特集 電磁非破壊検査工学の体系化

先進漏洩磁束探傷法に関する最近の研究動向

Recent progresses in studies on the advanced magnetic flux leakage testing

Ovidu Mihalache	(核燃料サイクル開発機構)	陳 振茂	(普遍学国際研究所)		
宮 健三	(普遍学国際研究所)				
	Ovidu MIHALACHE	Member			
	Zhenmao CHEN	Member			
	Kenzo MIYA	Member			

1 はじめに

漏洩磁束探傷法 (MFLT: Magnetic Flux Leakage Testing) は主に強磁性材料からなる構造物の表面欠陥 の検査に適用されてきた [1]. 欠陥の存在によって磁性 材料内部に浸入した磁束の流れが乱され,一部の磁束 が材料表面から空間に漏洩し,それを測定することで 欠陥を検出するというものである.これが漏洩磁束探 傷法の基本原理である.漏洩磁束探傷法は比較的に新 しい欠陥探傷法であるが,鉄鋼生産ラインの品質検査, 石油やガスのパイプラインの供用期間中検査などに適 用されている.しかしながら,磁束漏洩法では主に欠 陥の有無を検出することに主眼が置かれており,維持 基準の適用に不可欠な欠陥のサイジングを行うことは いまのところ困難な状況にあるというのが現状である.

磁束漏洩探傷法は主に磁性体の表面,表層き裂の検 査に適用している.最近,外面欠陥検査への適用や,常 磁性材料の溶接部における欠陥検査への適用などに関 して研究が進んでいる.その一つとして,残留磁化に よる漏洩磁束信号を用いた欠陥検査及び形状同定が行 なわれている[2].また,数値解析(順解析)手法の向 上,人工知能法または物理モデルに基づいたサイジン グ技術の確立など,漏洩磁束探傷法に関わるさまざま な研究が現在めざましく進展している[3][4][5].本論 文では,非線形,履歴性を考慮した漏洩磁束信号の順 解析手法及び欠陥形状の逆同定手法の開発に関するい くつかの最新の研究成果についてその概要を解説する.

本論文は次のような構成になっている. 第2章に おいて材料の非線形性及びヒステリシス性を考慮でき る磁気分極法に基づいた順解析手法を解説し,その妥 当性の検証について若干述べる. この順解析手法に基 づけば、直流/交流漏洩磁束信号および残留磁化による 漏洩磁束信号などの数値シミュレーションを実行する ことができる. 第3章では、ニューラルネットワーク に基づいた漏洩磁束信号から欠陥形状を同定する逆解 析手法を紹介する. この逆解析手法の妥当性を実証し た数値シミュレーションで得られた磁束漏洩信号を用 いた逆解析結果についてこの章において説明する. 最 後にまとめ及び技術開発における問題点を第4章に述 べる.

2 磁気分極法に基づいた順解析手法

先に述べたように、漏洩磁束信号のシミュレーショ ンには材料の磁気特性の非線形性、履歴性を考慮する 必要がある.いままで、さまざまな解析手法が開発さ れてきたが、本節では磁気分極法及びポッターモデル に基づいた有限要素境界要素併用法について解説する. 強磁性材料を解析対象としたため、有限要素及び境界要 素による離散化式の接合には材料内部の表面磁化電流 $(n \times M)$ を考え、 $\partial A_1 / \partial n - \mu_0 M \times n = \partial A_2 / \partial n$ を適用した.ここで、 A_1, A_2 はそれぞれ磁性材料領 域及び空気領域の磁気ベクトルポテンシャルであり、 n は両者の境界面における外法線ベクトルである.次 にベクトルポテンシャル A に基づいた直流磁束漏洩 問題の支配方程式の導出及び FEM - BEM 離散化の 結果、非線形問題を解く反復計算アルゴリズム、およ びポッターモデルを用いたヒステリシス特性の考慮に ついてそれぞれ解説する. 最後に計算結果及び測定結 果との比較によって、磁気分極法に基づいた順解析手 法の妥当性を検証する.

3 支配方程式の導出

磁性体を解析対象とした場合,磁束密度 B と磁場 の強さ H との関係は材料中の磁化を M,真空の透磁 率を μ_0 とすると,

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

と表される. ベクトルポテンシャル $\mathbf{A} \in \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ で定義すると,式(1)は

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \tag{2}$$

となる.式(2)および、 $\partial \mathbf{D}/\partial t = 0$ (静磁界)を考慮 すると、アンペアの法則($\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D}/\partial t$)は

$$abla imes \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}\right) = \mathbf{J}$$
 (3)

となる. 解を一意に決定するためにクーロンゲージ ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)を用いることで,最終的に非線形静磁界 問題の支配式

$$-\frac{1}{\mu_0}\nabla^2 \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{M} \qquad in \quad \Omega_F \quad (4)$$

$$\frac{1}{\mu_0}\nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_0 \qquad in \quad \Omega_0 \quad (5)$$

が得られる.ただしここで、 Ω_F は磁性体領域、 Ω_0 は 空気領域をそれぞれ表すものとし、また J_0 はコイル などによる外部強制電流である.Fig.1 に解析領域の 概念図を示す.



Fig. 1: Configuration of the FEM-BEM problem.

材料の非線形性を表す構成関係は

$$\mathbf{H} = F(\mathbf{B}) \tag{6}$$

と書くことが多い.式(5)実際の数値計算に適用する 磁化と磁束密度の関係は式(6)に基づいて次のように 表すことができる.

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - F(\mathbf{B}) = G(\mathbf{B}) \tag{7}$$

有限要素領域と境界要素領域との境界条件としては

$$\mathbf{A}|_{FEM} = \mathbf{A}|_{BEM} \tag{8}$$

$$\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} - \mathbf{M} \times \mathbf{n}|_{FEM} = \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}}|_{BEM} \qquad (9)$$

を適用する [6].

磁性体を含む導体領域 Ω_F において有限要素法,その境界面外の空気領域 Ω_0 を境界要素法を用いて離散 化し,得られた方程式を上記境界条件を用いて接合す ると次のシステム方程式が導出することができる.

$$[P][K] \{\mathbf{A}\} = [D][G]^{-1} \{\mathbf{F}_0\} + [S] \{\mathbf{M}\} \quad (10)$$

但し, [P], [K], [D], [G], [S] は係数行列であり, $\{A\}$ は各節点におけるベクトルポテンシャル, $\{F_0\}$ は外 部電流によるポテンシャル, $\{M\}$ は各節点における 磁化ベクトルである.

上記方程式は線形方程式のように見えるが,磁化 ベクトル {*M*} は磁気ベクトルポテンシャル {*A*} の 非線形関数なので,普通の直接解法は式 (10) からポ テンシャル A を解くことが困難である.そこで,構 成関係を直接に式 (10) に代入する変わりに, Mを未 知の外部ソースとして取り扱う手法が考案されている [7][8]. 即ち,磁化 M を既知 (想定する) として式 (10) から A を求め,構成関係式 (7) を利用して M を 修正していく反復計算法である.この手法は非線形問 題を線形化し,また反復計算の収束性を保証している という特徴がある.次にこのアルゴリズムの基本手順 を説明する.

3.1 解法の手順

Step1 磁性体内部の磁化 M^0 を全て0とする.

Step2 外部コイルに流れる電流及び材料内部の磁化 によって作られる磁場を外部磁場とし、式 (10)を用 いて磁性体内部の磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A}^i の分 布を求める.ここで、iは反復計算の回数を表す.

Step3 求められた磁性体内部の \mathbf{A}^i より、磁性体が作る磁場を計算する.

(73)

73

Step4 コイルが発生する磁場に Step3 で新たに求められた磁場を加えた全磁場から構成関係 (7) 式を用いて磁性体中の \mathbf{M}^i を再計算する.

Step5 得られた \mathbf{M}^i を修正前の値 \mathbf{M}^{i-1} と比較し,

$$\begin{aligned} ||\Delta \mathbf{M}^{i}|| &= ||\mathbf{M}^{i} - \mathbf{M}^{i-1}|| \\ &= \sqrt{\int_{\Omega} (\mathbf{M}^{i} - \mathbf{M}^{i-1})^{2} d\Omega} < \varepsilon (11) \end{aligned}$$

であれば収束したものとして計算を終了する. ここで ε はあらかじめ決定した閾値である.

Step6 Step6 での収束判定基準が満たされなかった 場合, Step2 に戻り,反復計算を行う.

磁性体外部の磁束密度は、磁性体内部の磁化、表 面磁化電流、そしてコイルによるものの3つのソース を考慮することで

$$\mathbf{B}(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_{FEM}} \frac{(\nabla \times \mathbf{M}) \times \mathbf{R}}{R^3} dV \\
+ \int_{\Gamma_{FEM}} \frac{(\mathbf{M} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{R}}{R^3} dS \\
+ \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_0} \frac{\mathbf{J}_0 \times \mathbf{R}}{R^3} dV \quad (12)$$

と計算される.

3.2 ポッターモデルを用いた残留磁束信号の計算

実際の磁性体中の B と H との関係は,非線形で あるだけではなく,外部磁場の履歴にも依存する.磁 性体内部に生じる残留磁化は履歴性の代表的な例であ る.これはヒステリシス性と呼ばれている現象である が,残留磁化などを正しく計算するためには,考慮し なくてはいけないものである.

ここでは外部磁場を取り去ったときの磁性体内部 に残された磁化,すなわち残留磁化の数値計算を行う ための手法について解説を行う.

ヒステリシス曲線の近似には,ポッターモデルと 呼ばれている近似式 [9],

$$\frac{M}{M_s} = \operatorname{sgn}(\alpha) - \alpha \left[1 + \operatorname{tanh}\left(\frac{H_c - H\operatorname{sgn}(\alpha)}{H_c} \operatorname{tanh}^{-1}\left(\frac{M_r}{M_s}\right)\right)\right] \quad (13)$$

を採用した. ただしここで M_r , M_s , H_c はそれぞれ 残留磁化, 飽和磁化および保持力を表すものであり, α はヒステリシス曲線の位置によって決定される, 曲率 を決定する係数である.初期磁化曲線においては, α は

$$\alpha = \begin{cases} 1/(1 + M_r/M_s) & , \mathbf{H} \ \text{iff} \\ -1/(1 + M_r/M_s) & , \mathbf{H} \ \text{iff} \end{cases}$$
(14)

と与えられる. これより, α は [-1,1] をとり, また B - H座標面の第1象限においては正, 第3象限においては負となる値であることがわかる. メジャーループの場合は $\alpha = \pm 1$ に対応するものであり,通常のヒステリシスループは $\alpha = \pm S$, -1 < S < 1に対応したものである.

外部磁場を取り除く場合に適用する B – H カーブ は次式で表される α' を式 (13)中の α と置き換えた

$$\begin{aligned} \alpha' &= -\left\{ 2\text{sgn}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh\left(\frac{H_c - H_m \text{sgn}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1}\left(\frac{M_r}{M_s}\right) \right) \right] \right\} / \\ &\left(1 + \tanh\left[\frac{H_c + H_m \text{sgn}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1}\left(\frac{M_r}{M_s}\right) \right) \right] (15) \end{aligned}$$

を用いることとする. これにより, 材料物性値 M_r , M_s , H_r , H_m が既知であれば残留磁化の数値計算に ヒステリシスの影響を考慮することが可能となる.

3.3 数値解析結果と実験値の比較

上記解析手法を検証するために,作成した計算コードを用いて Fig.2 に示す探傷システムを解析し,実験データとの比較を行った.

まず,純鉄制のヨークを溶接部モデルの着磁に適 用した場合の磁束密度の分布を計算した.磁束密度の 計算箇所は Fig.2 に示す.漏洩磁束密度はホール素子 を用いて実際にも測定した.Fig.3 には走査線におけ る Bz の計算値及び測定値を示す.計算結果として体 積分法を用いた結果も示している.材料の磁気異方性 などは数値計算に考慮していないことを考えれば,計 算値は実験値と良好な一致が得られたと見なすことが できる.

次に,残留磁化の計算結果を示す.Fig.2に示した 純鉄製の磁気ヨークを用いて試験体平板を励磁し,磁 気ヨークを取り去った後試験体中央部に設けられた人 工欠陥付近での漏洩磁場を計算した.試験体は F82H 鋼製の平板であり,欠陥は長さ15 mm,幅0.5 mm, 深さ3 mm,6 mm,9 mmの3種類の半楕円形状 EDM ノッチである.欠陥の長さ方向に沿った漏洩磁 束密度の水平成分の分布を Fig.4 に示す.図中太線が

74

解析コードにより得られたシミュレーション結果であ り,細線が実験結果である.実験値はやや緩やかなも のとなっているが,シミュレーションと実験との,良 好な一致が得られているのが確認できる.



Fig. 2: Configuration of the testing system and the location of measurement.





4 人工知能法を用いたき裂形状の再構成

欠陥形状の逆同定には、さまざまな方法が提唱され ている [10][11][12]. その中に漏洩磁束信号と欠陥形 状間に存在する写像そのものをニューラルネットワー クを用いて求め、欠陥形状の逆解析に適用する手法に 関する研究は最近活発に行なわれている. 上記写像を 求めるには大量の探傷信号-欠陥形状に関するデータ セットが必要である. このようなデータセットを測 定するには欠陥生成及び実機測定の点からして不可能 である. 一方,前節で説明した順解析コードはデータ セットの作成に簡単に適用することができる. 更に順 解析の高速化によって計算時間の短縮を図ることも可



Fig. 4: Comparison between the numerical and measured results for the case of residual magnetic field.

能である.作成した探傷信号-欠陥形状に関するデー タベースをニューラルネットワークに与えてデータ間 の写像を学習・検証させば、逆解析用のネットワーク が得られる.次にこの手法の基本的なやり方について 説明する.

4.1 ニューラルネットワークの概要

逆解析に適用するニューラルネットワークの構成を Fig.5 に示す. 隠れ層を1層持つ階層型構造のニュー ラルネットワークであるが,加えて入力層が出力層へ 直接結合しており,これによって写像の線形性をより 効果的に表現することができるようになっている.ま た,ネットワークを小型化するために,隠れ層のユ ニット数を,学習開始時には1つから始め,学習が 進むにつれて徐々に増加させていく手法をとることと する.ニューロン間の結合強度および閾値を決める学 習アルゴリズムは通常の誤差逆伝播法ではなく,最小 二乗法に基づく学習アルゴリズムを適用する[13][14]. 具体的に,ネットワークのパラメータを

$$\begin{bmatrix} \mathbf{X} & f_1(\mathbf{X}\mathbf{W}_{ih}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{W}_{io} \\ \mathbf{W}_{ho} \end{bmatrix} = f_2^{-1}(\mathbf{Y}) \quad (16)$$

によって直接的に求める.ただしここで、Y および X は学習データにおける入出力ベクトルであり、非線形 関数 f_1 , f_2 はそれぞれ隠れ層と出力層のニューロン の伝達関数を表すものとする.本研究においては、 f_1 , f_2 ともに関数

$$f(x) = \frac{1 - \exp(-\beta x)}{1 + \exp(-\beta x)} \tag{17}$$

とした. β はこの関数の勾配を決定するパラメータで あるが、学習とともに増加させていくものとする.ま た、 \mathbf{W}_{ih} , \mathbf{W}_{io} , \mathbf{W}_{ho} はそれぞれ、入力層と隠れ層、 入力層と出力層、そして隠れ層と出力層間の結合強度 である.式(16)は未知変数の数と方程式の数が異なる マトリックス方程式であるため、解[\mathbf{W}_{io} \mathbf{W}_{ho}]を 決定するためには、最小自乗法及び特異値分解法を適 用する.



Fig. 5: The neural network architechture.

4.2 主成分分析法による特徴量抽出

ニューラルネットワークに測定データを直接に入力 することではなく、測定データの特徴量を入力すれば 学習の効率の向上及び再構成精度の改善に繋がる.主成 分分析法 (Principal Component Analysis: PCA) は特徴量抽出ための有効な手法の一つである.具体的 な手順は、まず最初に、各列が測定信号ベクトルから 成る行列 Y に対し、

$$\mathbf{C} = \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^{\mathrm{T}} \tag{18}$$

によって共分散行列 C を求める. C は対称行列であ り、全て正の固有値を持つという特徴がある. 上記行 列の各固有ベクトルは互いに直交することになってお り、座標ベクトルとすればデータ空間の新たな座標系 になる. 各測定データベクトルはデータ空間の中の点 に対応し、この新しい座標系におけるデータ点の座標 は PCA で抽出した各特徴量になる. これらの各特徴 量の持つ情報が最も独立である.

4.3 欠陥形状のパラメータ化

欠陥形状の取り扱い方法を Fig.6 に示す.対象欠陥を幅一定の平面き裂と想定し,欠陥領域を直方体の

微小領域に分割する. 欠陥内領域の直方体を -1, 欠 陥外のものを 1 と表して, 欠陥領域をパラメータ化す る. Fig.6 には単位要素の大きさは長さ方向 1 mm, 幅 0.5 mm, 深さ方向 5 mm(厚みの 20%) とし, 対 象とする領域全体を長さ方向 9, 幅方向 1, そして深 さ方向 5 の計 9 × 1 × 5 = 45 の要素に分割する. こ れは欠陥の形状を 45 のパラメータで表現することを 意味する.

Base material Crack									
\square	/	7	7	/	7	/	7	/	
-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	
-1	·····		_1		_ 1	1	1	1	
-1.			-1	1	-1	-1	1_	-1	
-1		<u> </u>	1	<u></u>]	<u> </u>	-1	-1	-1	
1		1		1			1	і. Т	

Fig. 6: Schematic for the crack parameterization.

4.4 逆解析結果

ネットワーク学習時間の短縮及び過学習防止のた め、ここではデータベースを3分割し、それぞれ異 なった用途に用いる.第1のデータ群は直接ネット ワークの学習、すなわちニューロン間の結合強度の決 定に用いられるものである.第2のデータ群は評価用 データと呼び、評価用データに対する誤差が最小となっ た時点でネットワークの学習が終了したとみなす.残 るデータがネットワークにとって未知データであり、 これらを用いて再構成の精度の検証を行う.

学習時のデータに人工的にノイズを混入させること によって、データの量を増加させるとともに、よりな めらかな写像をネットワークによって実現することが 可能となる.この場合のポイントの一つはよいノイズ を加えることであるが、白色ノイズを用いることは一 つの選択肢である.

Fig.7 に外面欠陥に関する再構成結果を示す. 但 し, (a) が真の欠陥形状であり, (b) が再構成結果と なっている. 学習に用いたデータセット数は 200 で ある. 上記結果より,外面欠陥に対しても再構成はか なりの高精度で行われていることが確認できる.

5 まとめ

本論文では,漏洩磁束探傷法の最近の動向,主に 解析技術の新進展について解説した.順解析では,磁 気分極法を非線形性の対応に,ポッターモデルをヒス テリシスの考慮に適用した有限要素境界要素併用法の 原理と検証,逆解析には,ニューラルネットワーク法 に基づいた手法の詳細を説明した.提案した順解析手 法は非線形問題及び残留磁化の計算に有効であること が実証したが,着磁装置の走査のシミュレーションや, マイナーループの対応の仕方など課題が数多く残って いる.一方逆解析の手法は人工欠陥(EDM ノッチ)を 対象としたが実際の欠陥の検査への適用にはさらなる 努力が必要であると考えられる.



(a)true shape

(b)reconstructed shape

Fig. 7: Comparison of reconstruction results for OD cracks.

参考文献

- [1] 塚田, 漏洩磁束探傷試験法, 非破壊検査, Vol.49, No.11 (2000), pp.746-751.
- [2] O.Mihalache, Direct and inverse analysis in nondestructive testing of ferromagnetic materials, Univ. of Tokyo doctoral dissertation, (2000).
- [3] O. Mihalache, G. Preda, K. Demachi and K. Miya, Crack reconstruction in ferromagnetic materials using nonlinear FEM-BEM scheme

and nerual networks, it Proc. of ENDE 2000, (2000).

- [4] 藤原,鈴間,坂本,交流漏洩磁束探傷における 数値解析技術の開発,非破壊検査,Vol.47,No.2 (1998), pp.127-212.
- [5] 後藤,橋本,磁性管 ECT の未飽和領域によるノイズ低減数値解析法,電学論 A, 117-A(7), (1997), pp.761-766.
- [6] J. Fetzer, S. Kurtz and G. Lehner, Comparison of analytical and numerical integration techniques for the boundary integrals in the BEM-FEM coupling considering TEAM workshop problem no 13, *IEEE Trans. Magn.*, Vol.33, No.2 (1997) pp.1227-1230.
- [7] R. Albanese, F.I. Hantila and G. Rubinacci, A nonlinear eddy current integral formulation in terms of a two-component current density vector potential, *IEEE Trans. Magn.* Vol.32, No.3 (1996), pp.784-787.
- [8] F.I. Hantila, G. Preda, and M. Vasiliu, Polaization method for static field, *Proc. 12th COMPUMAG'Sapporo*, (1999), pp.664-665.
- [9] R.I. Potter and R.J. Schmulian, Self-consistently computed magnetization patterns in the magnetic recording, *IEEE Trans. Magn.* Vol.7, No.4 (1973), p.873.
- [10] D. Minkov and T. Shoji, Method for sizing of 3-D surface breaking flaws by leakage flux, *NDT&E International*, Vol.31, No.5 (1998), pp.317-324.
- [11] Z. Chen and K. Miya, ECT inversion using a knowledge based forward solver, J. Nondestr. Eval., Vol.17, No.3 (1998), pp.167-175.
- [12] Z. Chen, O. Mihalache, G. Preda and K. Miya, Reconstruction of crack shape from MFL signals by using a rapid forward solver and an optimization approach, in Proc. COMPUMAG' 2001, (to be published).
- [13] R.C. Popa and K. Miya, A data processing and neural network approach for the inverse problem in ECT, in Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.14 (1998), pp.297-304.
- [14] G.L.P. Chen, A rapid supervised learning neural network for function interpolation and approximation, *IEEE Trans. Neural Network*, Vol.7 (1996), pp.1220-1230.