形分布を考慮した解析結果は、低周波領域で実部が小さくなる部分もあるが、これは透磁率が急激に変化する周波数領域であるので正確な測定を行うことが難しいためであり、全体的には改善される結果が得られた。また、 $B_{avg.} 50 \text{ mT}$ の場合は既存より測定値に近い結果が得られた。これは磁性体の表面と中心部での磁束密度の粗密の差が大きくなり空間的に複素透磁率の非線形分布が現れたことで、一般的に同じ材質の全要素を同じ透磁率として解析する周波数応答解析との差が顕著に解析結果に現れた。

複素透磁率の虚部は鉄損の影響により発生すると 3.1.2 項で理論的に明らかにした。そこで既存の解析手法と非線形分布解析の平均誤差を確認したところ、それぞれ 34%, 21%（実部、虚部）と 21%, 11% であった。複素透磁率の虚部の誤差が半減したことから、複素透磁率の非線形分布を考慮する数値解析は、実際により近い損失の計算が可能な解析手法であることが言える。

これらの結果について磁性体の表面と中心部の複素透磁率が空間的に非線形な分布をしているかを、複素透磁率の実部のコンター図で比較を行った。周波数 1 kHz の場合の分布図を Fig.3.28 に示す。

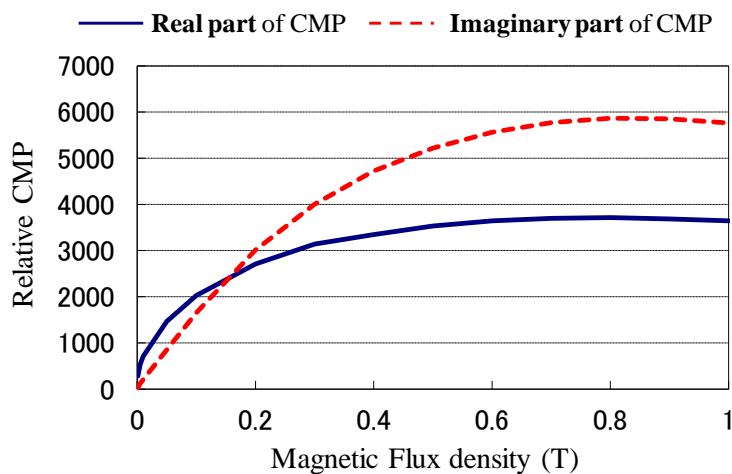


Fig.3.25 Relative magnetic permeability change against magnetic flux density (SUY)

まず、(a)平均磁束密度 5 mT の場合、磁性体表面の透磁率は中心部に比べ約 3 倍程度大きい値を示した。その反面、(b)平均磁束密度 50 mT の場合は 10 倍の差を示しており、磁性体の表面と中心部での磁束密度の粗密の差が大きくなり複素透磁率の非線形的な分布が現れる場合に、既存の解析手法と比べ有効性が発揮できる。

複素透磁率の虚部のコンター図を Fig.3.29 に示す。

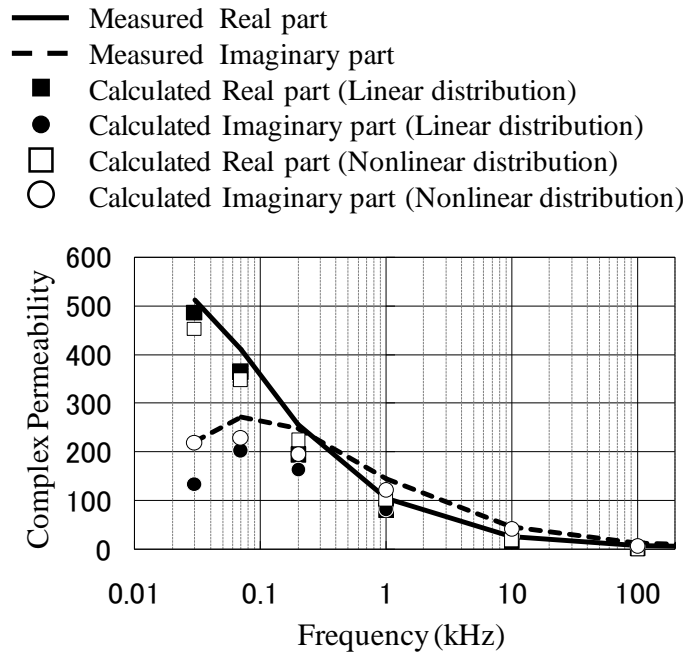


Fig.3.26 Comparison between analyzed and measured results of frequency characteristic of relative CMP (SUY, $B_{avg.} = 5$ mT)

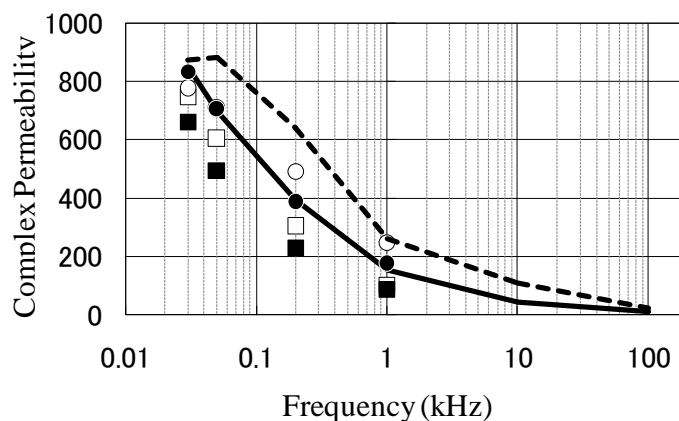


Fig.3.27 Comparison between analyzed and measured results of frequency characteristic of relative CMP (SUY, $B_{avg.} = 50$ mT)

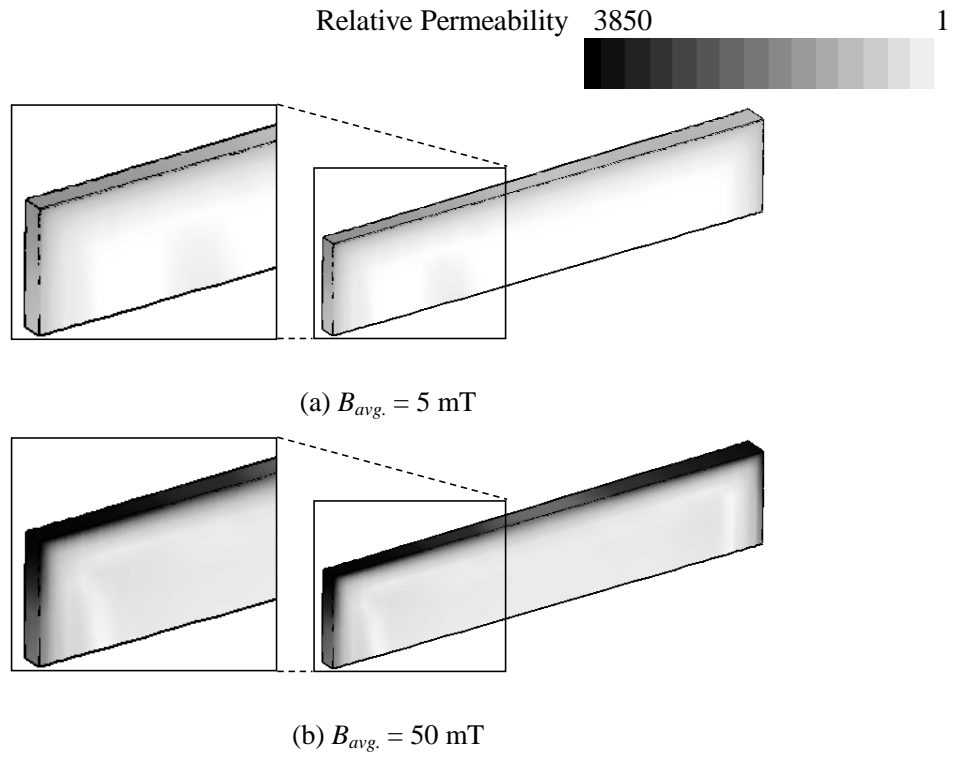


Fig.3.28 Distribution of real part of relative CMP (SUY, $f = 1 \text{ kHz}$)

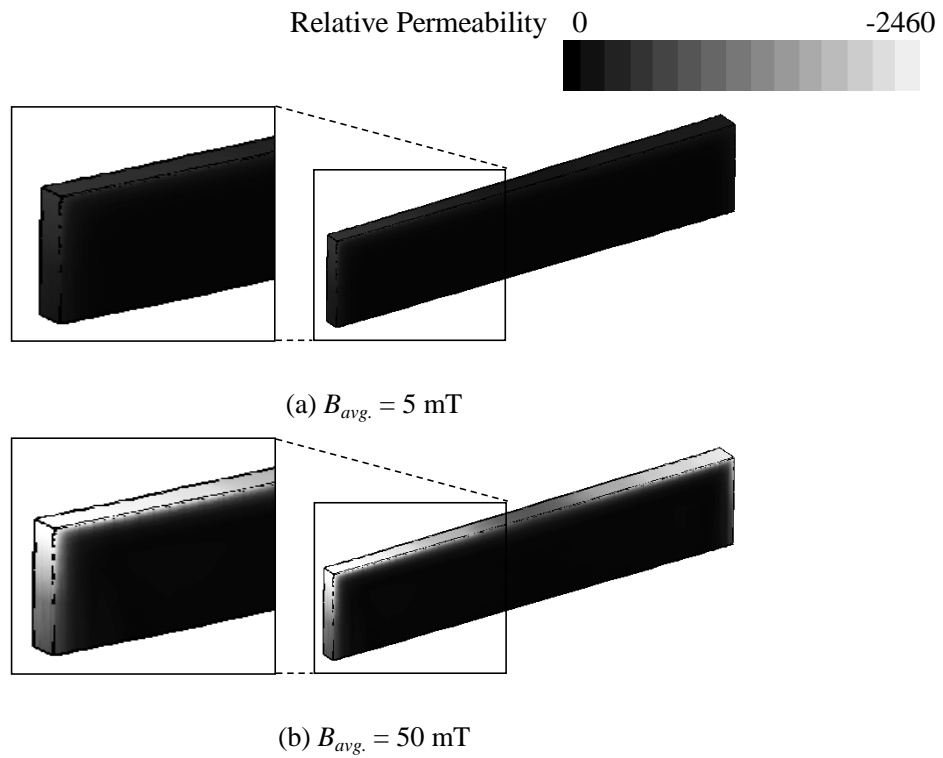


Fig.3.29 Distribution of imaginary part of relative CMP (SUY, $f = 10 \text{ kHz}$)

3.8 結言

本章では数値解析シミュレーションにおいてポジションセンサの特性を決める重要なパラメータである複素透磁率の概念および理論（発生する原因，要因となる鉄損）について説明した．複素透磁率について得られた知見を以下のようにする．

- (1) 透磁率は，磁界と磁束密度の位相差によって複素の値をもち，その原因は鉄損である．
- (2) 鉄損はヒステリシス損失と渦電流損失を含んでおり，それぞれ低周波領域と高周波領域において支配的な損失である．
- (3) 複素透磁率の実部，虚部成分はそれぞれ直流透磁率，損失成分であり，これらの比である損失係数は磁性体の良し悪しの目安として用いられる．
- (4) 本研究の解析手法では渦電流損失を考慮しているため，低周波領域で測定された複素透磁率を解析の入力値として用いる．その際，複素透磁率の実部と虚部はそれぞれ直流透磁率とヒステリシス係数として扱う．

測定装置と測定に用いられるトロイダルコイルの特徴，そして複素透磁率の測定原理を説明するとともに，センサに使われる磁性体のデータベースを構築するため，様々なコア材料（磁性体）を用意して複素透磁率の周波数特性を測定し，材料特性（導電率，透磁率の差異）や磁気構造の違い（ブロック，積層）による特性の変化を明らかにした．

さらに，非接触磁気方式ポジションセンサに用いられるコア材料の複素透磁率の周波数特性について解析を行い，複素透磁率の実測と解析結果を比較することで，いずれの構造のコア材料においても良好な一致を示していることを確認した．

低周波領域の複素透磁率を用いて実部と虚部をそれぞれ直流透磁率とヒステリシス係数として扱い，各要素の磁束の時間変化に応じた渦電流を考慮することで，各周波数に対する材料の損失が計算でき，周波数に対する複素透磁率の変化を解析により明らかにすることができた．つまり，提案する解析手法は，低周波領域で測定した材料特性を用いることで，高周波領域の特性を測定することなく数値解析で明らかにできることを意味し，その材料特性が影響を及ぼすポジションセンサのインピーダンス特性が予想できるといえる．以上より提案した解析手法の有効性を示した．

また，従来の周波数応答解析では，磁性体の透磁率を同じ材質では一定値として扱い，数値解析を行っていた．ところが，高周波領域では表皮効果によってコア材料の表面に磁束が集中して流れ，コア内の磁束密度は一定ではなくなる．表面では高い磁束，中心部に近いほど低い磁束が流れる磁束の粗密によって透磁率は変化しており，空間的に非線形的分布をしていると考えられる．

本研究では周波数応答解析において，時間に対する磁束密度の線形的な変化と複素透磁率の空間的非線形分布を同時に考慮することで，より実測に近い解析結果を得ることができた．特に，磁性体内の磁束密度の粗密が大きく発生し，複素透磁率が空間的に非線形的分布をするほど有効であることが確認できた．

参 考 文 献

- (1) 太田智弘, 平田勝弘, 光武義雄, 河瀬順洋: “高周波磁気方式角度センサのインピーダンス特性解析”, 電気学会論文誌 D, Vol.125, No.5, pp.426-431, 2005
- (2) 梁承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 川瀬順洋: “非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析”, 電気学会論文誌 E, Vol.128, No.11, pp.435-441, 2008
- (3) 太田恵造: 「磁気工学の基礎 I –磁気の物理–」, 共立出版, 1973
- (4) 卯本重郎: 「電磁気学」, 昭晃堂, 1993
- (5) 東辻浩夫: 「教養物理シリーズ 2 電磁気学」, 培風館, 1989
- (6) 山中千代衛他: 「電気材料の進歩」, 日刊工業新聞社, 1959
- (7) 太田恵造: 「磁気工学の基礎 II –磁気の応用–」, 共立出版, 1973
- (8) Mathias Getzlaff: 「Fundamentals of Magnetism」, Springer, 2010
- (9) 近角聡信: 「磁性物理の進歩」, アグネ, 1964
- (10) Richard M. Bozorth: 「Ferromagnetism」, D. Van Nostrand Company, Inc., 1951
- (11) 電気学会: 電気学会大学講座電気磁気学, オーム社, 1984
- (12) 梁 承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 河瀬順洋: “非接触磁気方向ポジションセンサのコア材料高周波特性評価”, 電気学会リニアドライブ研究会, LD-08-53, pp.13-18, 2008
- (13) Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake, Yoshihiro Kawase and Byungjin Yoo: “Effect of Core Materials on Impedance Characteristics for Non-contact Linear Position Sensor”, Proceedings of the 14th ISEF2009, pp.279-280, 2009
- (14) Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake and Yoshihiro Kawase: “Effect of Core Materials of Non-contact Linear Position Sensor on Impedance Characteristics”, Proceedings of the 7th LDIA2009, PS4.7, pp.341-34, 2009
- (15) Xi Nan, C.R. Sullivan: “A Two-Dimensional Equivalent Complex Permeability Model for Round-Wire Windings”, IEEE 36th Power Electronics Specialists Conference (PESC), Vol.1, pp.613-618, 2005
- (16) Seung-Ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshihiro Kawase: “Frequency Response Analysis Considering Nonlinear Distribution of Complex Magnetic Permeability and Employing 3D FEM”, IEEJ Journal of Industry Applications, Vol.1, No.2, pp.89-94, 2012
- (17) M. Enokizono, H. Shimoji: “Magnetic Characteristic Analysis of Electrical Machines by Vector Magneto-hysteretic E&S2 Model”, Journal of Materials Proceeding Technology, Elsevier, Vol.161, pp.218-223, 2005
- (18) M. Enokizono, Y. Fujita: “Improvement of E&S Modeling for Eddy-Current Magnetic Field Analysis”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-38, No.2, pp. 881-884, 2002
- (19) A. Kerim, J.P. Ferrieux, J. Roudet, S. Catellani and H. Benqassmi: “An improved design of a dc-dc converter using an integrated magnetic component”, IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC), pp.614-618, 2008

- (20) O. Moreau, L. Popiel, J.L. Pages : "Proximity losses computation with a 2D complex permeability modeling", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.34, No.5, pp.3616-3619, 1998
- (21) A. Sklyuyev, M. Ciureanu, C. Akyel, P. Ciureanu, D. Menard, A. Yelon : "Measurement of Complex Permeability of Ferromagnetic Nanowires using Cavity Perturbation Techniques", Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering (CCECE), pp.1486-1489, 2006
- (22) Mi Lin, M.N.Afsar : "Measurement of Dielectric and Magnetic Characteristics of Nickel Ferrite and Strontium Ferrite Composite from 4.5 to 26.5 GHz Frequency Range", Instrumentation and Measurement Technology Conference (IMTC), Proc. of the IEEE, pp.2205-2208, 2006
- (23) K. Hollaus and O. Biro : "Derivation of a Complex Permeability From the Preisach Model", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.38, No.2, pp.905-908, 2002
- (24) J. Hwang and W. Load : "Finite element analysis of the magnetic field distribution inside a rotating ferromagnetic bar", IEEE Trans. Magnetics, Vol.10, No.4, pp.1113-1118, 1974

第4章 非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性

4.1 非接触磁気方式ポジションセンサの動作原理

本研究の非接触磁気方式ポジションセンサ (Fig.4.1) は, 交流電圧を印加したコイルに可動磁心 (コア) を挿入することで, コイル内の磁束密度の変化より得られるインピーダンス変化を検知する.

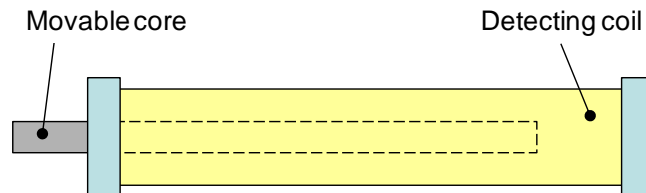


Fig 4.1 Position sensor model using impedance change against displacement

コイルのインダクタンス L (インピーダンスの虚部) は, 以下の式から求めることができる⁽¹⁾⁻⁽²⁾.

$$\dot{\psi} = n\dot{\Phi} = L\dot{i} \quad (4.1)$$

$$\dot{\Phi} = \dot{B}S = \dot{\mu}\dot{H}S \quad (4.2)$$

ここで $\dot{\psi}$ は鎖交磁束数, n はコイルの巻数, $\dot{\Phi}$ は磁束, L はインダクタンス, i はコイルに流れる電流, \dot{B} は磁束密度, S はコイルの断面積, $\dot{\mu}$ は透磁率, \dot{H} は磁界の強さで, ドット (\cdot) は複素数を表す.

式(4.1)と式(4.2)よりインダクタンス L はコイルの中を通る磁束 $\dot{\Phi}$ に比例し, コイルの断面積は一定であるので磁束 $\dot{\Phi}$ はコイルの中の透磁率 $\dot{\mu}$ に比例する. 非接触磁気方式ポジションセンサは, このようにコアを検知コイルに挿入することで変化するインピーダンスの値と出力抵抗との比より出力される電圧の値から現在の位置を求める.

4.2 プロトタイプのインピーダンス特性

4.2.1 測定装置とプロトタイプ

インピーダンスの特性測定に用いた装置はHEWLETT PACKARD社製のインピーダンスアナライザ 4194Aである (Fig.4.2). 実験に用いられるプロトタイプは, シールドケース, コイル, コア (可動磁心) から構成されている. またプロトタイプの概観写真をFig.4.3に示す.



Fig.4.2 Impedance Analyzer (HEWLETT PACKARD, 4194A)



Fig.4.3 Prototype of contactless magnetic type position sensor

4.2.2 測定結果

磁気方式を用いて位置を検知する際には、位置に対するインピーダンス変化の感度と直線性が重要となる⁽³⁾。以下にこれらの特性について測定し評価を行う。

インピーダンスアナライザを用いてプロトタイプ of インピーダンス特性を測定した。変位に対するインピーダンス特性の測定結果を Fig.4.4 に示す。

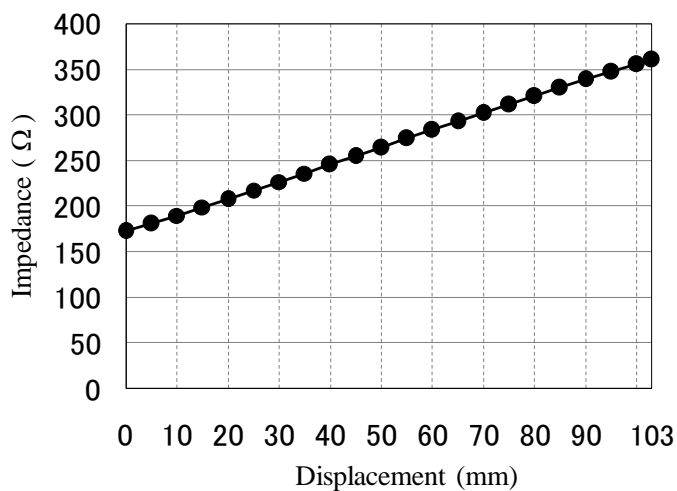


Fig.4.4 Impedance characteristics of prototype against displacement

このプロトタイプは測定結果より、変位 0 mm のインピーダンス Z_0 は 173 Ω，最大変位 103 mm のインピーダンス Z_M は 361 Ω であり，これらの差分であるインピーダンス感度 ΔZ が 188 Ω のインピーダンス特性を有するセンサである。

Fig.4.4 より，変位に対するインピーダンスの直線性を評価した結果を Fig.4.5 に示す。

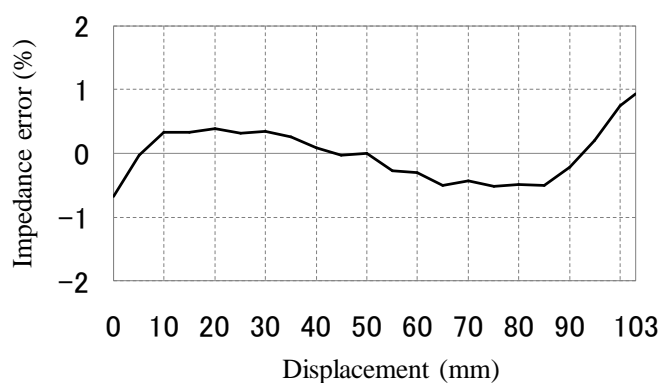


Fig.4.5 Impedance linearity of prototype against displacement

インピーダンス直線性は，測定より得られた変位とインピーダンスの関係を最小二乗法を用いて 1 次関数に近似したときの結果である。最大変位 103 mm で直線性誤差が約 0.93% と最大誤差である。

4.2.3 有限要素モデル

非接触磁気方式ポジションセンサの駆動周波数は 70 kHz である。高周波領域に該当するため、表皮効果による影響が懸念される。磁束および渦電流が磁性体の表面に集中して流れるので、表面付近の要素はこれらの影響を正確に把握するために細分する必要がある。要素作成の際には表皮深さ δ を考慮しており、次式より概算できる。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu}} \quad (4.3)$$

ここで、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$)、 f は周波数、 σ は導電率および μ は透磁率である。

解析モデルはFig.4.3に示したような四角く細長い形状をしている。解析時間の短縮のために対称性を考慮して1/4モデル (90度モデル) を作成した。Fig.4.6に三次元有限要素モデルを示す。またTable 4.1にプロトタイプ構成部品の寸法を、Table 4.2に解析条件を示す。

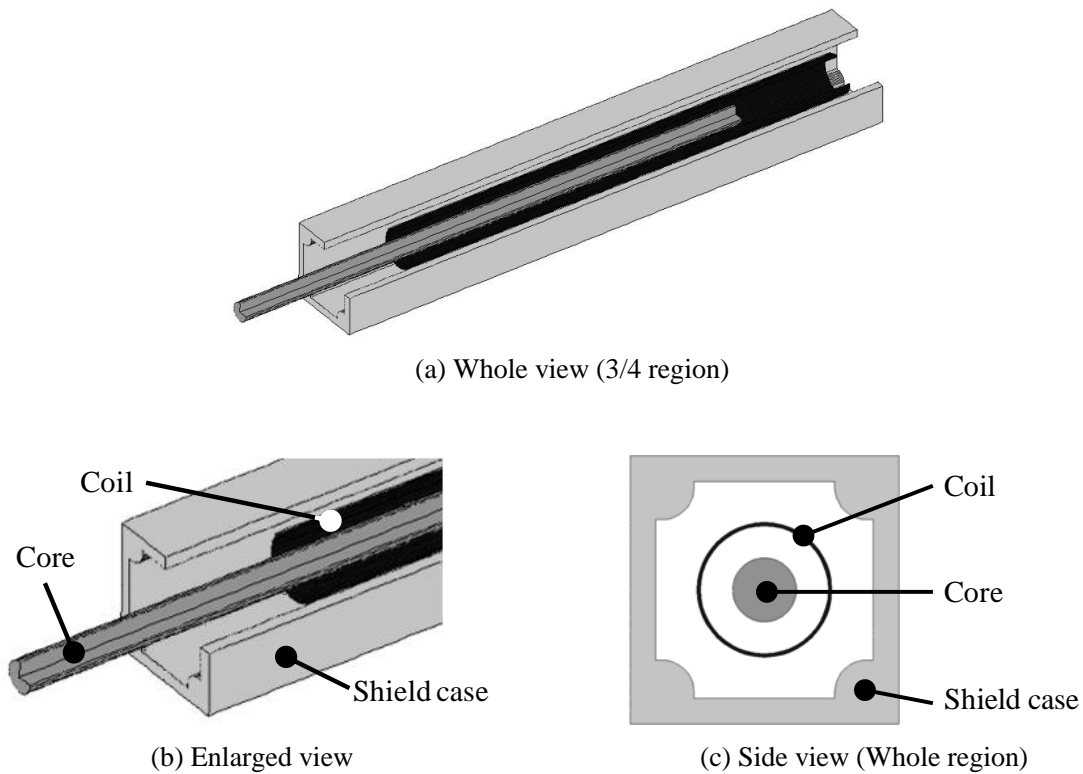


Fig.4.6 3-D analyzed model of contactless magnetic type position sensor

Table 4.1 Size of prototype sensor components

	Material	Size (mm)
Shield case	Aluminum	21 × 21 × 157
Coil	Copper	$\phi 0.28 \times 842$ Turns
Core (Mover)	SUS430	$\phi 5.0 \times 147$

Table 4.2 Analysis conditions

	Material	Electrical conductivity σ (S/m)	Relative CMP
Shield case	Aluminum	3.4×10^7	1
Coil	Copper	5.8×10^7	1
Core (Mover)	SUS430	1.4×10^6	$246 - j 12$

4.2.4 解析結果

非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス解析には、複素透磁率の周波数特性解析に用いた解析手法をそのまま適用している。つまり、低周波領域で測定された複素透磁率を用いることで、センサの駆動周波数70 kHzでの複素透磁率が数値解析内で考慮され、各変位でのインピーダンス特性を計算している。入力電圧は0.5 Vである。

非接触磁気方式ポジションセンサの測定と解析結果を比較してFig.4.7に示す。変位5 mmにて約7%の最大誤差が発生しているものの、両者は良好な一致を示していることがわかる。

さらに、インピーダンスの実部 R （抵抗成分）と虚部 X （インダクタンス成分）に分離して比較した結果をFig.4.8に示す。全体的によく一致していることがわかる。

以上より、本研究で提案する解析手法は、複素透磁率の周波数特性解析のみならず、非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析にも有効な設計ツールであるといえる。

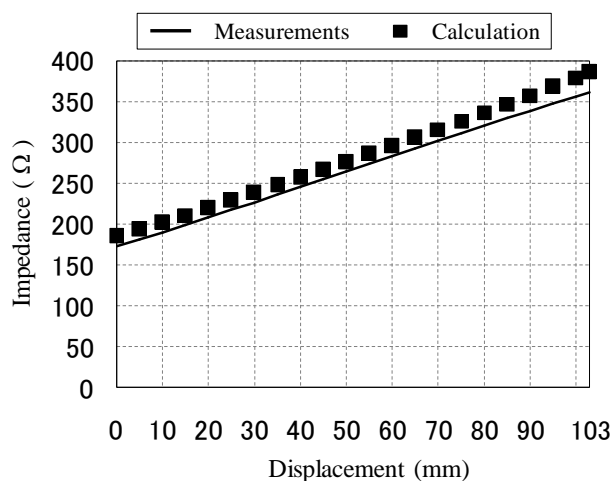


Fig.4.7 Comparison of impedance characteristics between measured and analyzed results

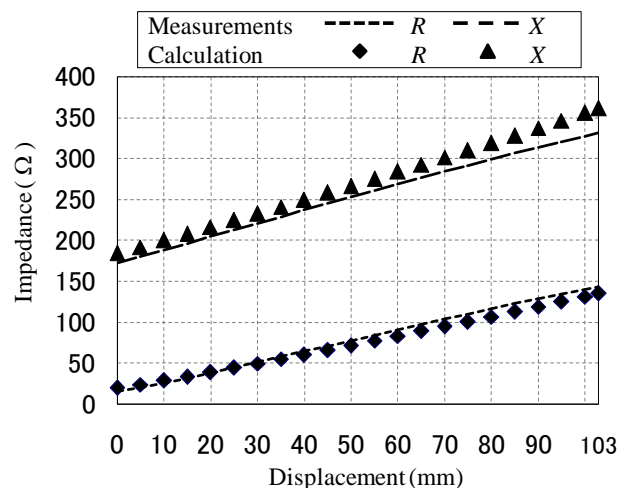


Fig.4.8 Comparison of impedance characteristics between measured and analyzed results (Real part R and imaginary part X of impedance)

4.3 コア材料とインピーダンス特性^{(4)~(5)}

解析モデルはプロトタイプのインピーダンス特性解析の有限要素モデルを用いる。ただし解析モデルの作成の際には、様々なコア材料の特性（透磁率，導電率）に合わせて，式(4.3)より計算された表皮深さを考慮し，表面に近いほど細かく要素を分割した。解析領域は有限要素モデルの対称性から1/4とする。この節では，様々なコア材料を用いてインピーダンス特性解析を行う。解析条件をTable 4.3に示す。

Table 4.3 Analysis Conditions (Various core materials)

Material	Relative complex magnetic permeability μ_r	Electrical conductivity σ (S/m)
SUS430	246 - j 12	1.40×10^6
MER1F	465 - j 47	1.40×10^6
SUY	531 - j 119	9.0×10^6
78Permalloy	11482 - j 1248	1.82×10^6
SMC	104 - j 1.7	0.5

4.3.1 インピーダンスの感度特性

非接触磁気方式ポジションセンサを構成するシールドケースとコイルの条件は変えず，コア材料のみを変更してインピーダンス特性がどのように変化するか解析を行った。様々なコア材料を用いた非接触磁気方式ポジションセンサの解析結果をFig.4.9に示す。

解析に用いたコア材料は，78パーマロイ，SUY，MER1F，SUS430，SMCの順に大きな透磁率を有する。ところが変位に対するインピーダンス感度はSMC，78パーマロイ，MER1F，SUS430，SUYの順となった。特にSUYは解析した材料の中で2番目に大きな透磁率にも関わらず，最も低い感度を示した。

Fig.4.9のインピーダンスを実部成分と虚部成分に分けてFig.4.10とFig.4.11に示す。これよりインピーダンスは虚部成分であるインダクタンスが支配的であり，SUYのインダクタンス成分の変化が小さい。

3.1.2 項で述べたが，複素透磁率の虚部は損失を意味し，周波数によって支配的な損失の種類が変わってくる。また磁性体としては，複素透磁率の実部が大きくかつ虚部が小さいことが望ましい。したがって，これらの比

$$\frac{\mu''}{\mu'} = \frac{(B_0 / H_0) \sin \delta}{(B_0 / H_0) \cos \delta} = \tan \delta \quad (4.4)$$

が小さいことが要求される。この $\tan \delta$ を損失係数と呼び高周波材料の良し悪しの目安として用いられる。Table 4.4 に各材料における複素透磁率， $\tan \delta$ および δ を整理した。低周波領域で測定された複素透磁率はヒステリシス損失の影響が支配的であることから，本研究で $\tan \delta$ はヒステリシス損失の影響度を表す数値である。SUY は Table 4.4 より $\tan \delta$ が最も大きく，さらに Table 4.3 より導電率も大きいことが確認できる。他の材料に比べ鉄損の影響の大きい材料と判断されるため，SUY は高周波材料として不向きである。Fig.4.12 に各コア材料に対するポジションセンサの渦電流密度分布図を示す。

以上より SUY は渦電流の影響が大きいため、渦電流から発生される磁界の影響も大きい。渦電流による磁界は、励磁電流による磁界を打ち消すので、インダクタンスが小さくなることがわかる。

一方、SMC は最も小さい透磁率にも関わらず良い感度を示している。SUY の低い感度と総合的に考えると、非接触磁気方式ポジションセンサの変位に対するインピーダンス感度において、透磁率のみならず導電率も重要なパラメータであることがわかる。さらに解析結果から判断すると、SMC に比べ透磁率が 100 倍以上の 78 パーマロイより良い感度を示すことから、透磁率より導電率の影響度があるといえる。

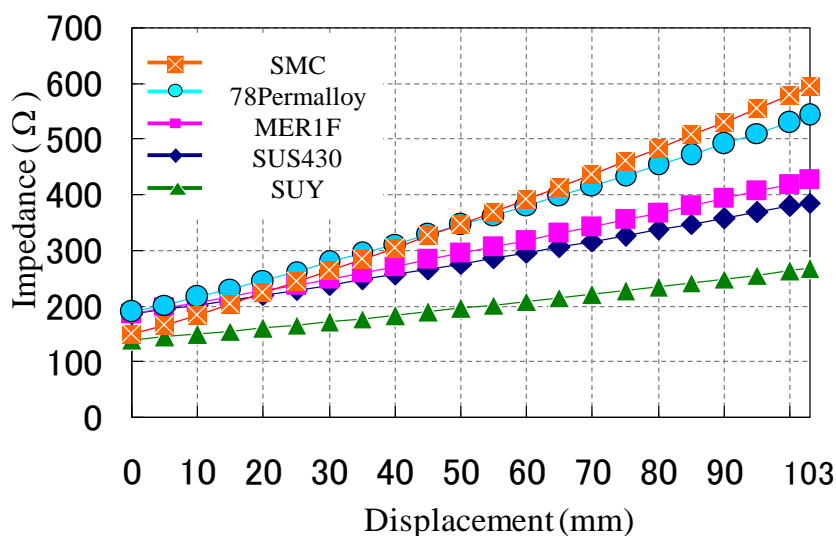


Fig.4.9 Impedance characteristics of each core material against displacement

Table 4.4 Relative complex magnetic permeability and $\tan \delta$

Material	Relative complex magnetic permeability μ_r	$\tan \delta$	δ (degree)
SUS430	$246 - j 12$	0.049	2.79
MER1F	$465 - j 47$	0.101	5.77
SUY	$531 - j 119$	0.224	12.63
78Permalloy	$11482 - j 1248$	0.109	6.20
SMC	$104 - j 1.7$	0.016	0.94

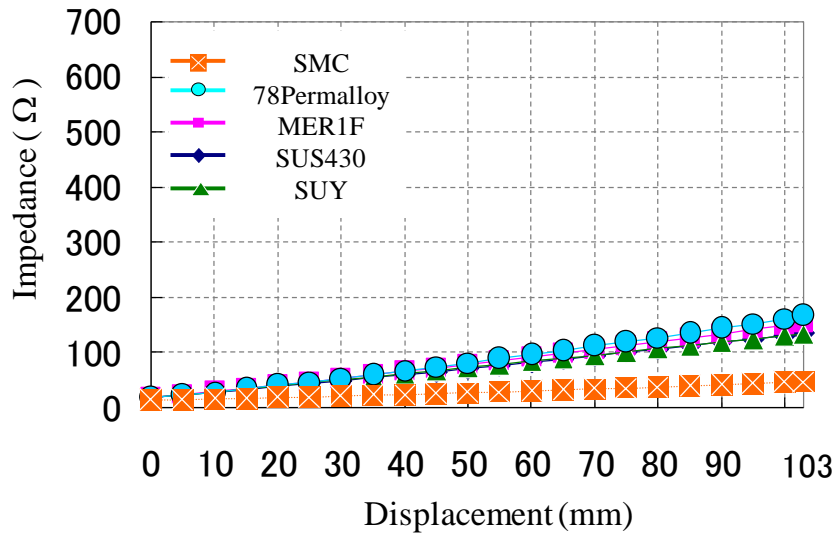


Fig.4.10 Real part of impedance of each core material against displacement

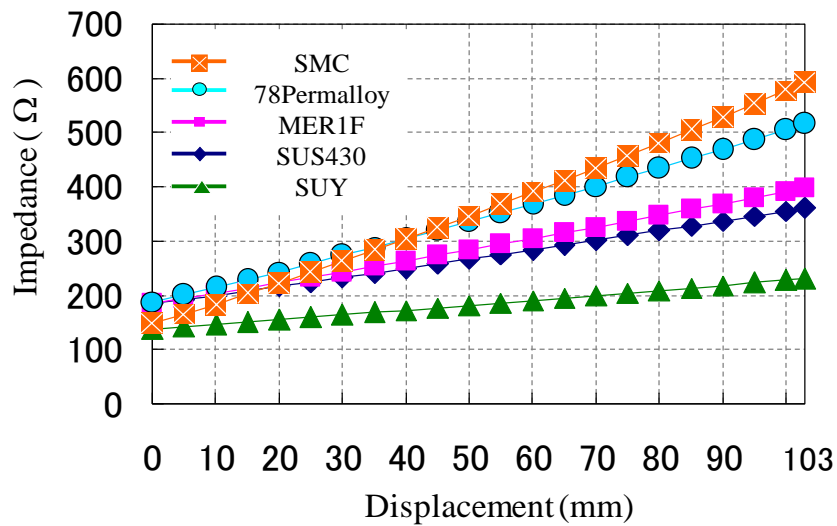


Fig.4.11 Imaginary part of impedance of each core material against displacement

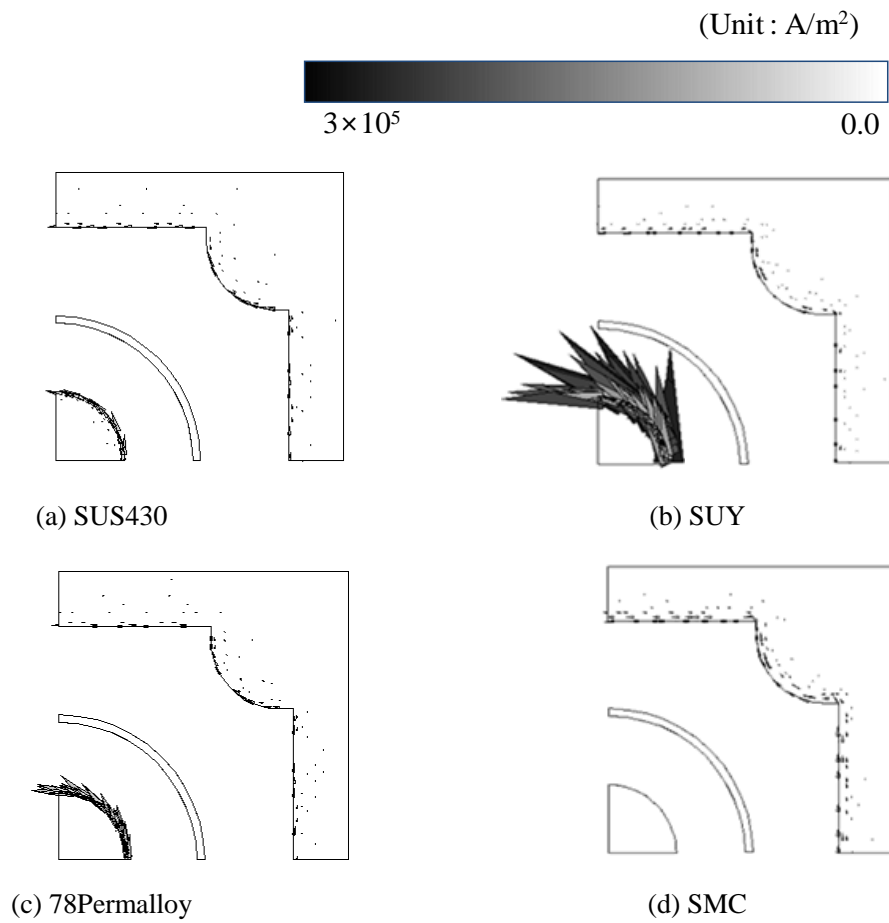


Fig.4.12 Eddy current density distribution of each core of position sensor
(Displacement 103 mm, Maximum value)

4.3.2 インピーダンスの直線性特性

Fig.4.9 より、変位に対するインピーダンスの直線性を評価した結果を Fig.4.13 に示す。

インピーダンス直線性は、測定より得られた変位とインピーダンスの関係を最小二乗法を用いて1次関数に近似したときの結果である。変位に対するインピーダンスの感度が最もよかった SMC コアの場合、最大変位 103 mm で直線性誤差が約 1.88%と最大誤差である。

コア材料の変更で変位に対する直線性が改善されることはなかった。単なる置き換えではなく形状変更などの工夫が必要である。

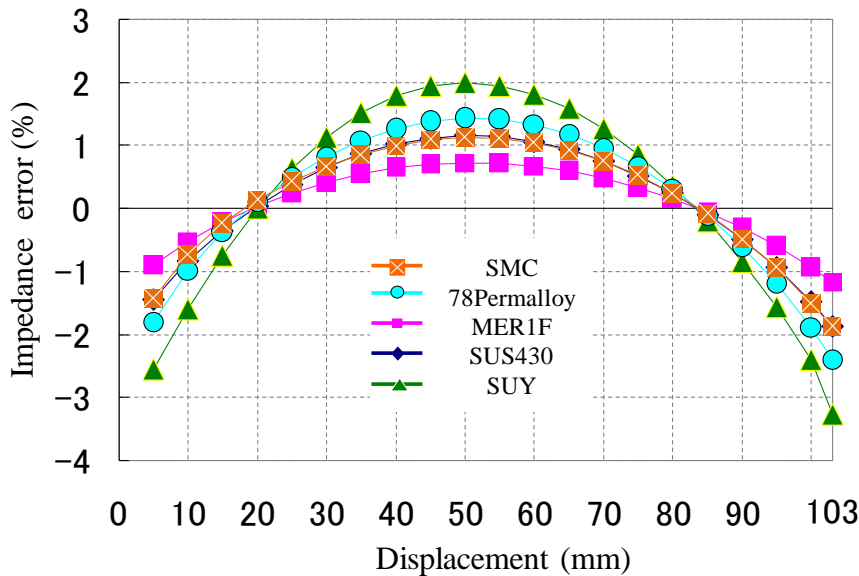


Fig.4.13 Impedance linearity of each core material against displacement

4.4 コア材料とインピーダンス特性の検証⁽⁴⁾

4.3節ではコア材料がSUS430のポジションセンサの測定結果を数値解析により良好な一致を確認した。ここではSUS430以外のコア材料を選定して実機による検証を行う。

低い透磁率にもかかわらず良い感度を見せたSMCと、78パーマロイの次に透磁率が高かったが最も低い感度を見せたSUYの2種類を選定した。解析結果と実機による測定結果の比較をFig.4.14に示す。

コア材料のSMCの場合、最大変位にて約7%の最大誤差が発生しているものの、両者は良好な一致を示している。その反面、SUYの場合は最大変位にて約16%の誤差が発生している。これはSUYの複素透磁率の周波数特性解析結果と測定結果の誤差が原因であると思われる。4.3節よりSUYは、低周波領域から高周波になるに伴い透磁率が激しく減少し、70 kHz付近ではSUS430やMER1Fよりも小さい値を有する。わずかな透磁率の差でも基準になる値（測定値）が小さいので、他の材料に比べてインピーダンス特性への影響が大きかったと考えられる。

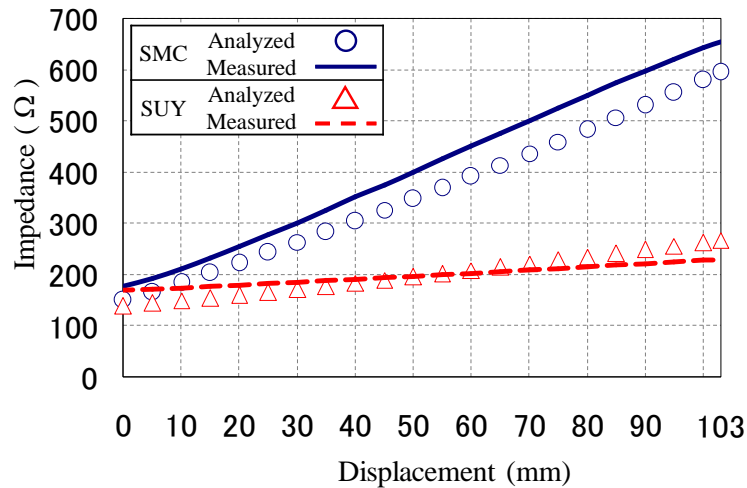


Fig.4.14 Comparison of impedance characteristics between analyzed and measured results (SMC, SUY)

4.5 結言

非接触磁気方式ポジションセンサのプロトタイプを用いて、本研究で提案する解析手法が複素透磁率の周波数特性解析のみならず、非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析にも有効な設計ツールであることを確認した。

さらに様々なコア材料を想定して数値解析を行い、材料特性がインピーダンス特性に及ぼす影響を明らかにした。特に透磁率のみならず導電率の低い、つまり渦電流の流れにくい材料が変位に対するインピーダンス感度に良いことがわかった。

最後に、低い透磁率にもかかわらず良い感度を見せたSMCと、78パーマロイの次に透磁率が高かったが最も低い感度を見せたSUYの2種類のコア材料を選定して、解析結果と実機による測定結果の比較を行い、多少の誤差が見られるものの、設計ツールとして有用であることを確認した。

参 考 文 献

- (1) 卯本 重郎：「電磁気学」，昭晃堂，1993
- (2) 裏 克己：「基礎 電磁気学」，共立出版，1997
- (3) 太田 智弘，平田 勝弘，光武 義雄，河瀬 順洋：“高周波磁気方式角度センサのインピーダンス特性解析”，電気学会論文誌 D，Vol.125，No.5，pp.426-431，2005
- (4) Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake, Yoshihiro Kawase and Byungjin Yoo : “Effect of Core Materials on Impedance Characteristics for Non-contact Linear Position Sensor”, Proceedings of the 14th ISEF2009, pp.279-280, 2009
- (5) Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake and Yoshihiro Kawase : “Effect of Core Materials of Non-contact Linear Position Sensor on Impedance Characteristics”, Proceedings of the 7th LDIA2009, PS4.7, pp.341-34, 2009

第5章 インピーダンス特性の改善設計

5.1 特性改善の背景

一般的に用いられた機械接触方式の接触不良や寿命などの信頼性の問題を解決するため、コンパクトなスペースで動作できる非接触磁気方式ポジションセンサの開発を行っている。このような磁気方式を用いて位置を検知する際、位置に対するインピーダンス変化の感度と直線性は重要なセンサの特性である。

本研究では、磁界現象の振る舞いをより正確に把握するために複素透磁率の概念を取り入れた解析手法を提案して、複素透磁率の周波数特性解析や変位に対するインピーダンス特性解析を行い、実機による測定結果と比較することで提案した手法の有効性を確認した。

さらに、本研究で提案するセンサの汎用性を考えると、インピーダンスの特性改善は必要不可欠であり、これらの特性に影響を及ぼす因子を把握することは、この先、磁気方式を用いたセンサもしくは応用において有益である。

5.2 インピーダンス感度の改善⁽¹⁾

5.2.1 実験計画法の応用

実験計画法は、パラメータの組み合わせを有効的に評価するため、また基本パラメータの影響を分析するために用いられている。パラメータの組み合わせを全て実験する実験計画である完全実施要因計画や、OFAT (One Factor at a Time) 法も設計手法として用いられるが、パラメータの数が増えると実験 (検討) する件数が大幅に増えてしまう⁽²⁾。これらに比べ、パラメータの組み合わせを全て検討せずに各々の影響を把握できることは、実験計画法の利点である。この実験計画法を用いて以下のインピーダンス特性の改善を行う。

5.2.2 センサの構成部品とインピーダンス感度

本研究で提案する非接触磁気方式ポジションセンサは、コア、コイル、シールドケースで構成される。

Fig.5.1 にポジションセンサの三次元有限要素モデルを示す。また Table 5.1 に構成部品の寸法示す。

まずコア材料は、真空のソレノイドに比べて磁界を大幅に増加させる効果があり、透磁率は高いほど強い磁界を発生させる。その一方、コア材料の導電率は渦電流の原因となる。本研究では、コア材料のこれらのパラメータがインピーダンス特性に及ぼす影響を検討し、「高い透磁率より低い導電率を有する材料を選定することが高感度のポジションセンサを設計するにおいて重要である」ことがわかった⁽³⁾。そのため、コア材料として、低い導電率を有する SMC を用いる。

磁界はソレノイドコイル内を流れる電流によって発生される。交流電圧を印加したコイルにコアを挿入すると、コアの変位によってインダクタンスと鉄損が増加する。インダクタンスはインピーダンスの虚部であり、式(5.1)と式(5.2)から鎖交磁束に関わる透磁率とソレノイドコイルの断面積に比例することがわかる。これらの影響はそれぞれコア径とソレノイド径のパラメータとして検討する。コア径は、ソレノイド内の占める割合によってソレノイドコイルの透磁率が変化する。またソレノイド径は断面積に関係がある。

$$\dot{\psi} = n\dot{\Phi} = L\dot{I} \quad (5.1)$$

$$\dot{\Phi} = \dot{B}S = \dot{\mu}\dot{H}S \quad (5.2)$$

ここで $\dot{\psi}$ は鎖交磁束数、 n はコイルの巻数、 $\dot{\Phi}$ は磁束、 L はインダクタンス、 i はコイルに流れる電流、 \dot{B} は磁束密度、 S はコイルの断面積、 $\dot{\mu}$ は透磁率、 \dot{H} は磁界の強さで、ドット(・)は複素数を表す。

シールドケースは、外部磁界による影響と励磁コイルからの漏れ磁束を低減させる役割をしている。ところが、シールドケースの内部表面を流れる渦電流もインピーダンス特性に影響を及ぼす。さらにコア材料と同様に、インピーダンスはシールドケースの材料にも影響される。なぜなら、渦電流は導電率に密接な関係を有しているためである。

この項では、センサを構成する部品のそれぞれがインピーダンス特性に及ぼす影響について述べた。設計パラメータとして、コイル径(A)、ソレノイド径(B)、シールドケースの内部表面の形状(C)および材料(D)を設定し、これらの水準をTable 5.2に示す。Fig.5.2に設計パラメータとして検討するシールドケースの内部表面の形状(C)を示す。シールドケースの材料特性(D)をTable 5.3示す。以上の設計パラメータ(A)~(D)以外の因子(コアの長さ、コイルの線径と巻数、またシールドケースの寸法)については、Table 5.1の緒言から変更せずに用いる。

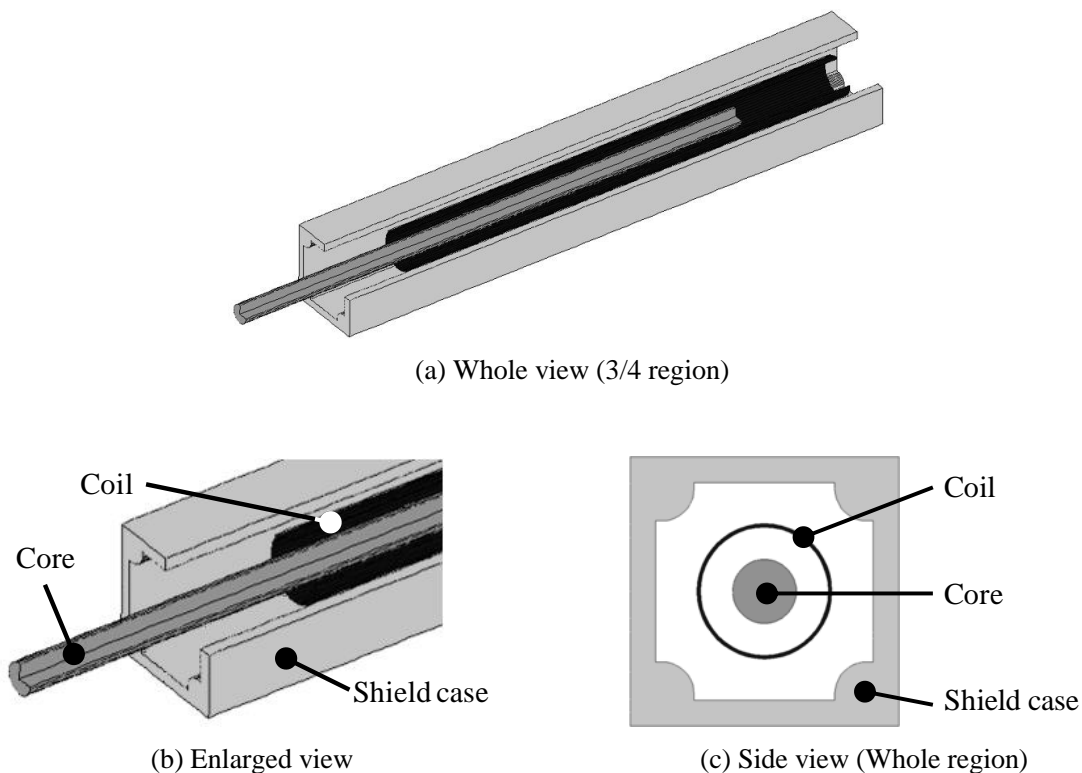


Fig.5.1 3-D analyzed model of contactless magnetic type position sensor

Table 5.1 Initial size of position sensor components

Component	Size ($\times 10^{-3}$ m)
Core (SMC)	$\phi 5.0 \times 147$
Coil	$\phi 0.28 \times 842$ Turns
Shield case	$21 \times 21 \times 157$ ($t = 2$)

Table 5.2 Experimental parameters and levels

	Parameters		Levels		
			1	2	3
A	Core diameter		$\phi 4$	$\phi 5$	$\phi 6$
B	Coil (Solenoid diameter)		$\phi 8$	$\phi 10$	$\phi 12$
C	Shield case	Internal shape	Shape 1	Shape 2	Shape 3
D		Material	Al	SUS430	SMC

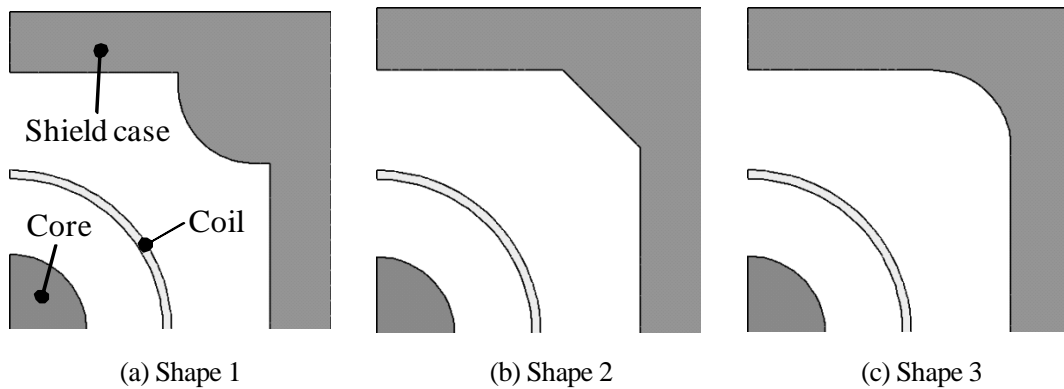


Fig.5.2 Internal shape of shield case (1/4 region)

Table 5.3 Material properties of shield case

Material	Relative CMP	Electrical conductivity σ (S/m)
Aluminum	1	3.4×10^7
SUS430	$246 - j 12$	1.4×10^6
SMC	$104 - j 1.7$	0.5

5.2.3 解析結果

変位 0 mm でのインピーダンスを Z_0 , 最大変位 103 mm でのインピーダンスを Z_M とした場合, これらの差分であるインピーダンス感度を ΔZ とする.

実験計画法の直交表およびインピーダンス感度の結果を Table 5.4 に示す. Fig.5.3 にはインピーダンス感度におけるパラメータの効果度を示す. またパラメータの効果度は式(5.3)より計算される.

$$\text{Sensitivity [dB]} = 10 \log_{10} (\text{Effect of each parameter level}) \quad (5.3)$$

Fig.5.3 より, 高い効果度を有するパラメータは D, A, B, C の順であり, 特にパラメータ D (シールドケースの材料) は他のパラメータと比較しても高い効果度を示した. これはインピーダンスの感度において, センサに用いる材料特性は, 形状より影響を及ぼす因子であることを意味する.

Table 5.4 の解析より最も高い感度が得られた組合せは ΔZ 5031 Ω の Case 20 (A3, B2, C1, D3) である. ところが, Fig.5.3 より各パラメータの中で有効な水準はそれぞれ A3, B1, C3, D3 である. このような差が発生した原因はインピーダンス感度 ΔZ がパラメータ間の相互作用の影響を受けるためである.

以下に解析結果より各パラメータの水準の評価を行う.

前項で述べたように, コア径 (A) とソレノイド径 (B) は鎖交磁束と関係がある. さらにインダクタンスも鎖交磁束の影響を受けており, これらは式(5.1)と式(5.2)からも推察できる. Table 5.4 の直交表とインピーダンス感度を見直した結果, パラメータ(A)と(B)の組合せで (A3×B1) が最も良い傾向であることを確認した. ソレノイド径とコイル径の差が小さいことで, ソレノイド内の透磁が上がるるとともに漏れ磁束を低減できる組合せである.

次に, シールドケースの材料 (D) は水準間に著しい変化を示している. 解析結果より, 高感度を示す上位 9 つは他のパラメータの水準に関係なくパラメータ水準 D3 (SMC) を含んでいる. 4.3 節のコア材料とインピーダンス特性の結果と同様に, シールドケースに流れる渦電流が少ない, つまり渦電流の影響が小さい材料が適している.

最後に, 適切なシールドケースの内部表面の形状 (C) はシールドケースの材料(D)によって異なる形状を採用するので, 数値解析によって確かめるしかない.

したがって, Table 5.2 の中で最適の組合せを見つけるためには, Table 5.4 に記載されていない組合せを追加解析する必要がある. 上記の各パラメータのまとめより, 有効な水準である(A3×B1×D3)を含む新しい組合せとインピーダンス感度の結果を Table 5.5 に示す.

Table 5.4 Experimental design matrix and results

Case	A	B	C	D	ΔZ
1	1	1	1	1	334
2	2	2	2	2	1613
3	3	3	3	3	4960
4	2	3	3	3	3654
5	3	1	1	1	373
6	1	2	2	2	1338
7	3	2	2	2	1816
8	1	3	3	3	2486
9	2	1	1	1	358
10	3	1	2	3	5007
11	1	2	3	1	289
12	2	3	1	2	1562
13	1	3	1	2	1267
14	2	1	2	3	3689
15	3	2	3	1	325
16	2	2	3	1	311
17	3	3	1	2	1699
18	1	1	2	3	2507
19	2	1	3	2	1703
20	3	2	1	3	5031
21	1	3	2	1	190
22	3	3	2	1	212
23	1	1	3	2	1407
24	2	2	1	3	3697
25	1	2	1	3	2510
26	2	3	2	1	204
27	3	1	3	2	1922

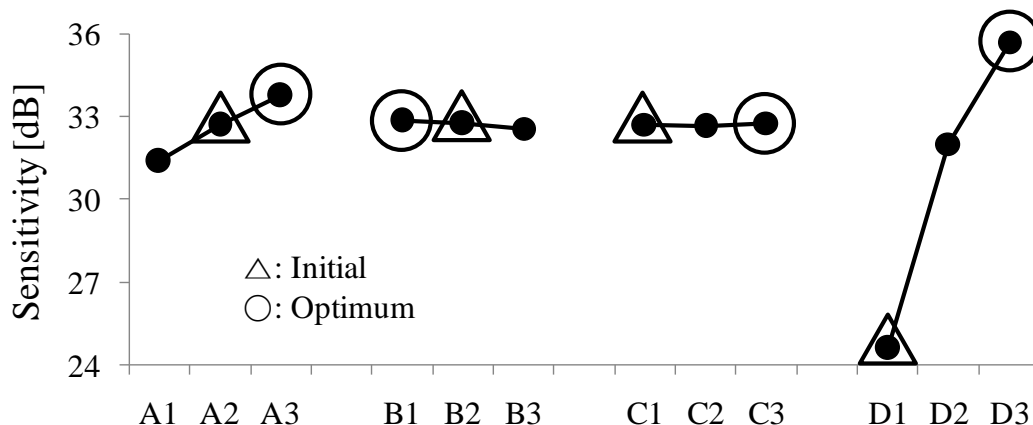


Fig.5.3 Effects of parameters on the impedance sensitivity

Table 5.5 Results of additional analysis

Case	A	B	C	D	ΔZ
Add. 1	3	1	1	3	5046
10			2		5007
Add. 2			3		4996

以上の実験計画と追加解析より、変位に対するインピーダンス感度が最も改善された組合せ(A3, B1, C1, D3)が得られた。初期設計である組合せ(A2, B2, C1, D1)と感度改善設計の組合せのインピーダンス特性結果を Fig.5.4 に示す。初期設計のインピーダンス感度は 445Ω であり、感度改善設計は約 11.3 倍の 5046Ω である。

Fig.5.5 に初期設計と感度改善設計の渦電流密度分布図を示す。

感度改善設計の場合は初期設計と比べて渦電流がほとんど流れておらず、このようにコアとシールドケースに、より低い渦電流が発生することがインピーダンスの高感度につながる事がわかる。

Fig.5.6 には、初期設計と感度改善設計の変位に対するインピーダンス直線性を示す。

直線性の誤差は最小二乗法を用いて 1 次関数に近似したときの結果である。初期設計は平均および最大誤差でそれぞれ約 0.8% と 1.7% が、感度改善設計では約 2.5% と 5.3% になった。Fig.5.5 より、感度改善設計ではコアとシールドケースに渦電流はほとんど発生しておらず、その結果、インピーダンス直線性に対するインダクタンスの影響が大きい。磁性体のコアを有するソレノイドコイルは、変位に対してインダクタンスが非線形な特性を有しているため、初期設計よりインピーダンス直線性の平均および最大誤差が大きくなった。

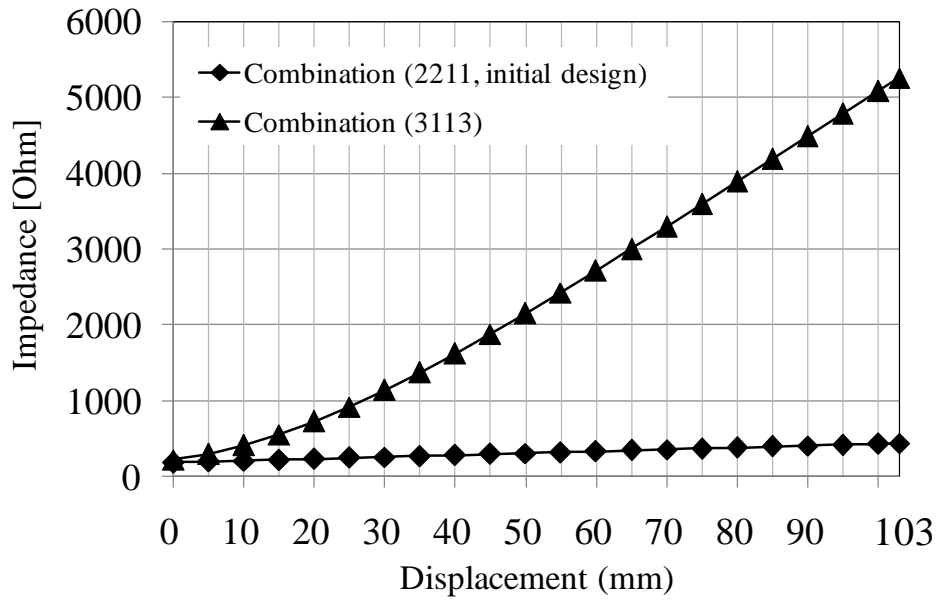


Fig.5.4 Impedance sensitivity versus displacement

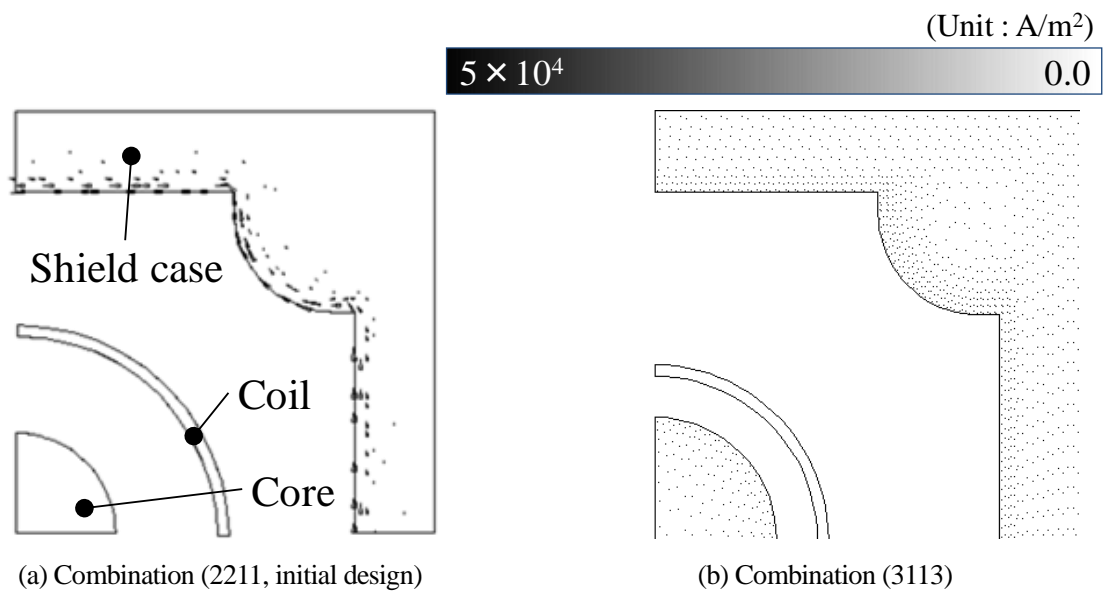


Fig.5.5 Eddy current distribution of position sensor
(Maximum, Displacement 103 mm, 1/4 region)

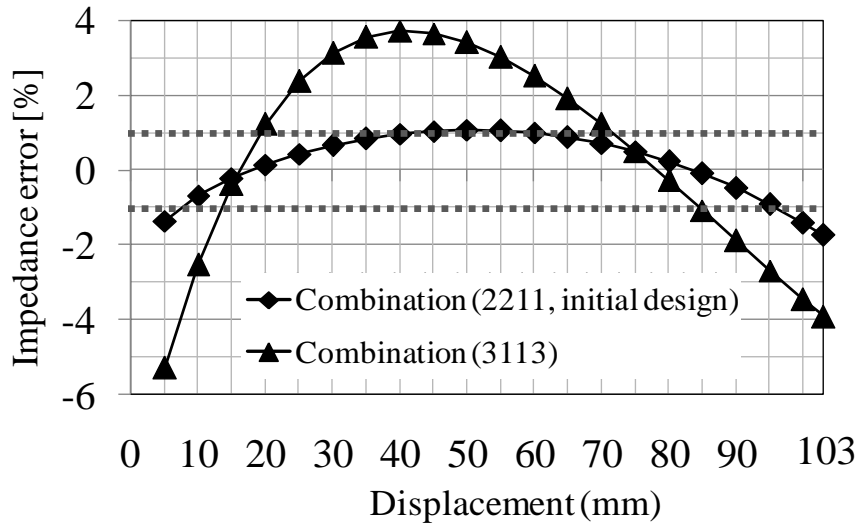


Fig.5.6 Impedance linearity against displacement

5.3 インピーダンス直線性の改善⁽⁴⁾

5.3.1 インピーダンス感度改善設計の考察

5.2 節のインピーダンス感度の改善の結果，初期設計に比べ 約 11.3 倍の感度で著しい改善を得られたが，インピーダンスの直線性の面では，初期設計の平均および最大誤差がそれぞれ約 0.8%と 1.7%から，感度改善設計では約 2.5%と 5.3%に増加している．この原因は，渦電流の低減よりインダクタンス成分が増えたが，磁性体のコアを有するソレノイドコイルのインダクタンスが変位に対して非線形な特性を示すため，インピーダンスの直線性の誤差が初期設計より大きくなった．

インピーダンスの虚部成分であるインダクタンスは，式(5.1)と式(5.2)から求まる．

$$\dot{\psi} = n\dot{\Phi} = L\dot{I} \quad (5.1)$$

$$\dot{\Phi} = \dot{B}S = \dot{\mu}HS \quad (5.2)$$

ここで $\dot{\psi}$ は鎖交磁束数， n はコイルの巻数， $\dot{\Phi}$ は磁束， L はインダクタンス， i はコイルに流れる電流， \dot{B} は磁束密度， S はコイルの断面積， $\dot{\mu}$ は透磁率， \dot{H} は磁界の強さで，ドット ($\dot{\cdot}$)は複素数を表す．

式(5.1)と式(5.2)よりインダクタンス L は，主に3つの因子(コイルの巻数 n ，コイルの断面積 S ，複素透磁率 $\dot{\mu}$)から決定される．例えば，センサの構成部品の形状や寸法の変更がないなら，コイルの断面積と複素透磁率は等しい．つまり，コイルの巻数を変えることでインダクタンスが調整できる．ところが，コイルは一様に巻かれるのが一般的である．

ここで、インピーダンスの直線性改善のために、巻線密度の概念を導入した。巻線密度とは、単位長さ当たりの巻数を意味する。本研究では、コイルを8つの領域に分割し、各々の巻線密度を調整し与えた。各領域の巻線密度の組合せは実験計画法を用いた。ただし、コイル巻数 (842 Turns) と全長 (130 mm) は等しくしている。

5.3.2 巻線密度の設定

実験計画法において設計パラメータは、分割されたコイルの各領域の巻線密度である。コイルの分割領域と巻数の水準を Table 5.6 に示す。

領域 g は他の領域より長い範囲を有するが、この領域でインピーダンスが一様に変化していたためである。この結果は、感度改善モデルを用いて、コアがソレノイドコイルの先端部変位 120 mm に到達するまで数値解析を行って得られた。ところが、これはインピーダンスの変化を確かめるものであり、本研究ではプロトタイプと同様に変位は 0 mm から 103 mm の範囲で評価する。

また端効果は、コイルの端領域での漏れ磁束が原因で発生する。しがたって、コイルの端領域の付近では漏れ磁束を補うために、より高い巻線密度を有するように調整した。

各領域におけるこの巻数は以下の式(5.4)～式(5.12)から計算される。

$$N_a = N_0(1 + 0.1n_a) = N_0\{1 + 0.1(n_b + a)\} \quad (5.4)$$

$$N_b = N_0(1 + 0.1n_b) = N_0\{1 + 0.1(n_c + b)\} \quad (5.5)$$

$$N_c = N_0(1 + 0.1n_c) = N_0\{1 + 0.1(n_d + c)\} \quad (5.6)$$

$$N_d = N_0(1 + 0.1n_d) = N_0\{1 + 0.1(n_e + d)\} \quad (5.7)$$

$$N_e = N_0(1 + 0.1n_e) = N_0\{1 + 0.1(n_f + e)\} \quad (5.8)$$

$$N_f = 1.5N_0(1 + 0.1n_f) = 1.5N_0(1 + 0.1f) \quad (5.9)$$

$$N_g = 6N_0(1 + 0.1n_g) = 6N_0(1 + 0.1g) = 6N_0 \quad (5.10)$$

$$N_h = 0.5N_0(1 + 0.1n_h) = 0.5N_0(1 + 0.1h) \quad (5.11)$$

$$N_{Total} = 13N_0\left(1 + 0.1\sum_{x=a}^h n_x\right) = 842 \text{ Turns} \quad (5.12)$$

ここで、 N_x は領域 x の巻数、 N_0 は全領域に基本的に巻かれる 10 mm 当たりのコイル巻数、 n_x は N_0 に追加される巻数、また “ $a \sim h$ ” はパラメータ水準である。

Table 5.7 に直交表と水準 (カッコ内は追加される巻数) を示す。そして Table 5.8 に各領域のコイル巻数を示す。

Table 5.6 Divided coil areas and parameter levels

Parameter	Area	Levels		
		Lv.1	Lv.2	Lv.3
<i>a</i>	-10 ~ 0	0	1	2
<i>b</i>	0 ~ 10	0	1	2
<i>c</i>	10 ~ 20	0	1	2
<i>d</i>	20 ~ 30	0	1	2
<i>e</i>	30 ~ 40	0	1	2
<i>f</i>	40 ~ 55	0	1	2
<i>g</i>	55 ~ 115	0	0	0
<i>h</i>	115 ~ 120	1	2	3

Table 5.7 Experimental design matrix and levels of added coil turns of each area

Case	A (n_a)	B (n_b)	C (n_c)	D (n_d)	E (n_e)	F (n_f)	H (n_h)
1	1 (0)	1 (0)	1 (0)	1 (0)	1 (0)	1 (0)	1 (1)
2	1 (5)	2 (5)	2 (4)	2 (3)	2 (2)	2 (1)	2 (2)
3	1 (10)	3 (10)	3 (8)	3 (6)	3 (4)	3 (2)	3 (3)
4	2 (5)	1 (4)	1 (4)	2 (4)	2 (3)	3 (2)	3 (3)
5	2 (7)	2 (6)	2 (5)	3 (4)	3 (2)	1 (0)	1 (1)
6	2 (6)	3 (5)	3 (3)	1 (1)	1 (1)	2 (1)	2 (2)
7	3 (6)	1 (4)	2 (4)	1 (3)	3 (3)	2 (1)	3 (3)
8	3 (8)	2 (6)	3 (5)	2 (3)	1 (2)	3 (2)	1 (1)
9	3 (7)	3 (5)	1 (3)	3 (3)	2 (1)	1 (0)	2 (2)
10	1 (6)	1 (6)	3 (6)	3 (4)	2 (2)	2 (1)	1 (1)
11	1 (5)	2 (5)	1 (4)	1 (4)	3 (4)	3 (2)	2 (2)
12	1 (4)	3 (4)	2 (2)	2 (1)	1 (0)	1 (0)	3 (3)
13	2 (6)	1 (5)	2 (5)	3 (4)	1 (2)	3 (2)	2 (2)
14	2 (5)	2 (4)	3 (3)	1 (1)	2 (1)	1 (0)	3 (3)
15	2 (7)	3 (6)	1 (4)	2 (4)	3 (3)	2 (1)	1 (1)
16	3 (7)	1 (5)	3 (5)	2 (3)	3 (2)	1 (0)	2 (2)
17	3 (6)	2 (4)	1 (3)	3 (3)	1 (1)	2 (1)	3 (3)
18	3 (8)	3 (6)	2 (4)	1 (3)	2 (3)	3 (2)	1 (1)

Table 5.8 Coil turns of each area

Case	N_A	N_B	N_C	N_D	N_E	N_F	N_G	N_H
1	64	64	64	64	64	96	387	39
2	83	83	78	72	66	89	332	39
3	97	97	88	78	68	83	292	39
4	82	76	76	76	71	92	326	43
5	93	87	81	76	65	81	326	33
6	90	85	74	62	62	90	339	40
7	87	77	77	71	71	87	328	44
8	97	86	80	70	64	91	322	32
9	95	84	72	72	61	84	335	39
10	86	86	86	76	65	87	324	32
11	81	81	76	76	76	91	324	37
12	82	82	70	64	58	88	351	47
13	86	81	81	76	65	91	324	38
14	86	80	74	63	63	86	344	46
15	92	86	76	76	70	86	324	32
16	93	82	82	71	66	82	328	38
17	89	78	72	72	61	89	336	45
18	97	86	75	70	70	91	321	32

5.3.3 解析結果

インピーダンス直線性の最大および平均誤差を Fig.5.7 に示す。直線性誤差は、最小二乗法を用いて 1 次関数に近似したときの結果である。最小二乗とは、特定の関数を用いて近似する際に、想定関数と結果の残差の二乗和を最小とするような係数を決定する方法である⁽¹⁾。

Fig.5.6 より、感度改善設計の変位に対するインピーダンス直線性の平均および最大誤差はそれぞれ約 2.5%と 5.3%である。Fig.5.7 からは Case 12 が最も低い誤差を示しており、それぞれ 0.8%と 1.6%である。

ソレノイドコイルの端領域の巻数を追加することで漏れ磁束を補おうと試みたが、目標のインピーダンスの直線性誤差±1%以下を満たせなかった。

端効果を減らすために、現在の端領域から離れた位置からコイルを巻き始めることが行われている⁽⁵⁾。そこで、領域 a を 10 mm から 15 mm と 20 mm に延長して評価した。それぞれ変位 -15 mm と -20 mm の位置からコイルが巻かれることを意味する。これらの最大および平均誤差を比較して Fig.5.8 に示す。領域 a の範囲 10, 15, 20 mm を区分すべく、以下にはそれぞれ領域 a_{10} , a_{15} , a_{20} と表記する。

初期設計, 感度改善設計および直線性改善設計 (Case 12+ a_{15}) のインピーダンス感度の比較をFig.5.9に示す. また, これらの全変位領域でのインピーダンス直線性を比較してFig.5.10に示す. 直線性改善設計 (Case 12+ a_{15}) は初期設計と比べ, 約11.8倍高いインピーダンス感度を有し, さらにインピーダンス直線性の平均および最大誤差はそれぞれ0.45%と0.96%に改善された. ところが, Case 12+ a_{20} は a_{15} より離れた位置からコイルを巻き始めたにも関わらず, インピーダンス直線性の誤差が増える結果となったが, これはコイルが全領域において一様に巻かれている場合に有効である. 本研究ではコイルの領域を分割して巻線密度を調整しており, 領域 a は他の領域よりコイルが多く巻かれてインピーダンスの変化が大きい. インダクタンスは鎖交磁束と比例関係であり, 鎖交磁束はコイルの巻数に影響されるが, a_{15} の場合に比べ, a_{20} は他の領域との間に磁束の粗密差が大きくなり, 誤差が広がった.

直線性改善設計 (Case 12+ a_{15}) のコイル諸元 (各領域の巻数と巻線密度) をTable 5.9に示す.

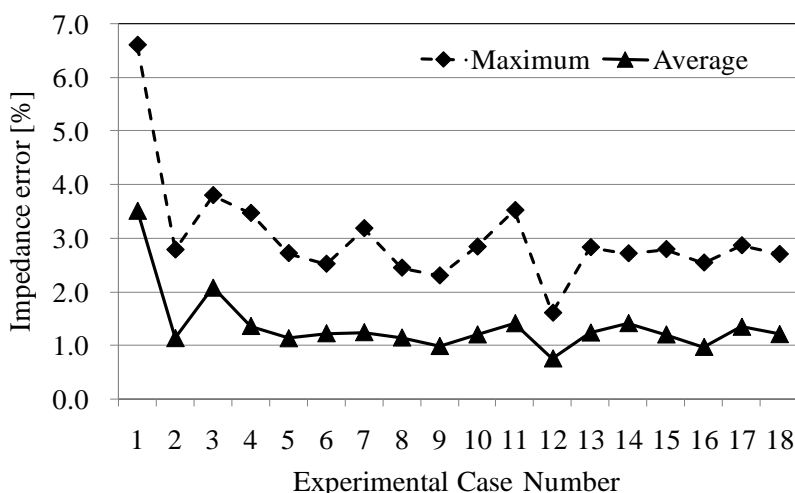


Fig.5.7 Maximum and average error of impedance linearity

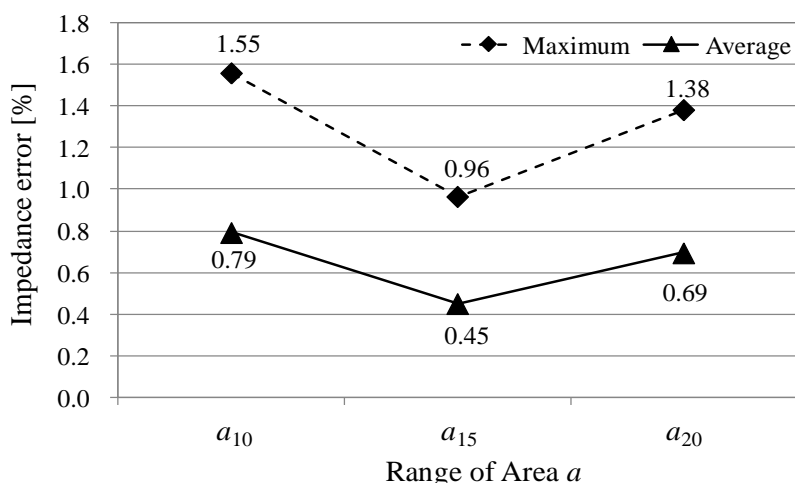


Fig.5.8 Impedance linearity error versus range of area a

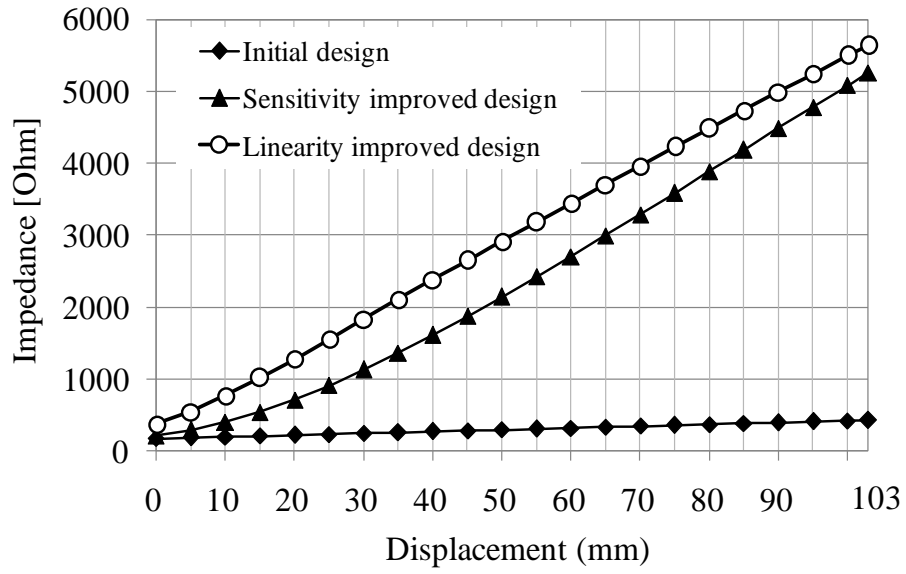


Fig.5.9 Comparison of the impedance sensitivity (initial, sensitivity and linearity improved designs)

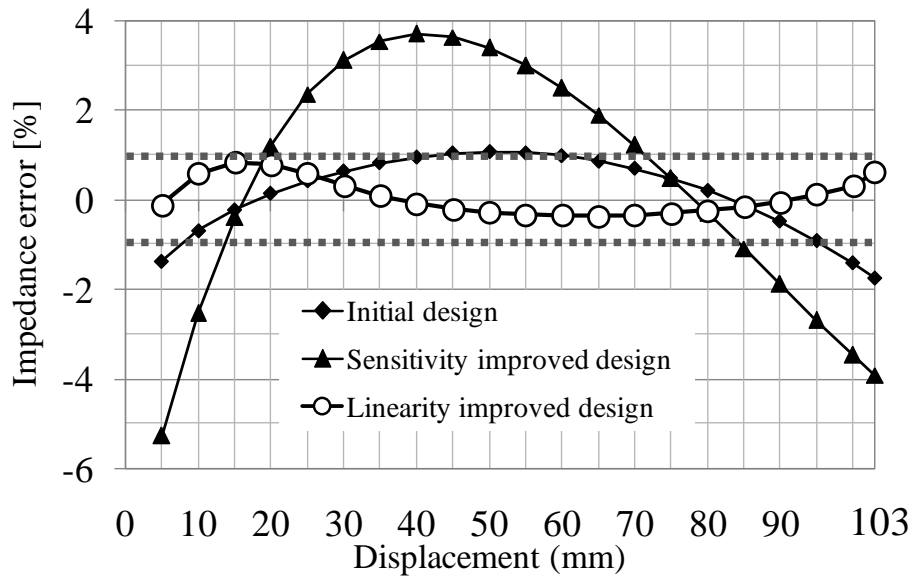


Fig.5.10 Comparison of the impedance linearity errors (initial, sensitivity and linearity improved designs)

Table 5.9 Coil specifications of the improved design

Area	-15~0	0~10	10~20	20~30	30~40	40~55	55~115	115~120
Coil turns	123	82	70	64	58	88	351	47
Winding density	8.2	8.2	7.0	6.4	5.8	5.8	5.8	9.4

5.4 結言

本研究で開発している非接触磁気方式ポジションセンサにおいて、位置に対するインピーダンス変化の感度と直線性は重要な特性である。磁界現象の振る舞いをより正確に把握するために複素透磁率の概念を取り入れた解析手法を用い、実験計画法を考慮することで、インピーダンスの特性改善を行った。

まず、変位に対するインピーダンスの感度は、初期設計の 445Ω から 5046Ω に約 11.3 倍改善された。ところが、最小二乗法によるインピーダンス直線性の評価では平均および最大誤差がそれぞれ約 0.8% と 1.7% から約 2.5% と 5.3% に大きくなった。これは、変位に対してインダクタンスの非線形な特性が大きく影響を及ぼしたためである。

次に、上記の感度改善設計をもとに、変位に対するインピーダンスの直線性改善を行った。実験計画法に加え、端効果の影響を減らすためにコイルの巻き始める位置も調整することで、インピーダンス直線性の平均および最大誤差はそれぞれ 0.45% と 0.96% に改善できた。さらにインピーダンス感度は初期設計より約 11.8 倍 (5250Ω) まで改善された。

以上の値は、実験計画法による改善設計であり、更なる特性の改善が期待できる。

参 考 文 献

- (1) S.-H. Yang, K. Hirata, T. Ota and Y. Kawase: "Impedance characteristics analysis for high-sensitive position sensor", International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.52, No.3-4, pp. 1655-1663, 2016
- (2) Padke M.S., Quality Engineering Using Robust Design. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1989
- (3) Seung-ho Yang, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake, Yoshihiro Kawase and Byungjin Yoo: "Effect of Core Materials on Impedance Characteristics for Non-contact Linear Position Sensor", Proceedings of the 14th ISEF2009, pp.279-280, 2009
- (4) Seung-Ho Yang, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota and Yoshihiro Kawase: "Impedance Linearity of Contactless Magnetic-Type Position Sensor", IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL.53, NO.6, pp.1-4, 2017
- (5) Andreas Neuber, Explosively Driven Pulsed Power, Springer, pp. 106-109, 2005

第6章 結論

本研究では、磁界現象の振る舞いをより正確に把握するために、複素透磁率を考慮した解析手法を提案し、設計応用のための高精度なシミュレータを開発した。一般的に普及されている解析ツールでは、パラメータを実数として取り扱うことがほとんどである。磁界解析におけるパラメータとして、磁性体の透磁率や導電率などが挙げられるが、特に透磁率は損失の影響により、磁界と磁束密度の間の位相がずれることで、複素の特性を示す。つまり、数値解析において透磁率の複素特性を考慮することは、実際の現象をより正確に検証するために有効である。

提案した解析手法の妥当性と有効性を確認するための解析対象として、非接触磁気方式ポジションセンサを選定した。センサに使われる磁性体の複素透磁率の周波数特性および非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性の実測と解析結果の比較より、提案した解析手法の妥当性および有効性が確認できた。

さらに、提案したセンサの汎用性を考え、インピーダンスの特性改善の設計を行った。

変位に対するインピーダンスの感度は、初期設計の 445Ω から 5046Ω に約 11.3 倍改善されたが、変位に対するインダクタンスの非線形性が大きいいため、インピーダンスの直線性は低下してしまった。この感度改善設計をもとに、変位に対するインピーダンスの直線性改善を行った。実験計画法に加え、端効果の影響を減らすためにコイルの巻き始める位置も調整することで、インピーダンス直線性の平均および最大誤差はそれぞれ 0.45% と 0.96% に改善できた。さらにインピーダンス感度は初期設計より約 11.8 倍まで改善された。以上の値は、実験計画法による改善設計であるため、最適化によって更なる特性の改善が期待できる。

本研究で得られた主要な結論を本文の順序に従って要約する。

本論文は、本章を含めた 6 章で構成された。

- ・ 第 1 章では、数値解析シミュレーションの現状について述べ、複素透磁率の概念を取り入れた新しい解析手法を提案した。さらに、解析手法の妥当性と有効性を確認するために、非接触磁気方式ポジションセンサを解析対象として選定し、その背景について説明した。
- ・ 第 2 章では、本研究の基礎となる一次四面体辺要素を用いた三次元有限要素法による解析手法について述べた。また、有限要素法による電流分布解析、磁界解析について述べるとともに、電気回路と磁気回路との連成解析法を示した。
- ・ 第 3 章では、提案した解析手法に取り入れた複素透磁率について説明し、トロイダルコイルを使った複素透磁率の測定原理また測定結果、考察を述べた。また、複素透磁率の周波数特性解析法を提案し、測定結果と解析結果の比較によって解析手法の有効性を確認した。

さらに、周波数応答解析は、同じ材質では透磁率を一定値として扱うが、磁束密度の大きさによって複素透磁率が空間的に非線形に分布する実際の振る舞いを再現し、その有効性を確認した。時間に対する磁束密度の線形的な変化のみならず、空間的に複素透磁率の非線形的分布を同時に考慮することで、より実測に近い解析結果を得ることができた。特に、磁性体内の磁束密度の粗密が大きく発生し、複素透磁率が空間的に非線形的分布をするほど有効であることが確認できた。

- ・ 第4章では、非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析について述べた。プロトタイプの測定結果を解析結果と比較して、提案した解析手法の有効性を確認した。さらに、第3章で得られた様々な磁性材料の複素透磁率の妥当性をもとに、コアの材料特性が非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性に及ぼす影響を解析し、最適な材質の特性が得られた。
- ・ 第5章では、実験計画法を用いて変位に対するインピーダンスの感度と直線性の特性改善設計を行った。インピーダンスの感度は、インダクタンス成分に大きく影響されており、コアやシールドケースに流れる渦電流を低減させることで改善できた。ところが、磁性体のコアを有するソレノイドコイルは、変位に対してインダクタンスが非線形な特性を示すため、インピーダンスの直線性の改善が不可欠である。

インピーダンスの直線性は、単位長さ当たりの巻数を意味する巻線密度の概念を取り入れ、コイルをいくつかの領域に分けて各領域の巻線密度を調整することで改善することができた。巻線密度を調整することで、変位に対する磁束を変化させることができ、インダクタンスがより線形的な特性を示すことができたためである。

- ・ 第6章では、本研究で得られた結果を総括し、結論を述べた。

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導とご鞭撻を賜りました、大阪大学大学院 平田勝弘教授に心から厚くお礼申し上げます。長年に渡る博士課程を最後まで見守ってくださり、励ましの言葉とご助言を頂きました。ここに深甚なる感謝の意を表す次第です。

些細な質問にも親切なご対応と有益なご助言を賜りました、大阪大学大学院 宮坂史和准教授に深く感謝いたします。

帰国している間の研究に関して多くの助言、助力を頂き大変お世話になりました、大阪大学大学院 新口昇助教に深く感謝いたします。

本研究の実験に関する多大なご援助と研究に関して貴重なご助言を頂きました、パナソニック株式会社 太田智浩様に心から感謝いたします。

博士論文の副査を引き受けて頂き、執筆する上で貴重なご助言を賜りました、マテリアル生産科学専攻 荒井栄司教授に深く感謝いたします。

また、大阪大学大学院工学研究科知能・機能創成工学専攻平田研究室の皆様には公私共々大変お世話になりました。深く感謝いたします。

本研究のまとめにおいて多大な力となり励ましを頂きました、妻 金河朧と息子 梁健律に深く感謝いたします。

いつの日も祈りで育ててくださり、日本への留学を決めたときから応援を賜りました、母 権順禮氏にここに書き表せないほどに深く感謝いたします。

そして色んな面から支援を賜りました、義父 金璟孝氏、義母 朴貞姫氏、伯母 朴貞玉氏、伯父 曹圭換氏に深く感謝いたします。

最後に、ここまで導いてくださった主イエスに、すべての栄光を捧げます。

研究業績

(1) 学術雑誌掲載論文

- [1] 梁 承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 河瀬順洋, “非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析”, 電気学会論文誌-E, Vol. 128 No. 11, pp.435-441, 2008.11
- [2] Seung-Ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshihiro Kawase, "Frequency Response Analysis Considering Nonlinear Distribution of Complex Magnetic Permeability and Employing 3D FEM", IEEJ Journal of Industry Applications, Vol.1, No.2, pp.89-94, 2012.7
- [3] Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshihiro Kawase, "Impedance characteristics analysis for high-sensitive position sensor", International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.52, pp.1655-1663, 2016.12
- [4] Seung-Ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, and Yoshihiro Kawase, "Impedance Linearity of Contactless Magnetic-Type Position Sensor", IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL.53, NO.6, pp.1-4, 2017.2

(2) 国際会議発表

- [1] Seung-Ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake and Yoshihiro Kawase, “Impedance Analysis Method for the Non-Contact Magnetic Position Sensor”, Proceedings of the 13th Biennial IEEE CEFC (Conference on Electromagnetic Field Computation), Greek, PA5-8, p.81, 2008.5
- [2] Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake, Yoshihiro Kawase and Byungjin Yoo, “Effect of Core Materials on Impedance Characteristics for Non-contact Linear Position Sensor”, Proceedings of the 14th International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering, Arras, France, pp.279-280, 2009.9
- [3] Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota, Yoshio Mitsutake and Yoshihiro Kawase, “Effect of Core Materials of Non-contact Linear Position Sensor on Impedance Characteristics”, Proceedings of the 7th LDIA2009 (International Symposium on Linear Drives for Industry Applications), Incheon, Korea, PS4.7, pp.341-344, 2009.9
- [4] Seung-Ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota and Yoshihiro Kawase, “Frequency Response Analysis Considering Non-linearity of Complex Magnetic Permeability employing 3-D FEM”, Proceedings of IEEE COMPUMAG 2011, Sydney, Australia, PA5.9, pp9-10, 2011.7
- [5] Seung-ho Yang, Katsuhiko Hirata, Tomohiro Ota and Yoshihiro Kawase, "Impedance Characteristics Analysis for High-Sensitive Position Sensor", Proceedings of ISEM2015 (17th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Awaji, Japan, PS1-64, 2015.9

- [6] Seung-ho Yang, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota, and Yoshihiro Kawase, "Impedance Linearity of Contactless Magnetic Type Position Sensor", Proceedings of CEFC2016(17th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation), Miami, Florida, U.S.A, WP012-9, 2016.11

(3) 国内発表論文

- [1] 梁 承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 河瀬順洋, “非接触磁気方式ポジションセンサのインピーダンス特性解析”, 電気学会回転機・静止器合同研究会 SA-07-72, RM-07-88, pp.11-16, 2007.9
- [2] 梁 承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 光武義雄, 河瀬順洋, “非接触磁気方向ポジションセンサのコア材料高周波特性評価”, 電気学会リニアドライブ研究会, LD-08-53, pp.13-18, 2008.10
- [3] 梁 承浩, 平田勝弘, 太田智浩, 河瀬順洋, “複素透磁率の非線形性を考慮した周波数応答解析”, 電気学会静止器回転機合同研究会, SA-11-15, RM-11-15, pp.5-9, 2011.1

付録. 実機検証による提案解析手法の有効性確認

本論文では、センサを構成する部品の寸法は変更することなく、コア材料に対する影響を数値解析で検討し、実測によって検証することで、提案した解析手法の有効性を確認するとともに、非接触磁気方式ポジションセンサのコア材料として適する材料特性の知見が得られた。

ここでは、センサの構成部品の材料を始め、寸法、コイルの巻き方などを同時に変化させて数値解析の検証を行う。プロトタイプと検証モデルの緒言を Table A.1 に示す。

コイルは、コイルを巻くボビンの径が異なる部品を用いて巻き直しており、この際、巻線密度の概念を考慮して階段状にコイルを巻いている。巻線密度 (Winding density) は単位長さ当たりの巻数を意味しており、Fig. A.1 に簡単に説明する。また、コア材は第 4 章で検証した SMC のコアを用いる。

Table A.1 Comparison of specifications

	Prototype	Validation model
Shield case	Aluminum	Aluminum
Coil	$\phi 0.28 \times 842$ Turns	$\phi 0.29 \times 883$ Turns
Winding density	Fixed (Fig. A.1(a))	Unfixed (Fig. A.1(b))
Coil bobbin	$\phi 10$	$\phi 9$
Core (Mover)	SUS430	SMC

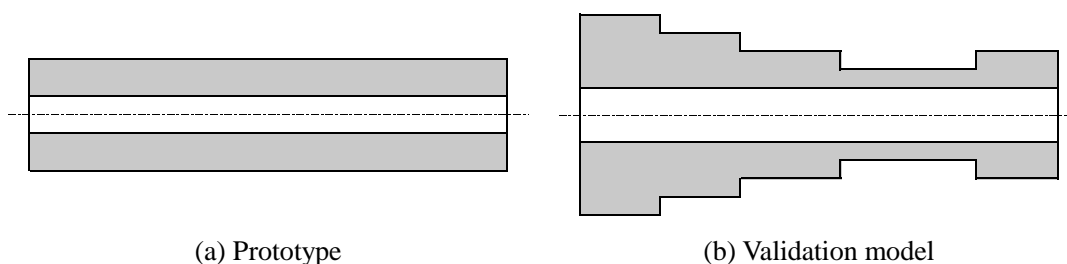


Fig. A.1 Shape comparison of wound coil

検証モデルの測定結果と解析結果の比較をFig. A.2に示す。変位5 mmにて約5.7%の最大誤差が発生しているものの、両者は良好な一致を示していることがわかる。

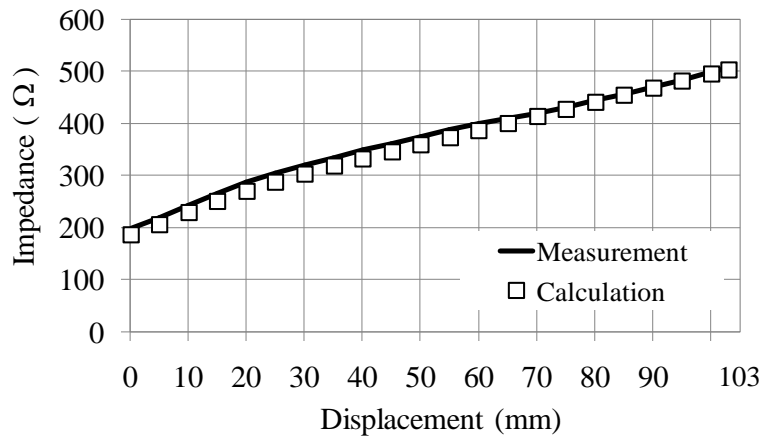


Fig. A.2 Impedance characteristics of validation model against displacement

Fig. A.2 より、変位に対するインピーダンスの直線性を評価した結果を Fig. A.3 に示す。インピーダンス直線性の平均および最大誤差は、解析結果はそれぞれ 1.8%, 4.3%であり、測定結果はそれぞれ 3.0%, 6.3%で、多少誤差はあるものの傾向はよく再現できている。

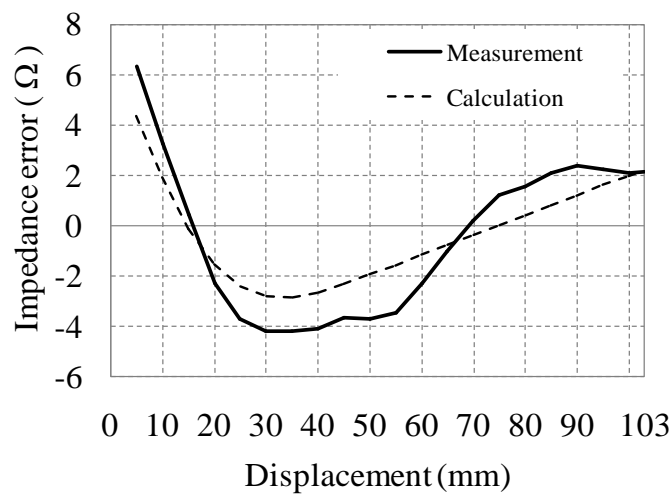


Fig. A.3 Impedance linearity of prototype against displacement

以上より、提案する解析手法は、数値解析による設計の検討に有効であるといえる。