

磁界系逆問題解析とその応用 に関する研究

この論文は、この方法が、磁界の逆問題を解析するための有効な方法であることを示している。この方法が、磁界の逆問題を解析するための有効な方法であることを示している。この方法が、磁界の逆問題を解析するための有効な方法であることを示している。

THE PROBLEM ANALYSIS OF MAGNETIC FIELD AND ITS APPLICATION

This paper presents a novel approach to the inverse problem of magnetic field. The approach is based on the Cauchy-Schwarz inequality.

$$\int_{\Omega} |u|^2 dx = \int_{\Omega} |d|^2 dx,$$

1994年2月

measured magnetic field. The magnetic field to be estimated.

numerical solutions of magnetic field sources. In order to verify the validity of this method, comparison between observed results and computed results was carried out. The observed results have unique patterns of spatial distributions.

早乙女 英夫
The validity of the method was shown by applying it to the analysis

ANALYSE MAGNÉTIQUE DES PROBLÈMES INVERSES ET APPLICATIONS

Résumé -- Cet article présente une approche du problème inverse du champ magnétique. Cette approche est basée sur la relation de Cauchy-Schwarz:

$$\gamma = \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d} / (|\mathbf{u}| \cdot |\mathbf{d}|),$$

avec:

u: champ mesuré,

d: champ d'estimé.

La solution de cette méthode est le spectre source du champ magnétique. Pour valider la méthode développée, on a cherché à comparer les résultats numériques avec les solutions corrects. Les résultats obtenus sont excellents. On a appliqué cette méthode à l'analyse des problèmes biomagnétiques et au contrôle non-destructif d'une substance métallique. La méthode a réussi à montrer la région active du cerveau, les défauts du coeur et ceux de la substance métallique. A la fin de ce mémoire, on décrit une méthode avec un algorithme rapide. Les résultats obtenus avec la méthode rapide sont très prometteurs.

INVERSE PROBLEM ANALYSIS OF MAGNETIC FIELD AND ITS APPLICATIONS

Abstract -- This paper presents a novel approach to the inverse problem of the magnetic field. The approach is based on the Cauchy-Schwarz relation:

$$\gamma = \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d} / (|\mathbf{u}| \cdot |\mathbf{d}|),$$

where

u: measured magnetic field,

d: magnetic field to be estimated.

It gives spectrum solutions of magnetic field sources. In order to verify the validity of this method, comparison between obtained numerical results and correct solutions was carried out. The obtained results have unique patterns of their spatial distributions. The usefulness of the method was shown by applying it to the analyses of biomagnetic problems and the non-destructive testing of a metallic material. Using measured magnetic fields, the proposed method succeeded in identifying activated regions in the brain, defects in the heart and the metallic material. Finally, a rapid algorithm solving the inverse problems is proposed. It provides promising results.

論文概要

本論文では、同定問題、最適化問題、計算機による機器の自動設計、非破壊検査および生体内の電磁現象の解明などに深く関わる逆問題の重要性を鑑み、その有力な解析手段であるSampled Pattern Matching(SPM)法の物理的および数学的位置付けを明らかにし、数値実験によりその有効性を検証した。また、心臓および脳内電流によって生ずる磁界パターンである心磁図および脳磁図の解析、金属材料の非破壊検査に本手法を適用し、その有用性を明らかにした。

逆問題は、物事の結果からその原因を求める問題である。1823年、数学者のN. H. Abelによってある逆問題解析が行われた。彼の問題は、形状が不明の丘に向かってボールを転がし、摩擦がないとしたときにそのボールの初速と到達点までの往復時間からこの丘の形状を推定しようとするものであった。彼はこの問題を積分方程式によってモデル化し、この問題を解くことに成功した。

電磁界解析においては、通常、フィールド源である電荷または電流密度の空間分布が既知で、これらによるフィールドを求める問題が多く解析されている。これは、微分方程式によって記述されているMaxwellの方程式を解くことに帰着する。この場合は、フィールド源が原因で、これによって生ずるフィールドがその結果となり、原因から結果を求める順問題である。これに対し、フィールドからそのフィールド源を求める問題がある。ただし、フィールドがすべての空間に渡って既知の場合には、電磁界の方程式から明らかなように、フィールドの空間に関する微分演算により簡単にフィールド源分布が求められる。この問題は、逆問題とはいわず、直接問題と呼んでいる。空間の局所的なフィールドのみ与えられたとき、その原因となるフィールド源を推定しようとする問題をフィールド源推定に関する逆問題と呼び、この場合の支配方程式は、フィールドとフィールド源の距離の関数であるグリーン関数を用いた積分型の方程式となる。

このフィールド源推定に関する逆問題の支配方程式を離散化して得られるシステム方程式は、未知数の数が式の数より圧倒的に多い不定の連立方程式となり、フィールド源の位置と大きさの双方を一意的に求めることはできず、ここにこの種の逆問題を解析する上での数学的な難しさがある。これは、フィールドが局所的にしか与えられていないという物理的な理由に起因している。このように局所的なフィールド(限られた不十分な情報)からそのフィールド源を推定する問題を強形式の逆問題(Strongly ill-posed Inverse Problem)と呼ぶ。また、逆問題の応用として、CT(Computed Tomography)がある。これは、X線CTに代表されるように、被験物体または生体の媒質分布を求めるものであり、数学的には空間のフーリエ変換に基づくものである。この場合には、X線の強度および照射角度を変化させることで媒質推定に十分な情報を得ることができ、フーリエ順逆変換に一意対応を与えることができる。この種の問題を弱形式の逆問題(Weakly ill-posed Inverse Problem)と呼ぶ。大きく分けてこれら2種類の逆問題の中で、本論文では強形式の逆問題について述べた。

SPM法は、既知の測定フィールドと推定フィールド源の与えるフィールドとの畳み込み積分を行い、解としてフィールド源の空間スペクトルを与える。実際はこの積分を離散値系で行うため、測定フィールドと評価フィールドを表わすベクトル間の内積演算を行うことになる。ただし、フィールド源の位置と大きさの

双方を同時に得ることはできないので、フィールド源の大きさに無関係に決まる正規化されたフィールドベクトル間の内積により、まずフィールド源の位置を求め、フィールド源の大きさは得られたフィールド源スペクトルの空間的集中度合にて評価する。数学的には、SPM法は、測定フィールドを互いに非直交な基底ベクトルで展開し、それぞれの基底ベクトルの重みをこの内積演算によって求める手法と位置付けられる。

静磁界系逆問題に対し、SPM法の解スペクトルの検証を数値実験で行った。まず、同一の問題に対して、フィールド源(磁界源)推定領域の離散化個数を変え、異なるシステム方程式から得られる解空間パターンの一意性を検証した。また、大きさの異なるフィールド源が存在するケースの数値実験を行い、大きなフィールド源が小さなフィールド源をマスクすることを確認した。

4.1	はじめに
4.2	磁界測定法の原理
4.3	磁界図解析
4.4	むすび
第5章 金属の非破壊検査		
5.1	はじめに
5.2	磁界測定法
5.3	むすび

目次

第1章	序論 <i>Sampled Pattern Matching法</i>	1
1.1	逆問題の概念と歴史	1
1.2	順問題と逆問題(逆問題の分類)	2
1.3	電磁界系における逆問題	4
1.4	本研究の目的と論文の構成	6
	実験による電流分布推定の検証	11
第2章	<i>Sampled Pattern Matching法</i>	9
2.1	はじめに	9
2.2	基本概念	9
2.3	解析的な説明	9
2.4	支配方程式の離散化	11
2.5	アルゴリズム	13
2.6	非直交ベクトル空間	15
2.7	むすび	17
	参考文献	18
第3章	検証例題	18
3.1	はじめに	18
3.2	簡単な例題	18
3.3	解パターンの一意性	20
3.4	異なる大きさのフィールド源がある場合	23
3.5	最小ノルム法との比較	24
3.6	一般化相関係数法	27
3.7	むすび	28
	参考文献	29
第4章	生体磁気現象における逆問題	30
4.1	はじめに	30
4.2	心磁図解析	30
4.3	脳磁図解析	35
4.4	むすび	42
	参考文献	43
第5章	金属の非破壊検査	43
5.1	はじめに	43
5.2	磁界測定法	43
5.3	むすび	46
	参考文献	47

第6章 高速Sampled Pattern Matching法	47
6.1 はじめに	47
6.2 定式化	47
6.3 アルゴリズム	50
6.4 検証例題	52
6.5 実験による電流分布推定の検証	55
6.6 心磁図解析	58
6.7 脳磁図解析	60
6.8 むすび	63
電流や電流の空間分布を求める問題は逆問題の代表例である。但し、空間のすべて	
第7章 結論	64
ポールド(電界、磁界)分布が既知のときにはフィールド源(電荷、電	64
分布はポールドの空間微分によって容易に求まり、これは逆問題とはならない。	
謝辞	67
謝辞として記述するものは、空間の部分的なポールド情報からそのポールド	67
源あるいは空間の電流等を求める問題である。これについての詳細は、次節で述	
参考文献	68
た機器の設計を例にとると、要求仕様からこれを満足する機器を設計	68
る作業は逆問題であり、でき上がった機器の品質試験を行い、機器(設計値)が要	
研究業績	74
満足するかどうかを確かめることは順問題である。	

第1章 序論

1.1 逆問題の概念と歴史

物事には原因があって結果がある。これは通常、図1.1に示す方向の流れを持っている。例えば、電荷や電流の空間分布および空間媒質の情報(誘電率、透磁率)から電界や磁界の空間分布を求める作業、また、フィルタや制御装置の入力からその出力を得る問題などはこの流れを持ち、順問題(Forward Problem, Regular Problem)と呼ばれている。一方、図1.1の逆向きの流れの作業を行う問題(BとCは既知でAを求める)およびAとCからBの操作、演算そして媒質分布などを求める問題を逆問題(Inverse Problem)と呼んでいる。すなわち、電界や磁界分布から電荷や電流の空間分布を求める問題は逆問題の代表例である。但し、空間のすべてに渡ってフィールド(電界、磁界)分布が既知のときにはフィールド源(電荷、電流)分布はフィールドの空間微分によって容易に求まり、これは逆問題とはならない。逆問題として扱えるものは、空間の部分的なフィールド情報からそのフィールド源あるいは空間の媒質等を求める問題である。これについての詳細は、次節で述べる。また機器の設計を例にとると、要求仕様からこれを満足する機器を設計する作業は逆問題であり、でき上がった機器の品質試験を行い、機器(設計値)が要求仕様を満足するかどうかを確認することは順問題である。

1823年、数学者N. H. Abelは、次のような逆問題を解析した[1]。彼の問題は、形状が不明の丘に向かってボールを転がし(転がり摩擦はないものとした)、そのボールの初速を変えてボールが丘から戻るまでの往復時間を測定し、これらの値よりこの丘の形状を推定しようとするものであった。彼はこの問題を積分形の方程式でモデル化(Abelの積分方程式)し、解析的に解くことに成功した。その後、丘の形状に複数の極がある場合には、この逆問題の解は一意的には決まらないことがJ. B. Kellerによって証明されている(1976年)。また、地球表面重力分布から地球内部の質量密度分布を求めようとする問題に対しては、1867年のG. G. Stokes、1875年のG. C. Schiaparelli、1906年のC. Neumannなどの研究があり、この問題の解は一意的には求まらず、曖昧さを含んだ形となることが明らかにされた[1]。

一方、逆問題の代表的な実用例としてCT(Computed Tomography)があり、これは空間の媒質推定を行う問題である[2]。1917年にRadonが2次元物体の形状が対

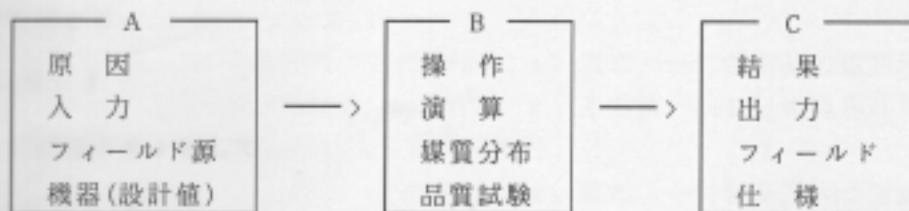


図1.1 原因と結果

象の全周辺に渡る投影データから一意的に決まることを証明し(Radon変換),これによりCTの基礎が築かれた[1]。

以上のように,逆問題は百数十年以上の歴史を持ち,現在も多くの研究者によって研究が続けられ,古くて新しい問題の1つとなっている。

1.2 順問題と逆問題(逆問題の分類)

同じ逆問題の内でも,媒質推定を行うCTのように一意的な解が得られるものと,地球の質量密度の問題のように一意的な解が得られないものがある。前者は図1.1においてAとCからBを求める問題であり,一方後者はBとCからAを求める問題である。後者の場合には逆問題解析の既知情報である媒質分布およびフィールドがその問題とする系において限定されているが,CTの場合にはAの入力に当たるX線(またはγ線,磁力線など)の被験物体への照射角度および強度などを自由に変えてその応答(Cの出力に相当)を必要に応じて得ることができる。本節では,このような逆問題の分類について,順問題と比較して述べる。

順問題の解析手法として,有限要素法,境界要素法および磁気回路法などがある[3-12]。これらにより,支配方程式を離散化し,

$$C x = y \quad (1.1)$$

なるシステム方程式を得ることができる。ここで,Cは空間離散要素の幾何および媒質情報から成るシステム行列,xは求めようとするポテンシャルまたはフィールドを表わす列ベクトル,そしてyは既知ポテンシャルおよびフィールド源から成る列ベクトルである。順問題のシステム行列Cは一般に正則行列であり,解xは

$$x = C^{-1} y \quad (1.2)$$

によって容易に求めることができる。順問題解析技術は,その汎用パッケージプログラムが商品化されるまでに発展しており,また,研究レベルでは磁性体の履歴現象を伴う非線形磁化特性を如何にモデル化するかなどが大きなテーマとなっている[13]。

次に,既知フィールドまたはポテンシャルxからそのフィールド源yを求める問題を考える。ここで,もしすべての空間のフィールド分布,例えば磁界Hおよび電界Eが既知であるとすると,これらのフィールド源である電流密度Jおよび電荷密度ρは,

$$\text{rot } H = J \quad (1.3)$$

および誘電率をεとして

$$\text{div } E = \rho / \epsilon \quad (1.4)$$

の局所的な微分演算によって一意に決まり,系全体に渡る干渉・相互作用など

を考慮する必要はない。この種の問題を直接問題(Direct Problem)と呼び、逆問題とは通常区別している。これに対し、部分的なフィールド情報からフィールド源を求める問題をフィールド源推定に関する逆問題としている。

(1.2)式の x の要素の一部から成るフィールド列ベクトル x_0 を考え、これが既知のときに y 全体を求める問題を考える。このときのシステム方程式は、(1.2)式の C^{-1} の部分行列を D として、

$$Dy = x_0 \quad (1.5)$$

となる。ここで、 x_0 および y が n および m 次の列ベクトル($n < m$)であったとすると、 D は n 行 m 列の長方形行列となる。(1.5)式において、 D および x_0 は既知量であり、 y が未知数となっている。このシステム方程式は式の数 n が未知数の数 m に対して少なく、順問題的な数値解法は適用できない。この種の問題を強形式の逆問題(Strongly Ill-posed Inverse Problem)あるいはInverse Source Problemと呼ぶことにする。これは図1.1のBとCからAを求める問題であり、前述の如く一意的な解ベクトル x_0 を得ることはできない。今、(1.5)式を単純に連立方程式として見て一意的な解を得ることを試みるとしよう。式の数 n はすなわちフィールドの測定点数を示し、これを未知数の数 m と等しくなるまで増やすことは測定上可能なことである。また、測定点数 n を m より多くとり、 n 行 m 列($n > m$)の D から最小2乗法などを用いて正方行列を作ることも可能である。しかしながら、このようにして得られた正方行列はVandermonde型の行列となり、空間の離散化が荒い場合には逆行列が求まって計算上 y を得ることはできても、離散化を細かくする程この行列の行列式は零に近づいてしまい、本質的な解決にはならない[14,15]。このことは、同一の部分フィールドを与えるフィールド源分布の可能性は一般に無数あるという物理的な背景に起因している。日本原子力研究所の荒らは、強形式の逆問題では一意的な解が得られないことを空間のフーリエ変換を用いて解析的に証明した[16]。従って、強形式の逆問題解析は、このような課題を

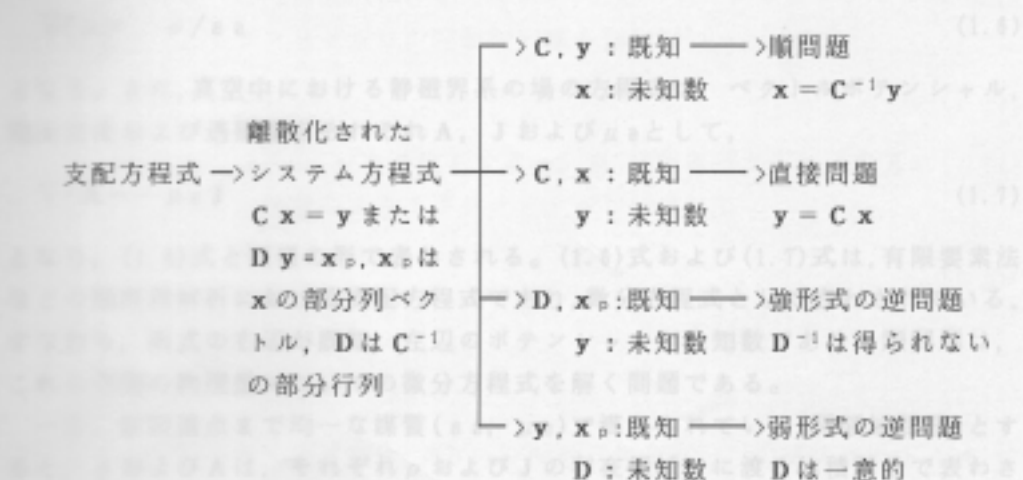


図1.2 各種問題の分類

考慮した上で行う必要がある。

(1.4)

空間媒質パラメータを求める逆問題、すなわち(1.5)式の D を求める問題では、フィールドの測定を空間の一部で行って x_0 を得ることになるが、この場合はフィールド源 y を自由に変えることができる。言い換えれば、 D を決定するのに必要十分な y と x_0 の対を得ることができる。CTでは被験物体の全周辺に渡るX線などの照射、すなわち必要なだけ y を変化させて x_0 の測定を行っており、その結果として空間媒質パラメータは一意的に求まることになる。この作業は一般に空間のフーリエ変換によって行っており、解の一意性が解析的に証明されている(ラドン定理)[2]。この種の問題を弱形式の逆問題(Weakly ill-posed Inverse Problem)あるいはInverse Parameter Problemと呼ぶことにする。

以上の分類をまとめると、図1.2の如くなる。また、強形式および弱形式という表現ではなく、これらを狭義および広義の逆問題と呼ぶこともある[17]。

図1.1では、AおよびCグループのそれぞれの代表を「原因」および「結果」として説明したが、必ずしもAの事象の後にCの事象が起こると考える必要はない。AとCは共に存在するいわば双対の事象であり、どちらが本当の原因なのかは問題でないこともある。従って、図1.2の逆問題の弱・強形式の分類は、この2つの事象間の順・逆変換が、得られた情報から数学的に「成立する・しない」かによって決まると考えた方がより一般的である。

本論文では、図1.2に示した各種問題の内、強形式の逆問題について扱う。

1.3 電磁界系における逆問題

医療電子も含めた電気工学においては電磁界問題を中心に活発な研究が行われている[14, 16-37]。ここでは、電気工学分野の特に静的な電磁界系における逆問題の支配方程式を導出し、第2章以降に述べる逆問題解析の基礎作りを行う。

真空中における静電界系の場の方程式は、電位、電荷密度および誘電率をそれぞれ ϕ 、 ρ および ϵ_0 として、

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0 \quad (1.6)$$

となる。また、真空中における静磁界系の場の方程式は、ベクトルポテンシャル、電流密度および透磁率をそれぞれ A 、 J および μ_0 として、

$$\nabla^2 A = -\mu_0 J \quad (1.7)$$

となり、(1.6)式と同様の形で表わされる。(1.6)式および(1.7)式は、有限要素法などの順問題解析における支配方程式であり、微分方程式として表わされている。すなわち、両式の右辺が既知、左辺のポテンシャルが未知数であり、順問題は、これら空間の物理量についての微分方程式を解く問題である。

一方、無限遠点まで均一な媒質(ϵ_0 、 μ_0)で満たされている(開領域問題)とすると、 ϕ および A は、それぞれ ρ および J の存在領域 V に渡る体積積分で表わされ、

$$\phi = \int_V G \cdot (\rho / \epsilon_0) dv \quad (1.8)$$

$$\mathbf{A} = \int_V G \cdot (\mu_0 \mathbf{J}) dv \quad (1.9)$$

となる。ここで、 G はグリーン関数で、ポテンシャル(ϕ , \mathbf{A})とそのsource(ρ , \mathbf{J})との距離を s とすると、それぞれ2次元および3次元空間において、

$$G = -\frac{1}{2\pi} \ln s \quad (1.10)$$

および 任意のベクトル \mathbf{H}' について

$$\nabla \times \mathbf{H}' = 0 \quad (1.11)$$

$$G = \frac{1}{4\pi s} \quad (1.11)$$

によって与えられる[38]。(1.8)式および(1.9)式は、それぞれ(1.6)式および(1.7)式の均一媒質の開境界条件に対する一般解であり、これらは本質的に同値である。しかしながら、次のような物理的解釈ができる。(1.6)式および(1.7)式はポテンシャルとそのsourceが同一点にある場合の関係式であり、ポテンシャルの空間微分がその位置のsourceを与える形となっている。これに対して(1.8)式および(1.9)式は、sourceから離れた位置にあるポテンシャルを表わす関係式となっており、ポテンシャルが既知のとき、これをもたらしsourceを求める積分方程式とみることができる。すなわち、これらが静電界系および静磁界系逆問題の支配方程式である。(1.9)式のベクトルポテンシャルは、通常、直接測定できないので、本論文では、これの回転をとって測定可能な磁界 \mathbf{H} について表わした

$$\mathbf{H} = \nabla \times \int_V G \mathbf{J} dv \quad (1.12)$$

を静磁界系逆問題の支配方程式とする。

ここで、(1.12)式における電流密度 \mathbf{J} の連続性についての検討をする。任意のベクトル関数 \mathbf{H}' は、Helmholtzの定理により、あるベクトルポテンシャル \mathbf{A}' の回転とあるスカラーポテンシャル U の勾配から成る[38, 39]。

$$\mathbf{H}' = \nabla \times \mathbf{A}' - \nabla U \quad (1.13)$$

ここで、 \mathbf{A}' を \mathbf{A}/μ_0 とし、 U を磁位とすると、 \mathbf{H}' は磁界ベクトルとなる。(1.13)式の回転をとると、任意のスカラーポテンシャル U について

$$\nabla \times \nabla U = 0 \quad (1.14)$$

となることから

$$\nabla \times \mathbf{H}' = \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}' \quad (1.15)$$

が成立する。開境界条件下では、グリーン関数 G により(1.15)式のベクトル \mathbf{A}' は

$$\mathbf{A}' = \int G \nabla \times \mathbf{H}' dv \quad (1.16)$$

と書ける。電流密度を \mathbf{J} は、その点の磁界ベクトル \mathbf{H}' の回転により、

$$\nabla \times \mathbf{H}' = \mathbf{J} \quad (1.17)$$

と求まり、これを(1.16)式に代入して

$$\mathbf{A}' = \int G \mathbf{J} dv \quad (1.18)$$

を得る。任意のベクトル \mathbf{H}' について

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H}' = 0 \quad (1.19)$$

であるから、(1.18)式の電流密度 \mathbf{J} に対し、その連続条件

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.20)$$

が成立している。(1.18)式より、(1.13)式は磁界が電流密度 \mathbf{J} に起因するものと磁位 U によるものから成ることを示しており、(1.18)式の電流密度 \mathbf{J} のみを逆問題として求める磁界源の対象、すなわち

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}' \quad (1.21)$$

とすると、(1.20)式を満足した(1.12)式を得ることができる。

1.4 本研究の目的と論文の構成

逆問題は、同定問題、最適化問題、計算機による機器の自動設計、非破壊検査および医療診断などと深い関わり合いを持ち、逆問題解析技術の確立が近未来に要求される技術、ビジネスおよびマーケットの開発に大きく貢献するものと期待されている。例えば、超電導を用いた S Q U I D (Superconducting Q U A N T U M I N T E R F E R E N C E D E V I C E) 磁束計によって測定された心磁図 (Magnetocardiogram, M C G) あるいは脳磁図 (Magnetoencephalogram, M E G) を基にした逆問題解析は、生体内電磁現象の解明および生体機能の医学的欠陥部位の特定化に大きく貢献するもの期待されている。また、電気機器の設計をする場合、従来は過去の設計・実績データあるいは有限要素法・境界要素法などの順問題解析によって得られたデータを反復的に使用し、目標とする仕様を満足する設計値を得ようとする手法が多く為されてきたが、これを逆問題的アプローチによって直接的に行うことも考えられる。

一方、逆問題は局所的もしくは部分的に与えられた情報(電磁界フィールド、機器の設計仕様など)からそれをもたらす源(電磁界源、設計値など)を探る問題であり、前述のように、順問題と異なり多くの場合一意的な解を得ることは期待できない。これは、同じ部分的情報を与える可能性のある原因は無数に存在するためである。従ってこのような強形式の逆問題の解法としては、1) これら無数の可能

性の中からある拘束条件を満足する解のみを抽出する手法か、2)もしくはただ一つの解を求めることにはこだわらず、解として可能性のあるものすべてについて吟味し、それらに何らかの重み付けをしていく方法が考えられる。SPM法と逆問題解析の応用は、前述のように幅広い社会的有用性があり、本研究の目的は、その中で磁界系逆問題を中心として、その数学的・工学的課題を見つめ、有力な逆問題解析手段を提供することである。本論文は、前述の2)の方法に該当するSampled Pattern Matching法(SPM法)[40]についてその理論的裏付けを行い、強形式逆問題の解析として著者がこれまで行ってきたSPM法による数値実験、検証実験、生体磁気応用問題および金属の非破壊検査を例に、本手法の有用性を示すものである[41-42]。

第2章以下、本論文は次のような構成となっている。

第2章 Sampled Pattern Matching法

第3章 検証例題

第4章 生体磁気現象における逆問題

第5章 金属の非破壊検査

第6章 高速Sampled Pattern Matching法

第7章 結論

第2章では、SPM法の物理的および数学的裏付けを行う。最小2乗法は、測定フィールドと推定フィールド源の作る評価フィールドとの差、すなわち線形空間での距離を最小とする手法であるが、SPM法はこれとは本質的に異なり、これらフィールドを表わすベクトル間の角度の余弦を最大にしようとする方法である。解析的には、この演算は、測定および評価フィールドの測定面に渡る重畳積分になり、その結果として得られるSPM法の解はフィールド源の空間スペクトルとなることを示す。また、逆問題が本質的に抱える条件、すなわちフィールドは全空間ではなくその部分情報のみ与えられることから、SPM法ではフィールド源の位置および大きさを一意的に求めようとはせず、正規化された測定フィールドのパターンから一意的に決まるフィールド源の位置情報を得ることを主目的としており、これを実現するためのアルゴリズムについて述べる。さらに、非直交ベクトル空間によってSPM法の数学的位置付けを行う。

第3章では、第2章で述べたSPM法のアルゴリズムを具体的な数値例題を用いて実行し、SPM法の有効性を検証する。まず簡単な例題によりSPM法のアルゴリズムを確認し、次に静磁界系逆問題のモデル数値実験を行う。逆問題の支配方程式を離散化して得られるシステム方程式は、式の数に対して未知数の数が圧倒的に多い不定の連立方程式となる。従って、これからフィールド源の位置と大きさの双方を求めた一意的な解を得ることはできない。しかしながら、同一の例題に対してフィールド源推定空間の分割個数を変え、異なるシステム条件下で得られた解パターンの一意性は吟味できる。よって、このシステム条件の変化に対するSPM法による解パターンの一意性を検証する。また、大きさが異なるフ

ィールド源が存在するケースについても吟味する。不定の連立方程式にある拘束条件を課し、一意的な解を得る方法の1つに最小ノルム法があり、これはSPM法と同様、複数個のフィールド源推定が可能なものである。そこで、SPM法と最小ノルム法との比較数値実験を行い、これらの間の優位性を吟味する。最後に、SPM法のアルゴリズムを基に一般化した相関係数を導出し、これの数値実験を行い、SPM法のスペクトル解との比較を行う。

第4章では、SPM法および一般化相関係数法の生体磁気系逆問題への適用を試み、これら提案手法の実用性および従来手法に対する優位性について考察する。人体は $10^{-13} \sim 10^{-8}$ T程度の磁場を体内電流により発生し、SQUID磁束計によってこれらを体外で測定することができる。このような生体磁場は、生体内の電磁現象および異常・欠損部位など極めて重要な情報を含んでいると考えられ、これの解析技術の確立が望まれている。ここでは、心臓内の電気刺激信号および脳内電流によって生ずる磁界パターンである心磁図および脳磁図の解析を具体的にを行い、提案手法の医学分野への貢献の可能性について吟味する。

第5章では、SPM法の金属材料の非破壊検査への適用を試みた数値実験を行う。金属材料の非破壊検査には多種あるが、ここでは金属材料に電流を通電し、このとき発生する空間磁界分布から欠損探傷を行う磁界測定法による解析を行う。非破壊検査は媒質パラメータを求める問題であるが、ここでは、欠損と等価なフィールド源を導出することで、この問題を測定されたフィールドパターンからこのフィールド源を求める強形式の逆問題にモデル化できることを示す。SPM法は複数個のフィールド源を得ることのできる手法であり、欠損が複数個在るケースおよび異なる大きさの欠損が存在するケースなどについて、SPM法の有効性を吟味する。

第6章では、SPM法による磁界系逆問題解析の課題である「磁界源ベクトル同定に要する演算時間の削減」を目的とした高速Sampled Pattern Matching法(高速SPM法)を導出する。高速SPM法は、磁界源ベクトルの直交する2成分の作る磁界パターンの直交性が成立する円筒および球座標系において定式化したものである。高速SPM法の解パターンの検証の後、これを心磁図および脳磁図解析へ適用する。

第7章では、本論文の総括・結論を述べる。

第2章 Sampled Pattern Matching法

2.1 はじめに

Sampled Pattern Matching法 (SPM法) は、測定されたフィールド分布と推定フィールド源が与えるフィールド分布とのパターンマッチング度をCauchy-Schwarzの不等式を用いて吟味する方法であり、当初の応用例として、2次元磁場における導体位置推定問題および眼磁図(Magneto-oculogram, MOG)解析などの磁界源推定問題がある[14, 40, 41]。本章では、3次元場において局所的に与えられた磁界分布から磁界源分布を求める静磁界系逆問題を例に、SPM法のご概念およびその理論的背景について述べる。モデル(連続系)

2.2 基本概念

与えられた空間の一部分で観測されるフィールド量からそのフィールドの源を求める逆問題は、空間の一部分で得られた有限個のデータから無限の可能性を吟味することである。これは、式の数すなわちデータの個数が、未知数の数すなわちフィールド源の数より圧倒的に少ない方程式を解くこととなる。従って、いわゆる順問題(与えられたフィールド源からフィールドを求める問題)とは基本的に異なる解析法が必要となる。

通常、与えられたフィールド分布からフィールド源の位置や大きさを求める場合、仮定したフィールド源が測定空間に与えるフィールドとその測定値間の差、すなわち線形空間での距離を最小にする方法が広汎に使われている[18, 21, 22, 24, 25, 28-30, 32, 33]。しかし、SPM法はこの線形空間での距離に基づく方法ではなく、仮定した位置にあるフィールド源が測定空間に与えるフィールドと測定フィールドとのパターン間の一致度合、すなわち線形空間での角度の余弦を最大にしようとする方法である。このため、SPM法は、まずフィールド源の大きさを単位値に限定し、単位フィールド源が測定空間に与えるフィールド分布と測定された既知フィールド分布との一致度合をCauchy-Schwarzの関係式で求めることでフィールド源の位置を推定し、一方、フィールド源の大きさは推定されたフィールド源の空間的集中度合で評価しようとするものである。従って本手法は、測定されたフィールド分布を与えるフィールド源の大きさと位置の双方を一度に求めることはせず、規格化された既知フィールド分布パターンにより一意的に決まる、フィールド源の位置に関する情報を得ることを主目的とする方法である。

2.3 解析的な説明

SPM法はその名の通り、離散値系の解析手法として考え出されたものであるが、ここでは解析的な系(連続系)を考え、SPM法のご概念の物理的および数学的説明を磁界系問題を例に行う。

図2.1に示す如くある立体体積中に電流が存在し、これによる磁界がこの立体を

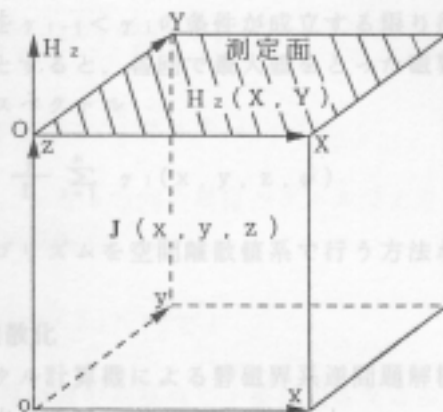


図2.1 解析モデル(連続系)

面の一部(上部面)で測定されるものとする。またここでは簡単のため、磁界測定は測定面 (X, Y) に対して垂直な z 成分 H_z のみについて行われるものとする。この場合には、(1.12)式の回転演算により電流密度の z 方向成分は H_z に影響を与えず、求める磁界源ベクトルは図2.1の $x-y$ 平面に平行な成分のみとなる。従って、この磁界源は、 $x-y-z$ 座標上の位置と $x-y$ 平面上の角度 ϕ によって表わされる。ここで磁界源とは電流とその経路との積、すなわち電流双極子であり、これは体積とその体積中の電流密度ベクトルとの積として与えられるベクトル量である。

測定磁界を $H_{nz} = H_{nz}(X, Y)$ とし、また、座標 (x, y, z) に角度 ϕ の方向を持った電流双極子ベクトル $J(x, y, z)dv$ が測定面に与える磁界を $H_z = H_z(X, Y, x, y, z, \phi)$ とする。ここで、 $H_z(X, Y, x, y, z, \phi)$ は(1.12)式によって計算できる。次にこれらの磁界パターンが一致したときに大きさが1となる評価関数

$$F_1(x, y, z, \phi) = \frac{1}{\|H_{nz}\| \|H_z\|} \iint H_{nz} H_z dX dY \quad (2.1)$$

を考える。ここで、 $\|\cdot\|$ はノルムを表わし、

$$\|H_{nz}\| = \left(\iint H_{nz}^2 dX dY \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

$$\|H_z\| = \left(\iint H_z^2 dX dY \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

である。(2.1)式は測定磁界パターンと評価磁界パターンとの測定面に渡る重畳積分であり、物理的には H_z の H_{nz} に対する応答、すなわち推定磁界源のスペクトルを示す。言い替えば、この演算は測定磁界 H_{nz} を基底関数 H_z に分解して考え、その重みを求めていることに帰着する。ただし、2.6節で述べるように、この基底関数間での直交性は一般に保証されない。次に(2.1)式で最大値をとる H_z を H_{z1} として、これに重みを置いた

$$F_2(x, y, z, \phi) = \frac{1}{\|H_{nz}\| \|H_{z1} + H_z\|} \iint H_{nz} (H_{z1} + H_z) dX dY \quad (2.4)$$

を求め、同様の演算を $\gamma_{i-1} < \gamma_i$ の条件が成立する限り行う。その結果最終的に h 回の演算を行ったとすると、各回で最大値をとった磁界パターンに重み付けをして得られた磁界源スペクトル

$$\gamma(x, y, z, \phi) = \frac{1}{h} \sum_{i=1}^h \gamma_i(x, y, z, \phi) \quad (2.5)$$

を得る。以上のアルゴリズムを空間離散値系で行う方法がSPM法である。

2.4 支配方程式の離散化

ここでは、デジタル計算機による静磁界系逆問題解析に必要となる離散化された支配方程式を導出する。

3次元静磁界系逆問題の支配方程式は、(1.11)式および(1.12)式より、

$$\mathbf{H} = \nabla \times \int \frac{\mathbf{J}}{4\pi s} dv \quad (2.6)$$

となる。ただし、 \mathbf{s} は \mathbf{J} 方向の単位ベクトルである。従って、(2.6)式の積分となる。ここで、 s は1.3節で述べたように、 \mathbf{H} と \mathbf{J} の距離である。(2.6)式で電流が流れる領域を ΔV の体積を持つ m 個の領域に分割し、各領域で電流密度 \mathbf{J} が一定値 (j 番目の ΔV では \mathbf{J}_j) をとるものとして(2.6)式の離散化を行う(図2.2)。今考えているフィールドは均一媒質から成る線形な空間であり、この場合には空間に関する回転(微分)演算および積分演算に可換性があるので、この回転演算を先に実行する。体積積分の内側、すなわち ΔV 内では $\mathbf{J} = \mathbf{J}_j$ として、

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{\mathbf{J}_j}{4\pi s} &= \frac{1}{4\pi} \nabla \times \frac{1}{s} \mathbf{J}_j \text{ さらにその角度方向の離散化が必要となる。} \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \left(\nabla \cdot \frac{1}{s} \right) \times \mathbf{J}_j + \frac{1}{s} (\nabla \times \mathbf{J}_j) \right\} \end{aligned}$$

となる。次に、 ΔV 内では \mathbf{J}_j の空間微分 $\nabla \times \mathbf{J}_j$ は零となるので上式は

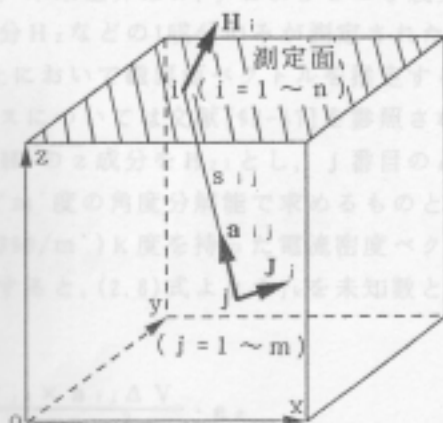


図2.2 解析モデル(離散値系)

$$\nabla \times \frac{\mathbf{J}_j}{4\pi s} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \cdot \frac{1}{s}) \times \mathbf{J}_j$$

の如くなる。ただし、 \mathbf{a} は s 方向の単位ベクトルであり、また、ベクトル積の交換律を用いると符号が反転し

$$\nabla \times \frac{\mathbf{J}_j}{4\pi s} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{J}_j \times \frac{\mathbf{a}}{s^2})$$

を得る。ここで i 番目の \mathbf{H} の測定点と j 番目の ΔV との平均的な距離を s_{ij} と書くと、

$$\nabla \times \frac{\mathbf{J}_j}{4\pi s} = \frac{\mathbf{J}_j \times \mathbf{a}_{ij}}{4\pi s_{ij}^2} \quad (2.7)$$

を得る。ただし、 \mathbf{a}_{ij} は s_{ij} 方向の単位ベクトルである。従って、(2.6)式の積分を(2.7)式を用いて離散値系で表わすと、 i 点の磁界の強さ \mathbf{H}_i は

$$\mathbf{H}_i = \sum_{j=1}^n \frac{\mathbf{J}_j \times \mathbf{a}_{ij} \Delta V}{4\pi s_{ij}^2} \quad (2.8)$$

と与えられ、離散値系における静磁界系逆問題の支配方程式を得る。

(1.8)式に示したようなフィールド源がスカラー(電荷)である場合と異なり、sourceが電流密度もしくは電流双極子のような空間ベクトルである場合には、 j 番目の ΔV 中の電流密度 \mathbf{J}_j に対してさらにその角度方向の離散化が必要となる。これは、同じ点にある電流密度(電流双極子)であっても、その向きによって異なる磁界パターンを空間に生ずるためである。本論文では、後述する心磁図および脳磁図は磁界の1成分のみ測定可能なSQUID磁束計によって得られたものであり、この測定磁界方向と垂直な平面上のみで磁界源ベクトルの角度方向の離散化を行う。すなわち、本来磁界は x 、 y および z の3成分を持つが、本論文では、例えばこの内の z 成分 H_z などの1成分のみが測定されたケースについて扱い、 H_z に垂直な $x-y$ 平面上において磁界源ベクトルを推定する。尚、磁界の3成分すべてが測定されたケースについては文献[43-67]を参照されたい。(2.8)式の i 点における磁界ベクトル \mathbf{H}_i の z 成分を $H_{z,i}$ とし、 j 番目の ΔV 中の電流密度を $x-y$ 平面上において $360/m^\circ$ 度の角度分解能で求めるものとする。 j 番目の ΔV における $x-y$ 平面上の $(360/m^\circ)k$ 度を持った電流密度ベクトルを \mathbf{J}_{jk} とし、 \mathbf{e}_z を z 方向単位ベクトルとすると、(2.8)式より \mathbf{J}_{jk} を未知数とする離散化された支配方程式を得る。

$$H_{z,i} = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \frac{\mathbf{J}_{jk} \times \mathbf{a}_{ij} \Delta V}{4\pi s_{ij}^2} \cdot \mathbf{e}_z \quad (2.9)$$

2.5 アルゴリズム ϕ_j が測定面に与える磁界パターンを表してあり、(2.1)式および(2.2)式において、ここでは、(2.9)式に示した離散値系の支配方程式を行列・ベクトルで表示し、(2.1)式～(2.5)式の演算を行うSPM法のアルゴリズムについて述べる。

図2.2の離散値系解析モデルに斜線で示した磁界測定面上で、 n 個の z 方向磁界 $H_{nz1} \sim H_{nz n}$ が測定されるものとする、測定磁界パターンベクトルとして

$$\mathbf{u} = [H_{nz1} \ H_{nz2} \ \cdots \ H_{nz n}]^T \quad (2.10)$$

を得る。次に、(2.9)式における未知数、すなわち磁界線として電流双極子ベクトル $\mathbf{J}_{jk} \Delta V$ を考え、その大きさを

$$\alpha_{jk} = |\mathbf{J}_{jk} \Delta V| \quad (2.11)$$

とし、 ϕ_j の方向が、相似形の磁界パターンの振幅には依らずパターン形状を決定する。

$$\mathbf{d}_{jk} = (1/(4\pi)) [(\mathbf{b}_{jk} \times \mathbf{a}_{1j}) \cdot \mathbf{e}_z / s_{1j}^2 \quad (\mathbf{b}_{jk} \times \mathbf{a}_{2j}) \cdot \mathbf{e}_z / s_{2j}^2 \quad \cdots \quad (\mathbf{b}_{jk} \times \mathbf{a}_{nj}) \cdot \mathbf{e}_z / s_{nj}^2]^T \quad (2.12)$$

なる n 次元ベクトルを定義する。ここで、 \mathbf{b}_{jk} は \mathbf{J}_{jk} 方向の単位ベクトルである、(2.10)式～(2.12)式より、(2.9)式は、

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{m'} \alpha_{jk} \mathbf{d}_{jk} \quad (2.13)$$

と書ける。 \mathbf{d}_{jk} は空間の離散化によって決まるので、(2.13)式は、 α_{jk} ($j=1 \sim n, k=1 \sim m'$)を未知数とする連立方程式である。そこで、 α_{jk} を要素とする $m \times m'$ 次の列ベクトル

$$\mathbf{f} = [\alpha_{11} \ \alpha_{12} \ \cdots \ \alpha_{1n'} \quad \alpha_{21} \ \alpha_{22} \ \cdots \ \alpha_{2n'} \quad \cdots \quad \alpha_{n1} \ \alpha_{n2} \ \cdots \ \alpha_{nn'}]^T \quad (2.14)$$

および \mathbf{d}_{jk} ($j=1 \sim n, k=1 \sim m'$)を要素とする n 行 $m \times m'$ 列のシステム行列

$$\mathbf{D} = [\mathbf{d}_{11} \ \mathbf{d}_{12} \ \cdots \ \mathbf{d}_{1m'} \quad \mathbf{d}_{21} \ \mathbf{d}_{22} \ \cdots \ \mathbf{d}_{2m'} \quad \cdots \quad \mathbf{d}_{n1} \ \mathbf{d}_{n2} \ \cdots \ \mathbf{d}_{nm'}] \quad (2.15)$$

を用いると、(2.13)式は

$$\mathbf{u} = \mathbf{D} \mathbf{f} \quad (2.16)$$

となり、静磁界系逆問題のシステム方程式を得る。ここで、未知数の数 $m \times m'$ は一般に式の数 n に対して圧倒的に多く、

$$n < m \times m' \quad (2.17)$$

の関係がある。ある位置に m 個の代表的な電流双極子が存在することになり、これ

(2.12)式の \mathbf{d}_{jk} は j 番目の微小体積にある角度 $\phi_k = (360/m')$ 度を持った単

位電流双極子ベクトルが測定面に与える磁界パターンを示しており、(2.1)式および(2.4)式の演算は、それぞれ離散値系では

$$\gamma_{ijk} = \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d}_{jk} / (\|\mathbf{u}\| \cdot \|\mathbf{d}_{jk}\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (2.18)$$

および γ_{ijk} を(2.18)式の最大値としてパターンによって評価したことになる。

$$\gamma_{2jk} = \mathbf{u}^T \cdot (\mathbf{d}_{j'k'} + \mathbf{d}_{jk}) / (\|\mathbf{u}\| \cdot \|\mathbf{d}_{j'k'} + \mathbf{d}_{jk}\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (2.19)$$

となる。また、離散値系のノルム $\|\cdot\|$ はベクトルの各要素のRMS (Root Mean Square) 値をとったものであり、(2.2)式または(2.3)式に対応している。このようにSPM法において磁界パターンを規格化している理由は、磁界源ベクトルの位置およびその方向が、相似形の磁界パターンの振幅には依らずパターンの形状そのものによって一意的に決まるためである。

実際のSPM法では、 j 点における角度分割 $k=1 \sim m'$ に関し、 γ_{ijk} (i は固定)の中で最大値をとったものをその点における解空間ベクトルとしている。また $i=1 \sim h$ の各回で、全空間 $j=1 \sim m$ における γ_{ijk} の最大値を1とし、さらに $i+1$ 回目以降もこの空間サンプリング点の同じ角度に対して γ_{ijk} の大きさを1に固定し続ける非線形重み付け演算を加えている。これらより、磁界源推定空間のサンプリング点 $j=1 \sim m$ について最終的に(2.5)式に対応する解パターン

$$\gamma_j = \frac{1}{h} \left[\left[\sum_{i=1}^h \text{Max}\{\gamma_{ijk}\} \cos\left(\frac{2\pi}{m'} k\right) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^h \text{Max}\{\gamma_{ijk}\} \sin\left(\frac{2\pi}{m'} k\right) \right]^2 \right]^{1/2}, \quad k=1 \sim m' \quad (2.20)$$

を得る。ここで $\text{Max}\{\gamma_{ijk}\}$ は、 i および j を固定した γ_{ijk} において、 $k=1 \sim m'$ に対して最大となるものを求め、それ以外を零とする操作を示す。従って、この式の右辺第1項および第2項は、 j 点における解空間ベクトルの x および y 成分の2乗を表わし、符号も考慮したこれら成分比の逆正接より解空間ベクトルの x - y 平面上における角度が求まる。また、 $i=1 \sim h$ の各回で最大値をとった γ_{ijk} の位置をPilot Point(これらの点が骨格となって(2.20)式を表わし、水先案内人的な役割をする。)と呼び、これらのみから成る解をPilot Point Solutionと呼ぶことにする。すなわちこの解は、大きさが単位値であり、Pilot Point以外の点の γ_j の値はすべて零としたものである。

SPM法は、このように(2.18)式および(2.19)式と同様な演算をその最大値が前回の最大値を上回る限り続行し、最終的に(2.20)式の電流双極子スペクトルを求める手法である。(2.20)式のように最終的に h 回の演算を行ったとすると、推定空間には異なる位置に h 個の代表的な電流双極子が存在することになり、これらは測定面に h 個のN-S極対から成る磁界パターンを与える。ここで、測定面から大きく離れた位置にある複数の電流双極子が、面積の限られた測定面内にその

数に等しいN極およびS極領域を与えることは必ずしもないが、全空間考えればこのことは基本的に正しく、測定面はその一部をサンプリングしているだけに過ぎない。従って、(2.18)式の段階では、一般に複数極対から成る測定磁界パターン \mathbf{u} をまず極対数1(2極)から成るパターンによって評価したことになる。(2.19)式では、これを極対数2(4極)から成るパターンによって評価したことになる。さらに、評価ベースとなる磁界パターンの極対数を3, 4, ...と進め、前回までに求めた電流双極子に追加していく形でこのアルゴリズムを続けることにより、測定磁界パターン \mathbf{u} の極対数 h が求まる。ここで極対数が h と決まる理由は、 \mathbf{u} と極対数 $(h+1)$ から成るパターンとのパターンマッチング度を求めても、余分な空間高調波成分があるので、この値は \mathbf{u} と極対数 h から成るパターンとのそれより低下するためである。

2.6 非直交ベクトル空間

ここではまず、SPM法の重要な数学的概念を与える非直交ベクトル空間について述べる。(2.13)式の如くベクトル \mathbf{u} の $\alpha_{jk} \mathbf{d}_{jk} (j=1 \sim m, k=1 \sim m')$ による展開を考えた場合、 \mathbf{d}_{jk} を基底ベクトルとしてみると α_{jk} がその対応するスペクトルとなる。 \mathbf{u} および \mathbf{d}_{jk} を n 次の列ベクトルとして、(2.17)式の条件が満足されるものとする。この基底ベクトル間の互いの直交性は得られない。すなわち、互いに近傍する電流双極子ベクトルの作る磁界パターンは類似し、空間位相差が少なく、空間的に限られた測定面に渡るこれらの重畳積分(離散値系の内積)は零にはならない。

(2.17)式の大小関係が逆、すなわち連立方程式の未知数の数が式の数より小であれば、この未知数の数に対応する正則な逆問題のシステム行列が得られ、さらにGram-Schmidtの直交化などにより、このシステム行列の列要素を基に正規直交基底ベクトルを求めることができる[68]。しかしながら、この場合には磁界測定面の離散化分解能に対して磁界源推定を行う空間体積の離散化分解能が遙かに荒くなり、磁界源の位置推定に大きな誤差を生じる。また、測定点の数を大幅に増加し、磁界源推定空間の十分な分解能を保ったとしても、ここで得られるシステム行列はVandermonde型となってその行列式は零に近づき、空間分解能の本質的な向上には結びつかない。

SPM法では磁界源推定空間の離散化を十分細かく行った反面、基底ベクトル群 $\mathbf{d}_{jk} (j=1 \sim m, k=1 \sim m')$ は非直交ベクトル空間を形成することになる。アナログ的に説明すると、これは、基本波周波数がわかりその整数倍の高調波を基底関数とするフーリエ級数展開に対する連続周波数の基底関数によるフーリエ変換に対応する。前者および後者の基底関数系は直交系および非直交系であり、フーリエ級数展開によるスペクトルは、1, 3, 5, 7などの独立した高調波成分によって表わされるが、フーリエ変換の場合のスペクトルは連続系となる。基底ベクトルの要素をこれらの基底関数を離散化して得られる数列と考えると、(2.13)式は不完全フーリエ級数法的一种として位置付けられる。

次に、SPM法におけるこの基底ベクトル間の非直交性にに基づき、(2.18)式および(2.19)式の演算によって求まる γ_{ijk} および γ_{2ijk} の数学的意味について吟味する。(2.13)式の両辺をベクトル \mathbf{u} のノルム $\|\mathbf{u}\|$ で正規化すると、

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} &= \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \frac{\|\mathbf{d}_{jk}\|}{\|\mathbf{u}\|} \alpha_{jk} \frac{\mathbf{d}_{jk}}{\|\mathbf{d}_{jk}\|} \\ &= \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \Gamma_{ijk} \frac{\mathbf{d}_{jk}}{\|\mathbf{d}_{jk}\|} \end{aligned} \quad (2.21)$$

と変形できる。ここで、 Γ_{ijk} は、正規化された電流双極子ベクトルの空間スペクトルであって、

SPM法で計算される(2.20)式の $\gamma_{ijk}(j=1 \sim n, k=1 \sim n')$ は、正規化された電流双極子の近似空間スペクトルに対応することがわかる。また、基底 $\Gamma_{ijk} = \frac{\|\mathbf{d}_{jk}\|}{\|\mathbf{u}\|} \alpha_{jk}$ ことは、フーリエ変換のように、可能性のある(2.22)式で与えられる。(2.21)式と正規化された磁界パターンベクトル $\mathbf{d}_{j'k'}/\|\mathbf{d}_{j'k'}\|$ との内積をとると、 $(\mathbf{d}_{j'k'}/\|\mathbf{d}_{j'k'}\|)^T \cdot (\mathbf{d}_{jk}/\|\mathbf{d}_{jk}\|) = 1$ であるから、

$$\frac{\mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d}_{j'k'}}{\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{j'k'}\|} = \Gamma_{ij'k'} + \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \Gamma_{ijk} \frac{\mathbf{d}_{jk}^T \cdot \mathbf{d}_{j'k'}}{\|\mathbf{d}_{jk}\| \|\mathbf{d}_{j'k'}\|} \quad (2.23)$$

を得る。(2.23)式でベクトル $\mathbf{d}_{j'k'}$ と $\mathbf{d}_{jk}(j \neq j')$ が直交するならば、右辺第2項は零となって $\Gamma_{ij'k'}$ は厳密に求まり、(2.18)式で $j=j', k=k'$ として与えられる $\gamma_{ij'k'}$ と全く一致する。すなわち、ベクトル $\mathbf{d}_{j'k'}$ と $\mathbf{d}_{jk}(j \neq j')$ が直交すれば、(2.18)式で与えられる γ_{ijk} は(2.22)式で与えられる正規化された電流双極子ベクトルのスペクトラム Γ_{ijk} に他ならない。しかし、実際は(2.23)式の右辺第2項が、

$$-1 < \frac{\mathbf{d}_{jk}^T \cdot \mathbf{d}_{j'k'}}{\|\mathbf{d}_{jk}\| \|\mathbf{d}_{j'k'}\|} < 1, \quad j \neq j' \quad (2.24)$$

であるならば、電流双極子ベクトルの空間的集中度合で表わすものと仮定して、正規化された磁界パターンにより一意的に決まる、フィーである。ベクトル $\mathbf{d}_{j'k'}$ と $\mathbf{d}_{jk}(j \neq j')$ で完全に直交性が成り立たない。従って、(2.18)式の γ_{ijk} は電流双極子ベクトルの正規化された空間スペクトル Γ_{ijk} の第1近似を与える。未知数の数が不一致で、前者の方が後者よりも圧倒的に

さらに、(2.23)式において、(2.18)式の最大値をとる磁界パターンベクトル $\mathbf{d}_{j'k'}$ と残りの磁界パターンベクトル $\mathbf{d}_{jk}(j=1 \sim m, j \neq j', k=1 \sim m')$ を合成した空間波形分布ベクトルに既知空間波形分布ベクトル \mathbf{u} が分解されると仮定する。この前提であることに依るものである。従って、正則行列で示されるシステム方程式(2.25)は、数学的に一意性のある解を得ることはできない。

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \alpha_{jk} (\mathbf{d}_{j'k'} + \mathbf{d}_{jk}) \quad (2.25)$$

このときの正規化された電流双極子スペクトルによって得られる磁界パターンベクトルである。このスペクトルに対応する基底ベクトルは一般に互いに非直交で、

$$\Gamma_{2ijk} = \frac{\|\mathbf{d}_{j'k'} + \mathbf{d}_{jk}\|}{\|\mathbf{u}\|} \alpha_{jk}, \quad j=1 \sim m, j \neq j', k=1 \sim m' \text{ える。} \quad (2.26)$$

の最大値が $j = j^*$ および $k = k^*$ のとき生じ、これを $\Gamma_{2j^*k^*}$ とすると、(2.23)式と同様にして、

$$\frac{\mathbf{u}^T \cdot (\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{j^*k^*})}{\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{j^*k^*}\|} = \Gamma_{2j^*k^*}$$

$$+ \sum_{j \neq j^*}^n \sum_{k=1}^{n'} \Gamma_{2jk} \frac{(\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{jk})^T \cdot (\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{j^*k^*})}{\|\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{jk}\| \|\mathbf{d}_{j^*k^*} + \mathbf{d}_{j^*k^*}\|} \quad (2.27)$$

を得る。従って、(2.19)式の γ_{2jk} の第1近似は(2.26)式で最大値をとる $\Gamma_{2j^*k^*}$ となる。

以上のことから、SPM法で計算される(2.20)式の $\gamma_{ijk} (i = 1 \sim n)$ は、正規化された電流双極子の近似空間スペクトルに対応することがわかる。また、基底ベクトルが非直交であることは、フーリエ変換のように、可能性のあるすべての解スペクトルに対して評価したことになる。これに対し、直交系による展開を考えると、例えば2.5倍調波などフーリエ級数では評価できず、真の解スペクトルをスキップしてしまう危険性がある。

積演算は、これらのベクトルの要素の平均値ベクトルをそれぞれ計算して実行すると、数学的に相関係数と等価になる。SPM

2.7 **むすび** 一般的な磁界源に基底重み付けをしていく非線形演算を行っており、SPM法に関し、その物理的および数学的位置付けを中心に以下の点について述べた。

- SPM法は、静磁界系逆問題では、
- (1) 電流は空間の一点当り一定の密度で流れるものと仮定する。
 - (2) 電流分布そのものを直接求めるのではなく、電流とその経路との積、すなわち電流双極子ベクトルの分布を求める。
 - (3) 電流の大きさは、電流双極子ベクトルの空間的集中度合で表わすものと仮定する。

とし、正規化された既知フィールド分布パターンにより一意的に決まる、フィールド源の位置に関する情報を得ることを主目的とする方法である。

積分形で示されている静磁界系逆問題の支配方程式を離散化して得られるシステム方程式は、式の数と未知数の数が不一致で、前者の方が後者よりも圧倒的に少ない連立方程式となる。また、測定点を増加して式の数を未知数の数以上にしたとしても、これから得られる正方行列はVandermonde型となる。このことは逆問題が本質的に抱えるフィールド源に対する情報の欠落、すなわち空間全体のフィールドが不明であることに依るものである。従って、正則行列で示されるシステム(順問題)のように、数学的に一意性のある解を得ることはできない。

SPM法の解の基本的な物理的意味は、測定磁界パターンと推定磁界源の生ずる評価磁界パターンとの測定面に渡る重畳積分によって得られる磁界源スペクトルである。このスペクトルに対応する基底ベクトルは一般に互いに非直交で、SPM法の演算結果は正規化された磁界源スペクトルの第1近似を与える。

第3章 検証例題

3.1 はじめに

本章では、まずSPM法のアルゴリズムを簡単な例題を用いて説明し、次にSPM法を適用して静磁界系逆問題のシステム方程式を具体的に解いたモデル数値実験結果を示す。SPM法の扱うシステム方程式は、式の数が未知数の数より少ない連立方程式であるので、システム条件を変えたときの解パターン(個別の解の値ではない。)の一意性について吟味する必要がある。よって、磁界源推定領域の空間分割個数を変えたとき得られる、複数のSPM法の解について、それらの空間パターンとしての一意性を数値実験により検証する。また、異なる大きさの磁界源が存在するケースについても解パターンの一意性を吟味する。システム方程式に拘束条件を課す方法として代表的な最小ノルム法による解とSPM法による解との比較数値実験を行い、それぞれの解の特徴について述べる。測定および評価フィールドを表わすベクトルの内積演算は、これらベクトルの要素の平均値ベクトルをそれぞれ減算して実行すると、数学的に相関係数と等値になる。SPM法では最も支配的な磁界源に逐次重み付けをしていく非線形演算を行っており、これに基づいて相関係数を求めていくと、一般化された磁界源の空間相関係数分布が得られる。最後に、この一般化相関係数法によるモデル数値実験結果を示す。

3.2 簡単な例題

ここでは実際の物理系や本論文で扱う生体系の逆問題および金属の非破壊検査から離れ、SPM法のアルゴリズムを用いて図1.1のBおよびCからAを求める簡単な例題を解く。この場合の解としては、SPM法の解の骨格を成す、2.5節で述べたPilot Point Solutionを求めるものとする。

今、図1.1のBの演算として(2.16)式に示した行列とベクトルの乗算を考え、システム行列Dが次式で与えられたとする。

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 \\ 4 & 5 & 6 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

このシステム行列Dに対して、既知ベクトルu(図1.1のC)が次のように4ケース与えられたときのそれぞれの解ベクトルf(図1.1のA)を求める。

$$(a) \mathbf{u} = [1 \quad 4]^T \quad (3.2a)$$

$$(b) \mathbf{u} = [2 \quad 5]^T \quad (3.2b)$$

$$(c) \mathbf{u} = [3 \quad 6]^T \quad (3.2c)$$

$$(d) \mathbf{u} = [3 \quad 9]^T \quad (3.2d)$$

ここで、Pilot Point Solutionは図1.1のAの入力として単位値を前提としているから、解ベクトル f の各要素は1または0のどちらかであり、それぞれの正解は、

$$(a) f = [1 \ 0 \ 0]^T \quad (3.3a)$$

$$(b) f = [0 \ 1 \ 0]^T \quad (3.3b)$$

$$(c) f = [0 \ 0 \ 1]^T \quad (3.3c)$$

(d) $f = [1 \ 1 \ 0]^T$ とがわかる。従って、各ステップでの γ の最大(3.3d)である。

システム行列 D の各列ベクトル d_1 , d_2 および d_3 のノルムは、

$$\|d_1\| = \sqrt{17} \quad (3.4)$$

$$\|d_2\| = \sqrt{29} \quad (3.5)$$

$$\|d_3\| = \sqrt{45} \quad (3.6)$$

である。また、(a)~(d)の各ケースの既知ベクトル u のノルムは、

$$(a) \|u\| = \sqrt{17} \quad (3.7a)$$

$$(b) \|u\| = \sqrt{29} \quad (3.7b)$$

$$(c) \|u\| = \sqrt{45} \quad (3.7c)$$

$$(d) \|u\| = \sqrt{90} \quad (3.7d)$$

であり、これらより(2.18)式および(2.19)式のSPM演算を実行する。

(2.18)式より、(a)~(c)の各ケースでは正規化された解スペクトルはそれぞれ

$$(a) \gamma_1=1, \gamma_2=0.9908, \gamma_3=0.9762$$

$$(b) \gamma_1=0.9908, \gamma_2=1, \gamma_3=0.9965$$

$$(c) \gamma_1=0.9762, \gamma_2=0.9965, \gamma_3=1$$

となり、各ケースで最大値をとった γ のみ1とし、他を0にすると(3.3a)式~(3.3c)式に示した正解パターンを得る。一方、ケース(d)の場合には、第1ステップとしての解スペクトルは

$$(d) \gamma_1=0.9971, \gamma_2=0.9983, \gamma_3=0.9899$$

となり、値1をとる γ はまだなく、第2ステップで第1ステップでの最大値 $\gamma_2=0.9983$ を上回る可能性がある。従って、 $\gamma_2=1$ とし、行ったもので、システム系

$$\|d_2 + d_1\| = \sqrt{90} \quad (3.8)$$

および

$$\| \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_3 \| = \sqrt{146} \quad (3.9)$$

を用いて第2ステップの(2.19)式を演算すると、

$$(d) \quad \gamma_1=1, \quad \gamma_2=1, \quad \gamma_3=0.9945$$

を得る。ここで $\gamma_2=1$ を得たので第3ステップの必要性はないことがわかり、結局(3.3d)式の正解を得ることがわかる。従って、各ステップでの γ の最大値以外をすべて零として、すべてのケースについての正解がSPM法によって得られた。

3.3 解パターンの一意性

(2.16)式は、式の数未知数の数より少なく、解ベクトル \mathbf{f} の一意性は期待できない、すなわち、同じシステム行列 \mathbf{D} および既知ベクトル \mathbf{u} に対して(2.16)式を満足する解ベクトル \mathbf{f} は無数に存在する。しかしながら、同一の物理的な条件下で、フィールド源推定領域の空間分解能を変えたとき得られる解パターンの一意性を吟味することは可能である。ここでは、図2.2に示した離散値系の静磁界系逆問題解析モデルにおいて試験電流(双極子)分布を設定し、同一問題に対して磁界源推定領域の空間分解能を変え、SPM法による推定電流双極子スペクトルパターンの一意性を数値実験により検証する。また同時に、磁界源推定領域の空間分解能の向上が解精度の向上に結び付くかを吟味する。

図2.2の立体体積中に図3.1(a)に示したような直線電流が流れているとき、この立体の上部面で測定される z 方向磁界パターンを図3.1(b)に示す。磁界測定点はこの面を x および y 方向に均等6分割し、全体で $n=36$ 点あるものとした。推定する電流双極子ベクトルは x および y 成分のみを持ち、ここではこの角度分解能を 5° ($m'=72$)として解析する。図3.1(c)~(f)はSPM法による電流双極子の推定解スペクトル分布を示すもので、空間分割個数 m をそれぞれ13225, 5491, 891および36と変えたときの結果である。未知数の数はこれらの値に $72(=m')$ を乗算した値となり、いずれのケースも式の数($n=36$)より遙かに多い。図3.1(c)~(f)は、図の明瞭化のため、(2.20)式の正規化された電流双極子スペクトルの内、その大きさが0.9以上のものを図示し、0.9~1.0の範囲で10種に色分け表示した。これらより、図3.1(b)の磁界パターンより推定される解パターン(個々の解の大きさでなく、解によって構成される空間的なパターン)は、システム方程式の未知数の数を変えても一意性があり、しかも正解のような対角線状の解パターンを得るにはある程度の空間分解能が必要であることがわかる。従って、2.6節で述べたように式の数と同じだけの未知数を設定し、システム行列の逆行列により解を得たとしても解の分解能は不十分なものとなる。

図3.2は同様の数値実験をループ電流の場合について行ったもので、システム条件および表示要領は図3.1のそれぞれに対応している。すなわち、図3.2(a)のルー

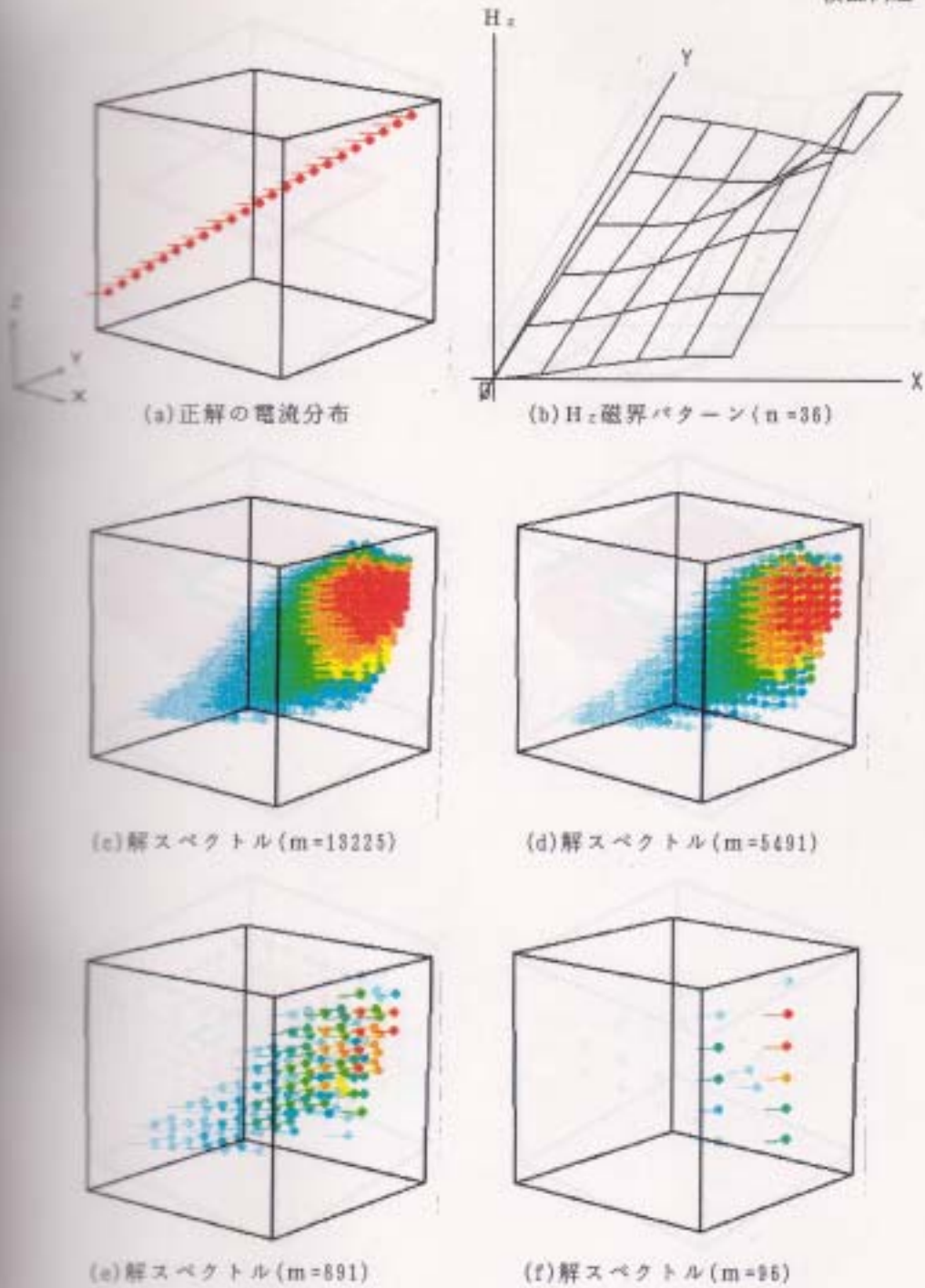
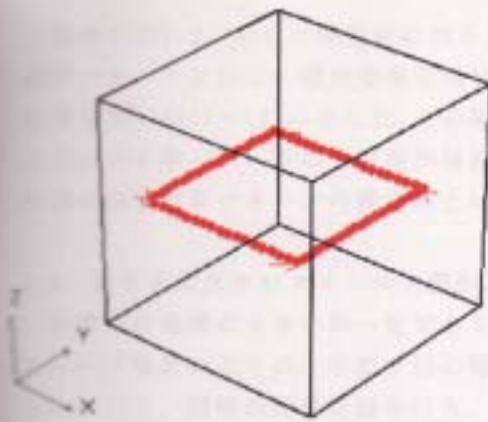
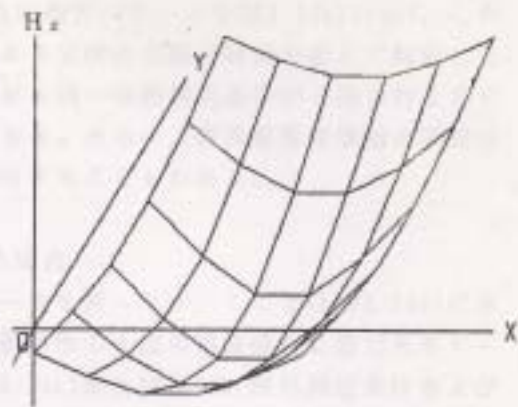


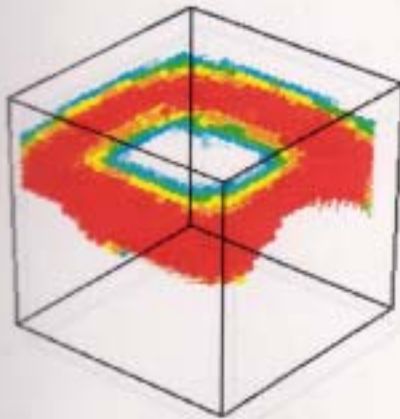
図3.1 磁界源推定領域空間分解能の変化に対するSPM法による解パターンの一意性の検証 [(c)~(f)の解空間ベクトルのx-y平面上における角度分解能は 5° ($m^\circ=12$)とし、正規化された解スペクトルの大きさの0.9以上を図示。解スペクトルの大きさの色表示は、0.9~1.0を10分割し、1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]



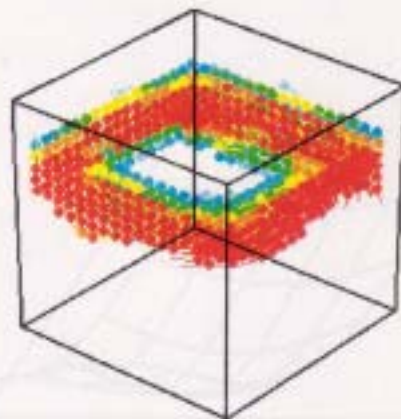
(a) 正解の電流分布



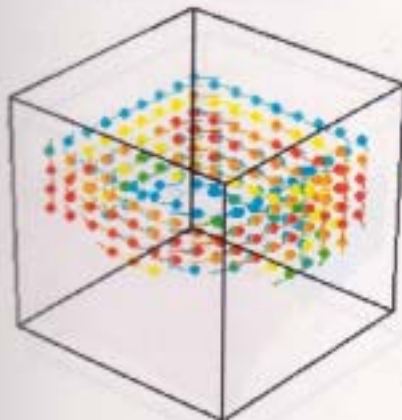
(b) H_z 磁界パターン ($n=16$)



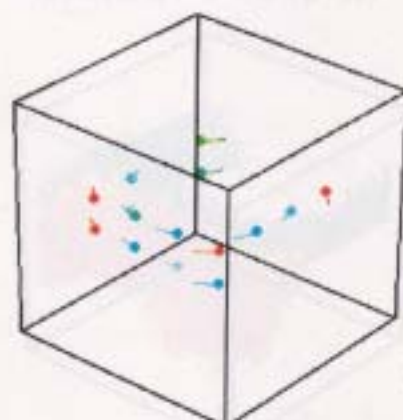
(c) 解スペクトル ($m=13225$)



(d) 解スペクトル ($m=5491$)



(e) 解スペクトル ($m=891$)



(f) 解スペクトル ($m=96$)

図1.1 磁界源推定領域空間分解能の変化に対するSPM法による解パターンの一貫性の検証 [(c)~(f)の解空間ベクトルのx-y平面上における角度分解能は 5° ($m^*=11$)とし、正規化された解スペクトルの大きさの0.9以上を图示。解スペクトルの大きさの色表示は、0.9~1.0を10分割し、1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

ブ電流が図1.2に示した測定面を作る z 方向磁界パターンを図3.2(b)に示し、この磁界パターンに対し、磁界源推定領域である立体の空間分解能を変えて解析した結果を図3.2(c)~(f)に示した。この場合にも同一の物理的条件から得られるSPM法による解パターンの一意性が検証できる。さらに、磁界源推定領域の空間分解能の向上が解パターンの精度向上に寄与することもわかる。

3.4 異なる大きさのフィールド源がある場合

前節では電流の大きさが一定であるケースを扱ったが、ここでは図3.3(a)に示すループ電流のように、その1辺の電流値が他の3辺の電流値の2倍であるケースについて、同様の数値実験を行う。図3.3(c)および(d)は、磁界測定条件および電流双極子ベクトルの x - y 平面角度分解能は前節の例題と同様とし、図3.3(a)の

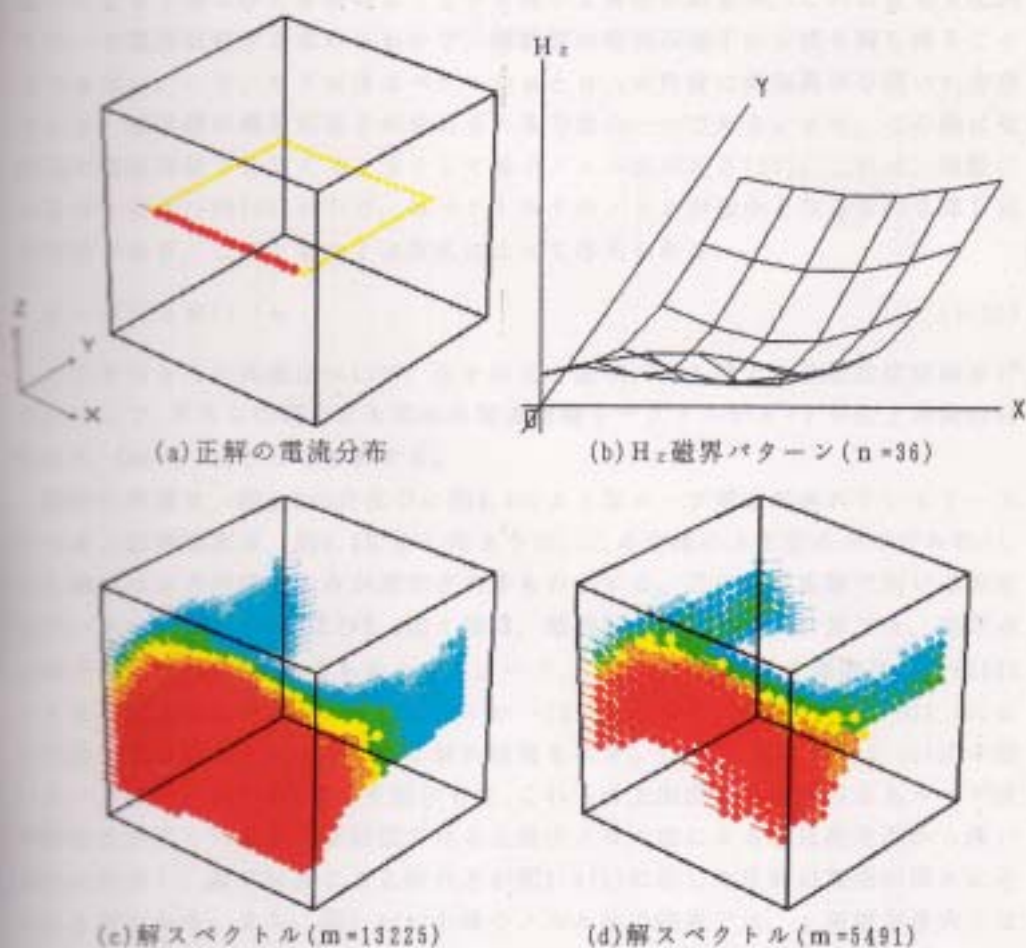


図3.3 異なる電流の大きさが推定領域にある場合のSPM法による解パターン [(c)、(d)の解空間ベクトルの x - y 平面上における角度分解能は 5° ($m^\circ=72$)とし、正規化された解スペクトルの大きさの0.9以上を図示。解スペクトルの大きさの色表示は、0.9~1.0を10分割し、[2 3 4 5 6 7 8 9 10]

電流分布が作る磁界パターン(図3.3(b))より m を13225および5491として解析した結果であり、(2.20)式の γ の0.9以上を図3.1と同様の要領で図示したものである。SPM法ではフィールド源の位置と大きさの双方を同時に求めようとはせず、まずフィールド源の位置に関する情報を正規化されたフィールドより得、その大きさは結果として得られた推定フィールド源の空間的集中度合によって表わすものと仮定した。図3.3の結果は、大きな電流が流れている辺の近傍に比較的大きな解スペクトルが集中し、この仮定が正しいことを示している。

3.5 最小ノルム法との比較

(2.16)式のような式の数と未知数の数が不一致の連立方程式を解くには幾つかの方法が知られている[68]。例えば、(2.13)式のベクトル \mathbf{u} と $\alpha_{jk} \mathbf{d}_{jk}$ の距離が最小になる j および k を求めようとする最小2乗法があるが、これは最も支配的な単一の電流双極子を求めるもので、複数個の電流双極子から成る解を得ることはできない。一方、SPM法はベクトル \mathbf{u} と \mathbf{d}_{jk} の角度に評価基準を置いた方法であり、複数個の電流双極子が求められる方法の一つである。また、この他に複数個の電流双極子を与える方法として最小ノルム法がある[29]。これは、無数にある \mathbf{D} の右逆行列[68]の中で、解ベクトル \mathbf{f} のノルムが最小となるものを探し出す方法であり、このときの \mathbf{f} は次式によって与えられる。

$$\mathbf{f} = \mathbf{D}^T (\mathbf{D} \mathbf{D}^T)^{-1} \mathbf{u} \quad (3.10)$$

ここでは2つの例題について、SPM法と最小ノルム法との比較数値実験を行う。ここで、どちらの場合にも求める電流双極子ベクトルの x - y 平面上角度分解能は 5° ($m' = 72$)として解析する。

最初の例題は、図2.2の立体中に図3.4のようなループ電流が流れているケースである。磁界測定は、図2.2に示したように、この立体の上部面のみで行われ、しかも磁界の z 方向成分のみが測定されるものとする。この数値実験で用いる測定磁界パターンは3.3節および3.4節と同様、順問題として容易に計算でき、測定点は格子状に $6 \times 6 = 36$ 点あるものとする。一方、この立体の離散化個数は、 $m = 2535$ とする。以上の条件より、 $n = 36$ 、 $m \times m' = 182520$ となる。図3.5および図3.6にSPM法および最小ノルム法による解析結果を示す。ただし、図3.5は(2.20)式の解パターンの内 $\gamma \geq 0.9$ の部分を図示した。これらの上面図からはどちらもループ状の解分布が見られるが、正面図を見ると最小ノルム法による解は測定面から浅い部分に分布し、SPM法による解の方が図3.4(b)に示した正解の電流の深さに近いことがわかる。また、図3.6(a)の最小ノルム法の結果では、 y 座標が最大となる2つの隅において正解の電流方向とは逆向きの解が現われている。

次に解の深さ方向の吟味をするため、図3.7に示すらせん状電流について、最初の例題と同様の離散化条件の下、2つの方法による解の比較を行う。図3.8および図3.9はこの場合のSPM法および最小ノルム法による解析結果であり、図3.8は図3.5と同様、(2.20)式の解パターンの内、 $\gamma \geq 0.9$ の部分を図示した。図3.8およ

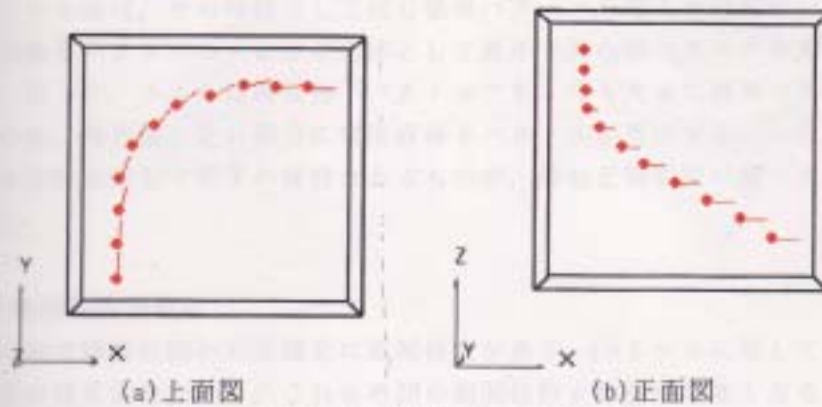


図3.7 正解の電流分布(らせん状電流)

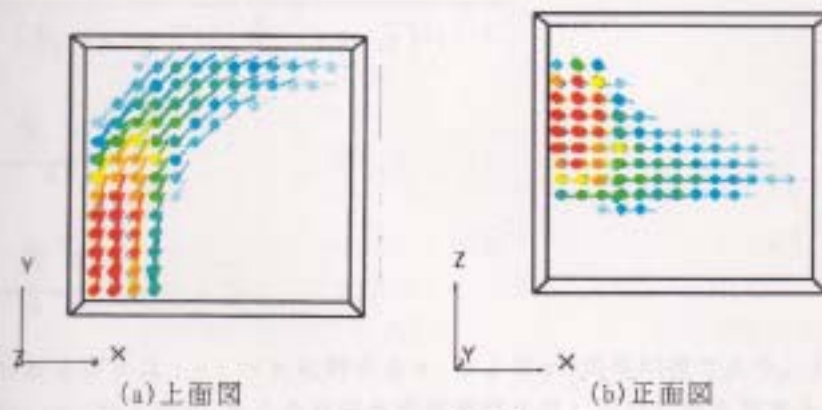


図3.8 SPM法による解パターン(らせん状電流) [n=36, m=2535, m'=72の時, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

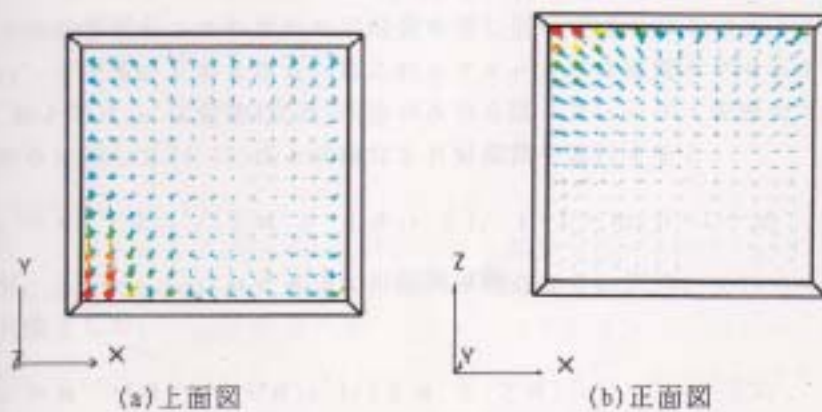


図3.9 最小ノルム法による解パターン(らせん状電流) [n=36, m=2535, m'=72の時, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

び図3.9より、SPM法はらせん状の解パターンを与えるが最小ノルム法は正解の電流分布とは全く異なる解を出すことがわかる。

最小ノルム法は、その特徴として同じ磁界パターンを与える磁界源分布の中から電流双極子ベクトルの大きさが全体として最小で済む解ベクトルを求める方法である。従って、小さな電流双極子ベクトルであっても大きな磁界パターンを与えるために、測定面に近い部分に電流双極子ベクトルが集中する。一方、SPM法は深さ方向に対して若干の減衰はあるものの、概ね正解に近い解パターンを与える。

3.6 一般化相関係数法

統計処理で頻繁に使われる概念に相関係数があり、 $i=1 \sim n$ に対して x_i と y_i の情報量が与えられたとき、これらの間の相関係数 r は次式の如くなる[69]。

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n ((x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}))}{\left\{ \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \right\}^{1/2}} \quad (3.11a)$$

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (3.11b)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n} \quad (3.11c)$$

ここで \bar{x} および \bar{y} は $i=1 \sim n$ に対する x_i および y_i の平均値であり、(3.11a)式の演算は、 x_i および y_i からそれぞれの平均値を差し引いた値を要素とする正規化された2つの n 次列ベクトルの内積と等価である。

(2.13)式の測定(既知)フィールドベクトル \mathbf{u} の n 個ある要素の平均値を \bar{u} 、評価フィールドベクトル \mathbf{d}_{jk} の n 個ある要素の平均値を $\overline{d_{jk}}$ とし、これらフィールドベクトルの要素からそれぞれの平均値を差し引いて得られるベクトルを \mathbf{u}' および \mathbf{d}_{jk}' とする。 \bar{u} および $\overline{d_{jk}}$ はこれらフィールドの直流オフセット分を表わし、 \mathbf{u}' および \mathbf{d}_{jk}' は変動(交流)成分のみから成るフィールドを表わす。この変動成分のみに対して(2.18)式と同様なSPM演算を実行すると、

$$\gamma_{1jk}' = \mathbf{u}'^T \cdot \mathbf{d}_{jk}' / (\|\mathbf{u}'\| \cdot \|\mathbf{d}_{jk}'\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (3.12)$$

を得るが、この γ_{1jk}' は \mathbf{u} と \mathbf{d}_{jk} との相関係数となる。次に、 γ_{1jk}' を(3.12)式の最大値として

$$\gamma_{2jk}' = \mathbf{u}'^T \cdot (\mathbf{d}_{j'k}' + \mathbf{d}_{jk}') / (\|\mathbf{u}'\| \cdot \|\mathbf{d}_{j'k}' + \mathbf{d}_{jk}'\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (3.13)$$

び図3.9より、SPM法はらせん状の解パターンを与えるが最小ノルム法は正解の電流分布とは全く異なる解を出すことがわかる。

最小ノルム法は、その特徴として同じ磁界パターンを与える磁界源分布の中から電流双極子ベクトルの大きさが全体として最小で済む解ベクトルを求める方法である。従って、小さな電流双極子ベクトルであっても大きな磁界パターンを与えるために、測定面に近い部分に電流双極子ベクトルが集中する。一方、SPM法は深さ方向に対して若干の減衰はあるものの、概ね正解に近い解パターンを与える。

3.6 一般化相関係数法

統計処理で頻繁に使われる概念に相関係数があり、 $i=1 \sim n$ に対して x_i と y_i の情報量が与えられたとき、これらの間の相関係数 r は次式の如くなる[69]。

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n ((x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}))}{\left\{ \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \right\}^{1/2}} \quad (3.11a)$$

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (3.11b)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n} \quad (3.11c)$$

ここで \bar{x} および \bar{y} は $i=1 \sim n$ に対する x_i および y_i の平均値であり、(3.11a)式の演算は、 x_i および y_i からそれぞれの平均値を差し引いた値を要素とする正規化された2つの n 次列ベクトルの内積と等価である。

(2.13)式の測定(既知)フィールドベクトル \mathbf{u} の n 個ある要素の平均値を \bar{u} 、評価フィールドベクトル \mathbf{d}_{jk} の n 個ある要素の平均値を $\overline{d_{jk}}$ とし、これらフィールドベクトルの要素からそれぞれの平均値を差し引いて得られるベクトルを \mathbf{u}' および \mathbf{d}_{jk}' とする。 \bar{u} および $\overline{d_{jk}}$ はこれらフィールドの直流オフセット分を表わし、 \mathbf{u}' および \mathbf{d}_{jk}' は変動(交流)成分のみから成るフィールドを表わす。この変動成分のみに対して(2.18)式と同様なSPM演算を実行すると、

$$\gamma_{1jk}' = \mathbf{u}'^T \cdot \mathbf{d}_{jk}' / (\|\mathbf{u}'\| \cdot \|\mathbf{d}_{jk}'\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (3.12)$$

を得るが、この γ_{1jk}' は \mathbf{u} と \mathbf{d}_{jk} との相関係数となる。次に、 γ_{1jk}' を(3.12)式の最大値として

$$\gamma_{2jk}' = \mathbf{u}'^T \cdot (\mathbf{d}_{j'k}' + \mathbf{d}_{jk}') / (\|\mathbf{u}'\| \cdot \|\mathbf{d}_{j'k}' + \mathbf{d}_{jk}'\|), \quad j=1 \sim m, k=1 \sim m' \quad (3.13)$$

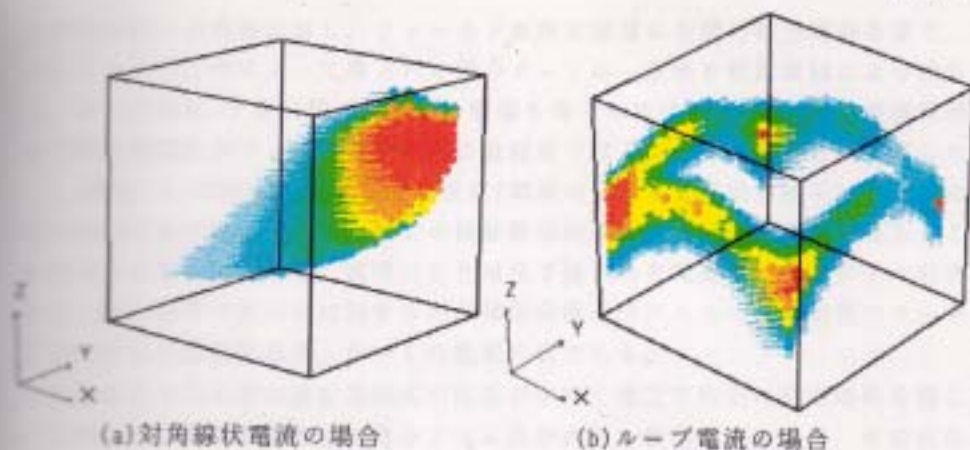


図3.10 一般化相関係数分布 [n=35, m=13225, m'=72の時, $\gamma \geq 0.9$ を图示, $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

を求め、最終的に $j=1 \sim m$ に対して(2.20)式と同様な解パターン(相関係数分布)

$$\gamma_j = \frac{1}{h} \left[\left[\sum_{k=1}^h \text{Max}(\gamma_{j,k}') \cos\left(\frac{2\pi}{m'} k\right) \right]^2 + \left[\sum_{k=1}^h \text{Max}(\gamma_{j,k}') \sin\left(\frac{2\pi}{m'} k\right) \right]^2 \right]^{1/2}, \quad k=1 \sim m' \quad (3.14)$$

を得ることができる。これは、2.5節で述べた多極フィールドの概念を用いて通常の相関係数をより一般化したものと位置付けられる。

2.3節の図3.1および図3.2に示した例題について、この一般化相関係数法を適用した結果を図3.10(a)および(b)に示す。これらの測定面および磁界源推定領域の離散化条件は図3.1(c)および図3.2(c)の場合と等しく、また、(3.14)式の $\gamma \geq 0.9$ の部分を图示した。図3.10(a)は、これを得る基となる磁界パターン(図3.1(b))に直流成分 \bar{u} がなく $u = u'$ となり(ただし、一般に $d_{j,k} \neq d_{j,k}'$)、図3.1(c)とほぼ同様の結果となっている。これに対し、図3.2の例題では、磁界パターン(図3.2(b))に直流成分が含まれており、これを差し引いて解析した図3.10(b)の結果の方が図3.2(c)の結果よりも測定面からの深さ方向の精度に対して若干の改善が見られる。

3.7 むすび

第2章で述べたSPM法のアルゴリズムを具体的な数値例題を用いて実行し、正解と推定解との比較からSPM法の有効性を検証した。

本論文で扱う強形式の逆問題では、支配方程式を離散化して得られるシステム方程式は不定の連立方程式となり、フィールド源の位置と大きさの双方を一意的に求めることはできない。しかしながら、同一の物理的条件下で数学的なシステム条件を変えたときの解パターン(解そのものではない。)の一意性は吟味できる。

本章では同一の問題に対し、フィールド源推定領域の空間分割分解能を変え、異なるシステム行列によって得られる解パターンの一意性を数値実験により検証した。また同時に、十分な解パターン分解能を得るためには、フィールド源推定領域の空間分割個数がフィールド測定点の数程度では不十分であることを確認した。

2.7節の(3)で述べたSPM法の仮定「電流の大きさは電流双極子ベクトルの空間的集中度合で表わす。」についての検証数値実験を行い、この仮定が正しいことを明らかにした。ただし、実際にSPM法で得られる電流双極子ベクトルの大きさは、測定磁界パターンに対する単位電流双極子ベクトルの作る磁界パターンの正規化された応答であり、0～1の範囲の値である。

前述のような不定の連立方程式の解法の中で、連立方程式に拘束条件を課して一意的な解を得る方法として最小ノルム法がある。最小ノルム法は、その名の通り無数にある解ベクトルの中からそのノルムが最小となるものを抽出する方法であり、この場合には同じ磁界パターンを与えるものの中から全体の磁界源ベクトルの大きさが最小で済む解ベクトルを与える。これはまたSPM法と同様、複数個の磁界源ベクトルを与える方法である。よって、SPM法と最小ノルム法との比較数値実験を行い、その結果からSPM法は測定面から奥行き方向に磁界源が分布する場合に明らかな優位性を示すことがわかった。

測定および評価フィールドパターンからそれぞれの直流オフセット分を差し引いた場合、SPM法で行うこれらの間の内積演算結果は相関係数と等価になり、SPM法のアルゴリズムを用いて一般化された相関係数を導出した。モデル数値実験の結果より、この一般化相関係数法は測定フィールドパターンに直流オフセット分がある場合に、通常のSPM法に比較して若干の改善が見られることがわかった。

同じ局所的なフィールドを与えるフィールド源分布は無数に存在するため、逆問題における解析結果の吟味は、本章で行ったように、フィールド源の正解と推定解の比較によって評価すべきであり、これらによって生ずるフィールド間の比較評価のみでは不十分である。

媒質パラメータ(導電率、誘電率)が一律ではな

く異なる点がある。これに対して磁界系の場合には、生体の内外を問わ

第4章 生体磁気現象における逆問題

4.1 はじめに

生体の異常診断を物理的に(血液検査などの化学的検査ではなく)行う場合、大別して、1)生体内の媒質分布を調べ、媒質の異常部位・形状などを得る方法と、2)生体内の電磁気的信号を生体外で捕らえ、これの異常から生体内部の信号発生源および信号伝達経路の損傷部位を特定化する方法がある。前者としてレントゲン撮影、超音波診断、X線CTおよびMRI-CTなどがあり、後者の例としては心電図(ECG)、脳波(EEG)、あるいはSQUID磁束計を用いた心磁図(MCG)および脳磁図(MEG)などがある。前者と後者の違いをLSI回路を想定したアナロジーで表現すれば、前者は回路自体(ハードウェア)の写真であり、後者は赤外線撮影によって回路信号の流れ(ソフトウェア)を捕らえたものと言え、それぞれ異なる性格の情報を与える。また、前者は生体に何らかのエネルギーを注入してやる必要があるが、後者の方は生体本来のエネルギーを完全非侵襲的(受動的)に測定するため、極めて安全性の高い検査法といえる。

SQUID磁束計による医学的検査法はいまだ一般病院の臨床検査法として確立されてはいないが、幾つかの大学病院において心磁図および脳磁図などの医学診断情報が高く評価されており、より安価なSQUID磁束計の実用化が期待されている[34-37, 70, 71]。また、これらは心電図および脳波とは別の医療情報を含んでおり、新しい医療診断技術として大いに期待されている[72]。一方、心磁図および脳磁図は、心電図および脳波などと同様に生体内の電磁現象に対する間接的な情報であるため、これらから医療診断を下すためには多くの経験と熟練を要し、医療現場により直接的・直観的情報を与えることが望まれる。これはフィールドデータから生体内のフィールド源情報を求めることになり、1章で述べた強形式の静磁界系逆問題を解くことに帰着する。心電図および脳波からそれらの発生源を求める逆問題においては、媒質パラメータ(導電率、誘電率)が一樣ではなく、解析に困難な点がある。これに対して磁界系の場合には、生体の内外を問わず媒質パラメータ(透磁率)が一定と考えることができ、磁界パターンとその磁界源が直接の因果関係を持ち、生体内の信号源および信号経路の特定化を生体内の媒質形状に依存せずに行うことができる。

本章では、SPM法を心磁図および脳磁図解析に適用し、心臓の欠陥部位および脳の活性化領域の特定化を試みる。SPM法が求める磁界源は電流双極子ベクトルであるが、本章では第2章の例題と同様、磁界源推定領域の分割を規則的(ΔV 一定)に行うので、その結果は電流分布として考えることができる。また、脳磁図解析に対し、3.6節で導出した一般化相関係数法の適用も試みる。

4.2 心磁図解析

図4.1および図4.2は、ヒトの心臓の刺激伝導路および正常な心電図波形をそれ

ぞれ示すものである。心磁図に対し、心電図は一般に広く普及しており、図4.2に示したように心電図の各波形に対してP～Uまでの名称が付けられ、瞬時波形の時間表示はこれらの名称を基準に表わしている。心磁図の時間表示も心電図を基準とする場合が多く、本論文もこれに従うものとする。P波は心房波と呼ばれ、P波からQ点にかけては心房から心室に興奮が伝達する期間であり、QRS波は心室の興奮過程を示すものである[73,74]。

徳島大学医学部の中屋らのグループは、SQUID磁束計により健常者および心臓疾患を持つ複数の患者のQRS波期間中の心磁図を測定した[70]。測定磁界(磁束)は被験者の心臓を覆う胸部面に垂直な成分であり、ここではこれをz方向成分として図4.3に示す。図4.3の(a)～(c)は健常者、(d)～(f)および(g)～(i)はそれぞれ右脚ブロック(Right Bundle Block)および左脚ブロック(Left Bundle Block)症候群を呈する患者、さらに(j)～(l)はWPW(Wolff-Parkinson-White)症候群の患者の心磁図であり、各心磁図が測定されたQRS波心電図上の時刻(Q点が時刻0ms)と共に示した。ここで、WPW症候群に関しては、(j)および(k)のAと(l)のBの2人の患者について測定された。

図4.4(a)～(l)は、図4.3(a)～(l)の磁界パターンからSPM法によって推定した心臓内の主要電流($\gamma \geq 0.9$)を示すものであり、図4.4および図4.3の(a)～(l)はそれぞれ対応している。図4.4(a)は図4.1に示した洞結節から房室結節に向かおうとしている電流を表わし、図4.4(b)は房室結節から右脚および左脚に集電された電流を示している。さらに、図4.4(c)より、QRS波のS点近傍では電流が主に左心室に流れ込んでいる様子がわかる。このSPM法による健常者の心臓内刺激伝導の結果は、医学的な所見と一致している[75]。脚ブロックとは、房室結節を通過した電流刺激が右脚もしくは左脚に伝わらなくなった状態であり、図4.4の(d)～(f)および(g)～(i)からこの様子を観察することができる。心房と心室との間に房室結節以外の伝導路があると、時々不整脈が発生することがあり、このような症例をWPW症候群と呼んでいる。図4.4の(j)および(l)から、それぞれKent束およびJames線維にこの異常伝導路があることがわかる。このような心臓内の疾患部位の特定を心電図から行うことは極めて困難であり、SPM法による心磁図解析によって初めて可能となった。また、徳島大学医学部の中屋らの測定した他の症例の心磁図に対する解析結果については、文献[76]を参照されたい。

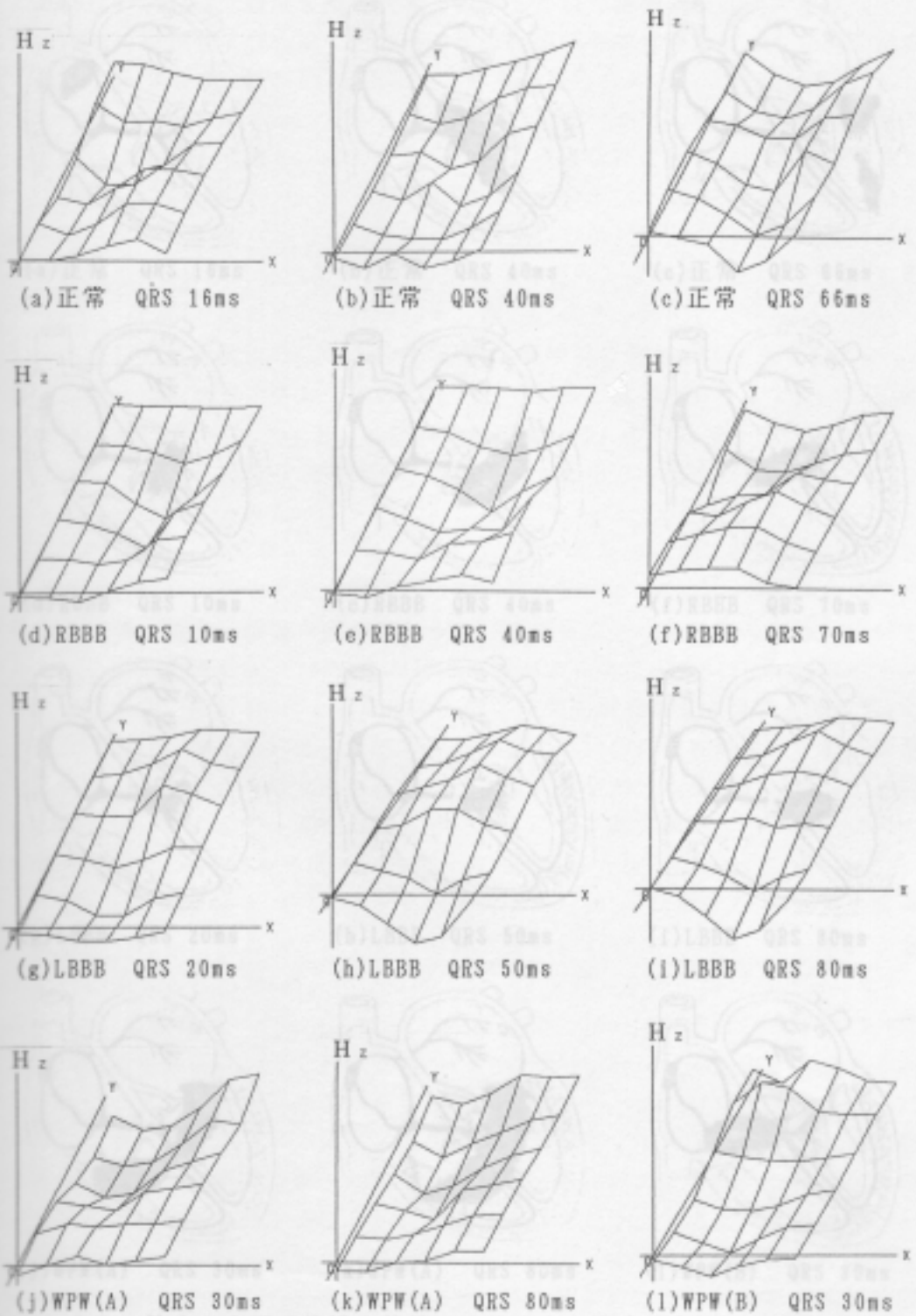


図4.3 QRS波中の心磁図波形 [文献[70]より]

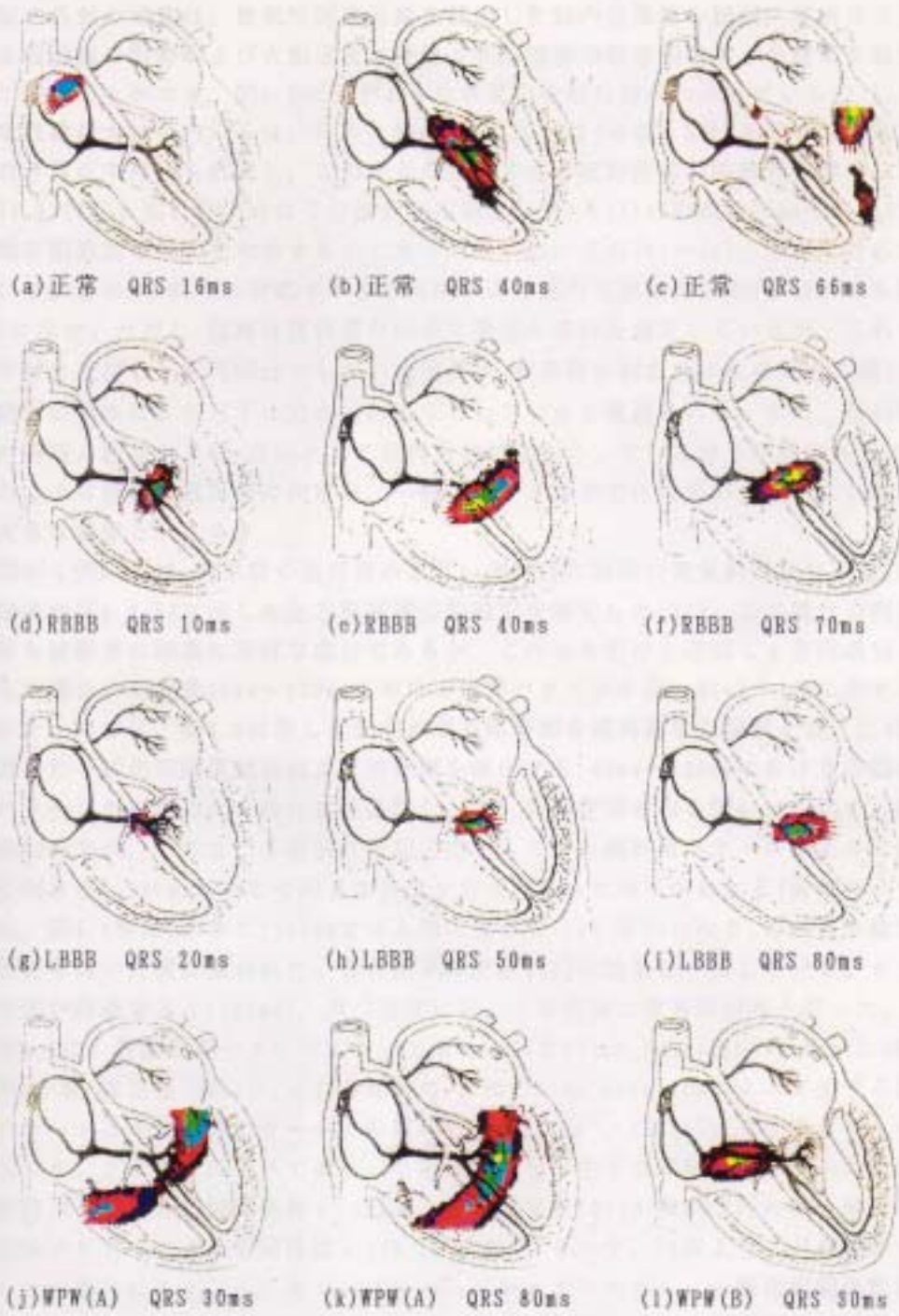


図4.4 QRS波中の主要電流推定結果 (健常者と心臓疾患を持つ患者との比較)
 [n=84, m'=72, m=18225, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5
 6 7 8 9 10.]

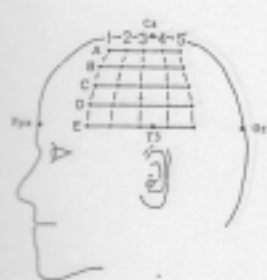
4.3 脳磁図解析

脳の各部の機能は、放射性同位元素を使用した脳内血流量の観測、事故などによる脳損傷の影響および大脳皮質に接触させた電極の電位測定などの結果を組合せて知ることができ、図4.5に示すような各部の役割分担がわかっている[77]。

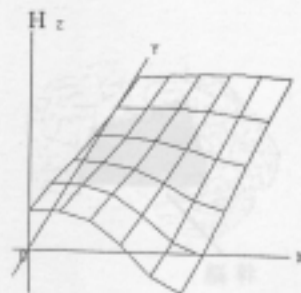
東京電機大学の内川らは、パルス幅0.2msの矩形波(周期0.5秒)を用いて健常者の右手首正中神経を刺激し、このときの左脳体性感覚野近傍の脳磁界を測定した(図4.6)[32]。図4.6の(a)はこの磁界測定範囲、(b)~(l)は刺激後70ms~250msでの測定脳磁図をそれぞれ示すものであり、(a)のE1の点が(b)~(l)の原点に対応している。また、これらに対応するSPM法による脳内主要電流分布($\gamma \geq 0.9$)を図4.7に示す。ただし、磁界は被験者の頭表に垂直な成分を測定しているが、これらを平行と近似しz方向成分とした。被験者は、右手首の刺激を体性感覚野で感じ、運動野の司令により右手に力を入れようとしていると推測される。また、脳の各部が同時に活性化され、全体として並列分散処理を行っている様子が観測される。このような複数の磁界源の同定は、一般の最小2乗法では実現できず、SPM法の大きな特徴といえる。

同じく内川らは、健常者の右足首の後けい骨神経に同様の電気刺激を与え、被験者頭表の図4.8(b)に示した正方形領域の脳磁図を測定した[33]。この場合の測定磁界も被験者の頭表に垂直な成分であるが、これらを平行と近似しz方向成分と考えた場合の刺激後40ms~120msにおける磁界パターンを図4.9(a)~(f)に示す。このケースでは、図4.8に示した脳内の立方体空間を磁界源推定領域とし、3.6節で述べた一般化相関係数法により磁界源を評価する。40ms~120msにおける各脳磁図パターンから求めた一般化相関係数($\gamma' \geq 0.9$)の空間分布を図4.10に示す。刺激後80msでは、それまで不規則な空間分布をしていた磁界源ベクトルが正のx方向に向き出し、90msではその向きが負のy方向になった様子がわかる(座標については、図4.8参照)。また、100msではx軸に対して -135° 方向になり、このとき磁界源は最も深い位置に現われた。この結果は文献[33]の結果と一致している。さらに時間が経過すると(120ms)、再び空間に対して不規則な磁界源分布となった。

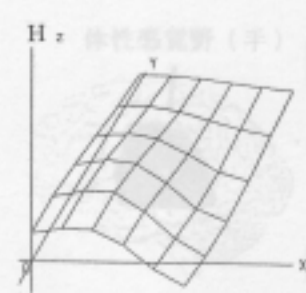
表4.1に、各脳磁図パターンにおいて求められたPilot Point Solution(2.5節参照)の数(推定極対数)h、これらh個のPilot Point Solutionによって生ずる磁界パターンと測定磁界パターンとの相関係数 γ_{pilot} 、(3.14)式より求まる $j=1 \sim m$ のサンプリング点すべての γ_j' を磁界源として生ずる評価磁界パターンと測定磁界パターンとの相関係数 γ_{total} 、さらに文献[33]の解析で行われた単一電流双極子モデルによる相関係数r((3.11)式参照)を示す。同表より、どの磁界パターンの場合にも γ_{pilot} あるいは γ_{total} がrより大きく、一般化相関係数法におけるPilot Point Solutionおよび(3.14)式の結果の方が、従来の相関係数法による結果と比較し、遙かに優れていることがわかる。



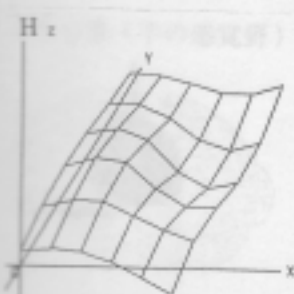
(a) 磁界測定範囲



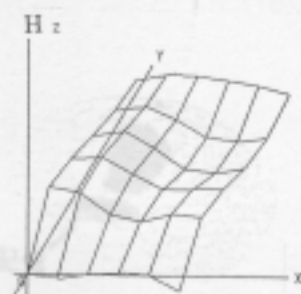
(b) 70ms



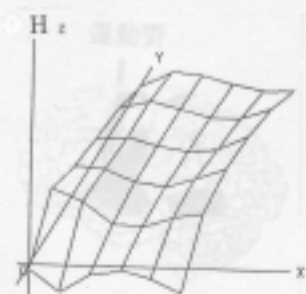
(c) 80ms



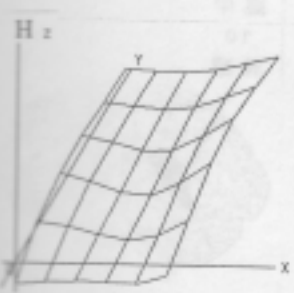
(d) 90ms



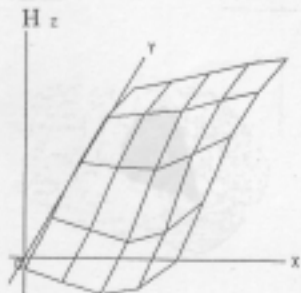
(e) 100ms



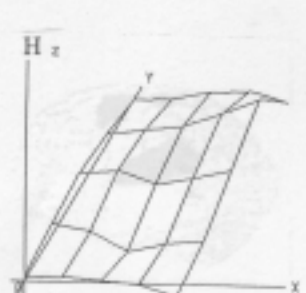
(f) 110ms



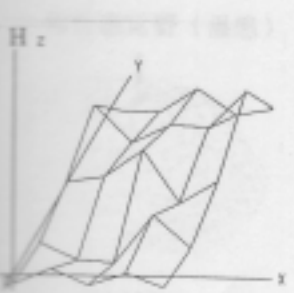
(g) 120ms



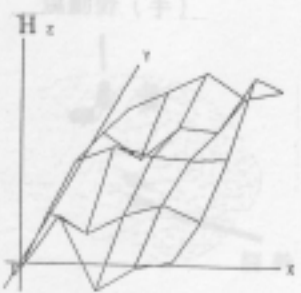
(h) 150ms



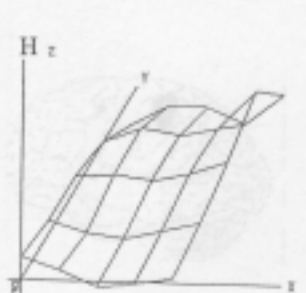
(i) 175ms



(j) 200ms



(k) 225ms



(l) 250ms

図4.6 右手首電気刺激時の左頭部脳磁図波形 [文献[32]より]

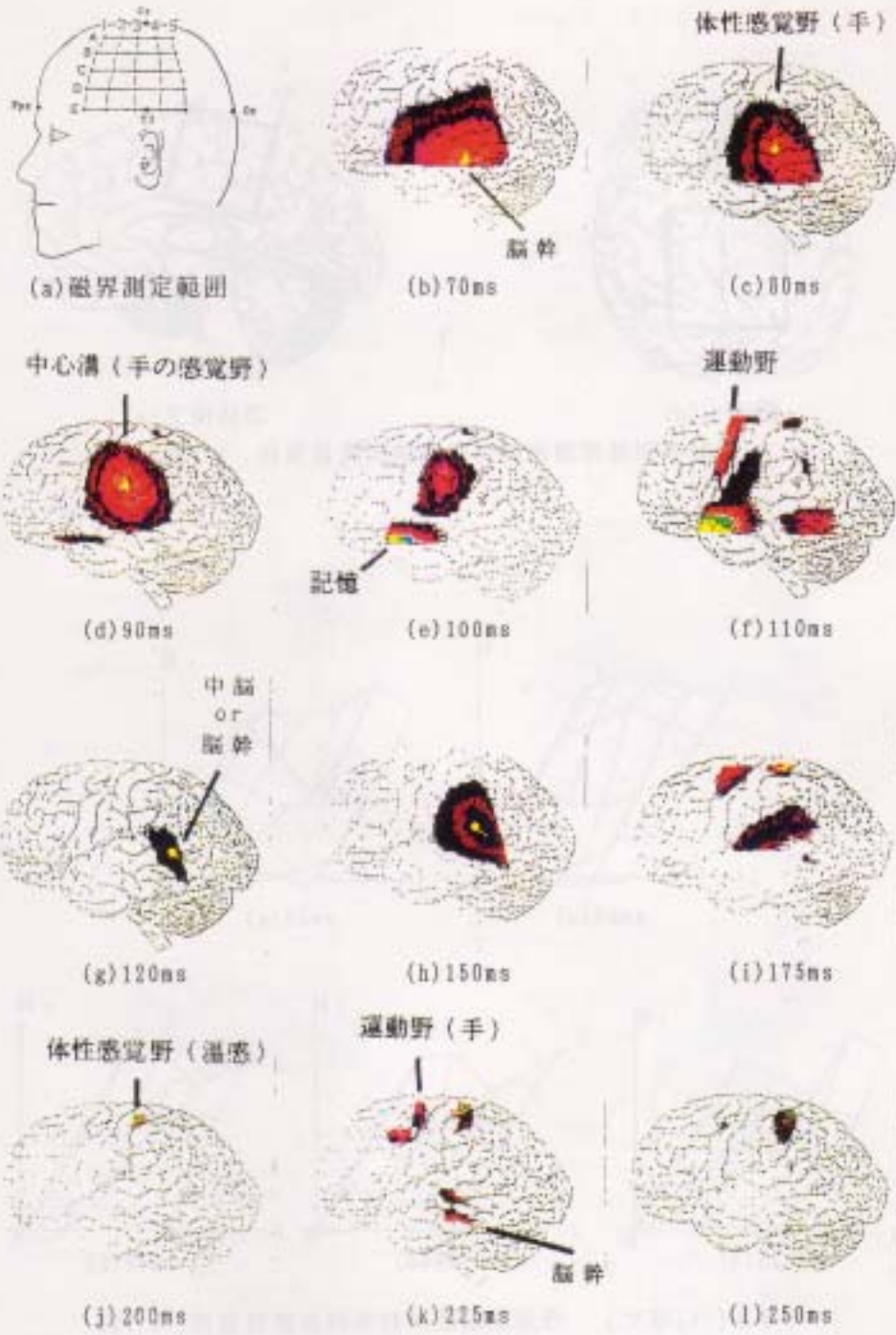
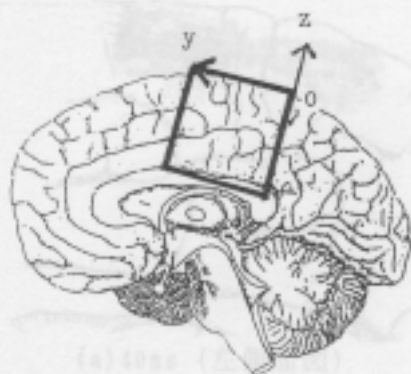


図4.7 右手首電気刺激時の脳内主要電流推定結果 [(b)~(f)はn=36, (g)~(k)はn=25, $m=72$, $m=15625$, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

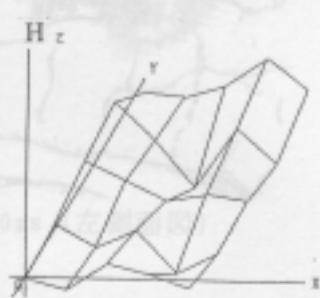


(a)左側面図



(b)上面図

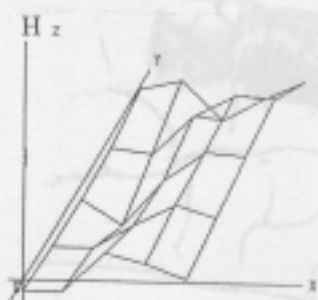
図4.8 右足首電気刺激時の脳内磁界源推定領域



(a)40ms



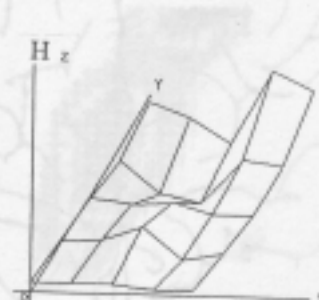
(b)80ms



(d)90ms



(e)100ms



(f)120ms

図4.9 右足首電気刺激時の脳磁図波形 [文献[33]より]

図4.10 右足首電気刺激時の測定磁界パターンに対する評価磁界パターンの一般化相関係数分布 [x=75, m=15625, m'=75, r=20.0を固定, r=0.9~1.0を10分割:1,2,3,4,5,7,8,9,10.]

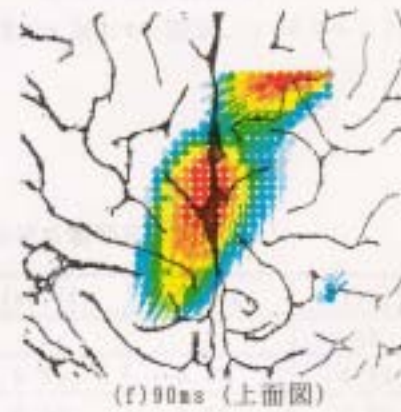
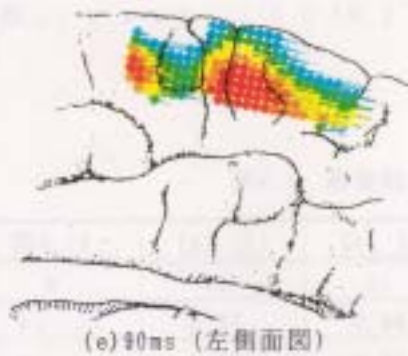
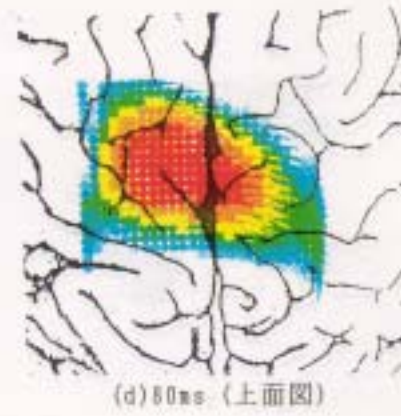
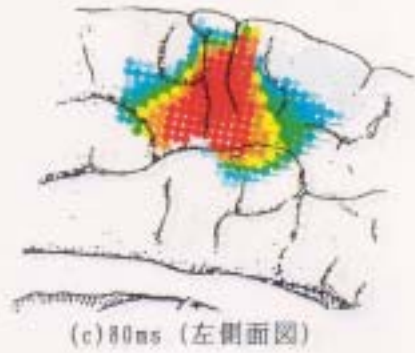
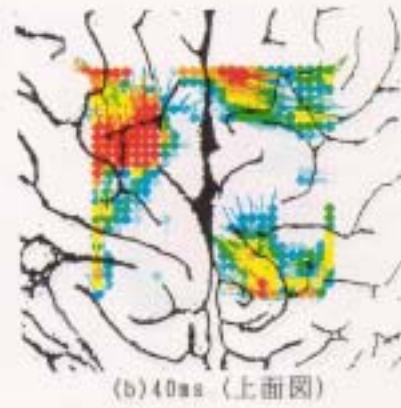
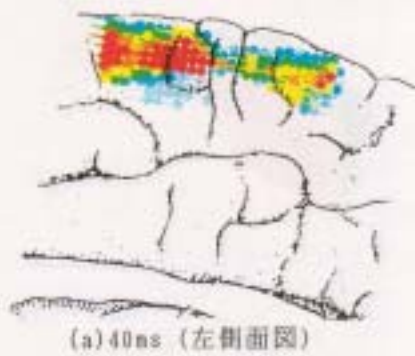


図4.10 右足首電気刺激時の測定磁界パターンに対する評価磁界パターンの一般化相関係数分布 [n=25, m=15625, m'=72, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

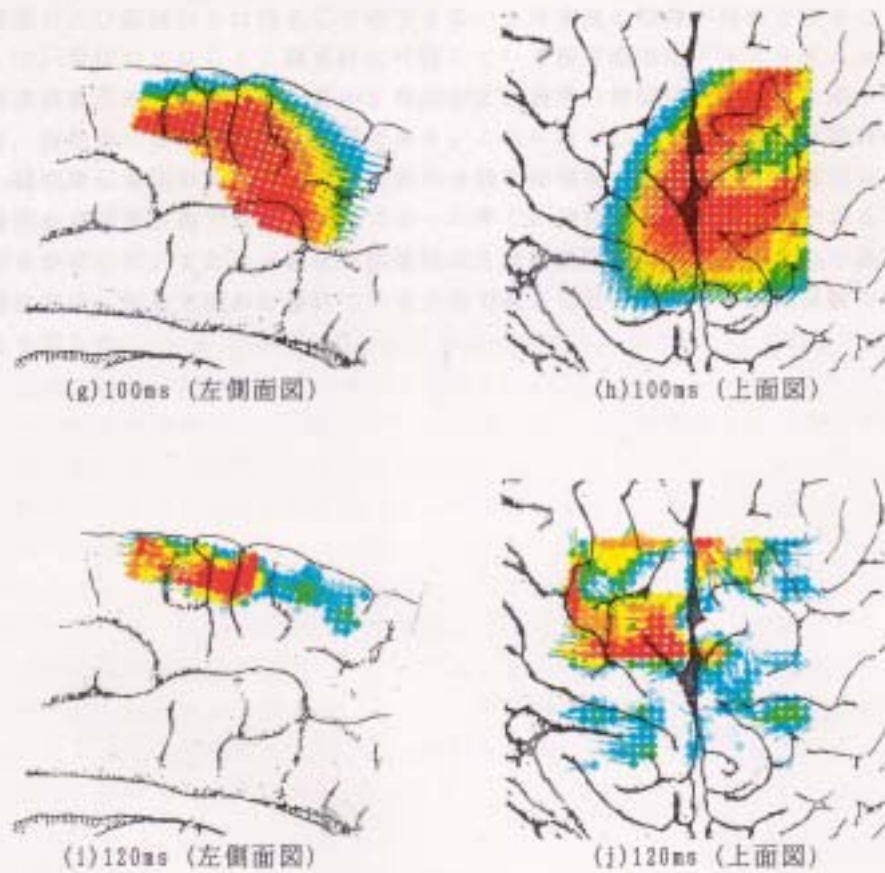


図4.10 右足首電気刺激時の測定磁界パターンに対する評価磁界パターンの一般化相関係数分布 [n=25, m=15825, m'=72, $\gamma \geq 0.9$ を図示。 $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

表4.1 脳磁図解析における相関係数

図4.10	(a) (b)	(c) (d)	(e) (f)	(g) (h)	(i) (j)
h	21	11	9	12	15
γ_{pilot}	0.97	0.98	0.95	0.93	0.99
γ_{total}	0.82	0.92	0.90	0.90	0.83
r^*	----	0.86	0.71	0.86	----

* 単一電流双極子モデルによる相関係数 r は文献[23]より引用

4.4 むすび

S P M法の具体的適用例として心磁図および脳磁図解析を行い、これにより、心電図および脳波からは得ることのできない生体情報の取得が可能となることを示した。現状のS Q U I D磁束計に付随している磁界源推定アルゴリズムは、単一電流双極子モデルを用いた最小2乗法および通常の相関係数法などに基づいており、複数の磁界源推定は困難である。これに対し、S P M法は、複数の異常心臓刺激伝導路の同定および脳の並列分散処理機能の解明など、心磁図および脳磁図から従来技術では抽出困難であった多くの情報が得られる方法であることを明らかにした。また、一般化相関係数法を脳磁図解析に適用し、これは通常の相関係数法に対して遙かに優れている方法であることを得られた相関係数の比較により示した。なわち欠損の位置および形状の推定は、構造物および機器の運用・維持管理に対し、極めて重要な情報を提供する。

第5章 金属の非破壊検査

5.1 はじめに

ビル、鉄橋などに使用される建築・土木鋼材、また、船、飛行機、原子炉などに使用される板材、鋼管材の品質検査およびこれら構造物使用開始後の非破壊検査は、構造物および機器の安全運用を守る意味から極めて重要である。金属材料の非破壊検査方法には渦電流試験法(Eddy Current Testing, ECT法)、X線CT法、超音波映像法および電気ポテンシャル法などがあり、これらは本質的に逆問題を解くことに帰着する。特に、金属材料の傷の発見とその経年的な侵食度合いを知ること、すなわち欠損の位置および形状の推定は、構造物および機器の運用・維持管理に対し、極めて重要な情報を提供する。

これらの非破壊検査は、1.2節で述べた媒質パラメータを求める逆問題、すなわち一般に弱形式の逆問題として位置付けられる。しかしながら、これは例えばX線CTの様にX線の照射方向を変化させて媒質パラメータ同定に必要な十分な情報が得られる場合に当てはまり、構造物の形状あるいはその設置環境など、何らかの制約条件位によりこの外部から注入する物理量の方向が1方向に限られてしまう場合には、この問題は弱形式の逆問題とはなり得ない。本論文では、金属材料に1方向のみから電流を通電し、このときに測定される部分的な空間磁界から材料中の欠損を推定する問題を扱い、これらを欠損と等価なフィールド源を求める問題にモデル化した強形式の逆問題の解析をする。尚、SPM法を弱形式の逆問題に適用した例については文献[78-81]を参照されたい。

5.2 磁界測定法

図5.1は、本論文で提案する磁界測定による金属材料の非破壊検査法の概念図である。導電率 σ の金属板にx軸に平行な電流を通電し、これによる磁界パターンを測定する。磁界測定は、図5.1に示した金属板より z_0 の高さにある平面上にて行うものとする。この金属板に欠損がない場合の磁界 H は(1.12)式より求まり、欠損がある場合の測定磁界を H_d とすれば、

$$H_d = \nabla \times \int_V G \cdot (J + J_s) dv \quad (5.1)$$

となる。ここで、 J および J_s はそれぞれ欠損がないときの金属導体中の電流密度および欠損があるために生じた等価電流密度であり、欠損中の J_s は $-J$ となり、 J を打ち消す方向と大きさを持つ。この等価電流密度 J_s を仮定することで図5.1の金属導体は均一の導電率 σ を持つと見なすことができ、媒質の不連続性に起因する問題の複雑さが取り除かれる。また欠損の外側での J_s は、欠損の表面から発散・吸収された電流密度となり、 $(J + J_s)$ は欠損を避けて変化した実際の導体中の電流密度を与える。以上のことから金属材料の欠損推定は等価電流密度 J_s の同

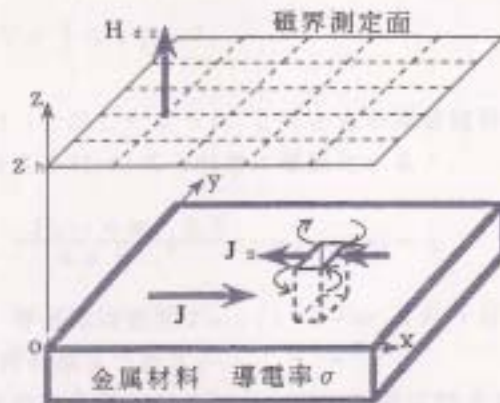


図5.1 磁界測定法の解析モデル

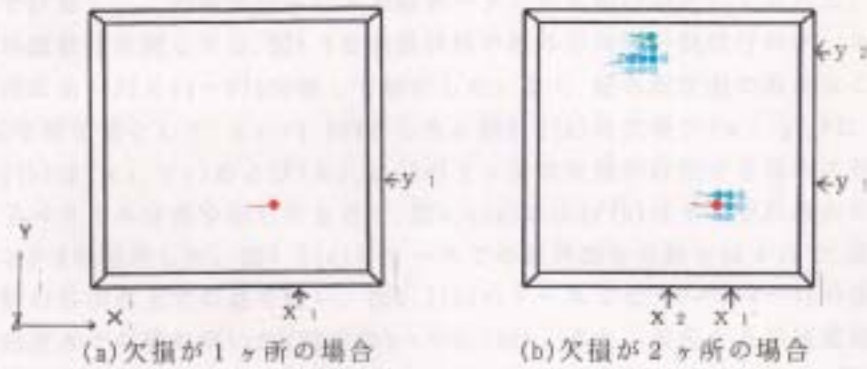


図5.2 等価電流双極子ベクトル表示による欠損推定結果 [(a) $n=4$, γ の最大値のみ表示; (b) $n=36$, $\gamma \geq 0.8$ を表示, $\gamma=0.8 \sim 1.0$ を10分割; 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10; $m=576$, $m'=72$ は(a), (b)共通.]

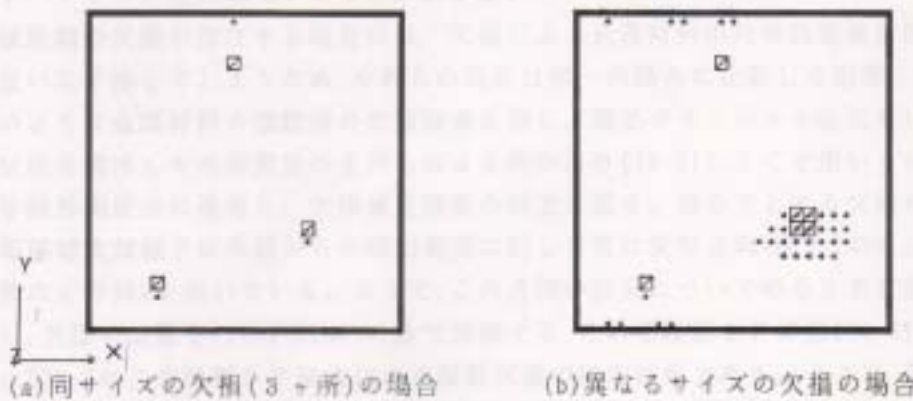


図5.3 Pilot Point Solutionによる欠損推定結果 [$n=36$, $m=576$ は(a), (b)共通; (a)各回のPilot Pointの γ がピーク($h=3$)に至るまでのPilot Pointを表示; (b) $h=n=36$ までのPilot Pointを表示.]

定問題と帰着し、(1.12)式および(5.1)式よりこの問題に対する支配方程式

$$\mathbf{H}_n = \mathbf{H}_d - \mathbf{H} = \nabla \times \int_{\Omega} \mathbf{G} \mathbf{J}_s dv \quad (5.2)$$

を得る。また、図5.1に示したように、このときの測定磁界がz方向成分 H_{dz} のみであると、(5.2)式を(2.9)式と同様に離散化すると、

$$H_{nzi} = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{m'} \frac{\mathbf{J}_{sjk} \times \mathbf{a}_{ij} \Delta V}{4\pi s_{ij}^2} \cdot \mathbf{e}_z, \quad i=1 \sim n \quad (5.3)$$

を得る。 H_{nzi} は、等価電流密度 \mathbf{J}_{sjk} ($j=1 \sim m, k=1 \sim m'$)によって変動した測定点*i*における磁界の強さである。

(5.3)式で表わされる金属材料の欠損推定の数値実験をSPM法にて行い、得た結果を図5.2に示す。ここで、正方形の金属材料中の欠損の大きさはどれも等しく、金属材料の1辺を単位値として 0.042×0.042 とし、材料中の電流分布は有限要素法にて計算し、この電流分布による磁界パターンも順問題として求めた。一方逆問題の離散化に関しては、図5.1の金属材料の厚み方向の分割は行わず、xおよびy方向に $m=24 \times 24=576$ 分割して解析した。また、磁界測定面の高さはこの材料の1辺を単位値として、 $z_n=0.104$ とした。図5.2(a)は欠損が (x_1, y_1) に1ヶ所、図5.2(b)は (x_1, y_1) および (x_2, y_2) の2ヶ所に欠損が存在する場合の等価電流双極子ベクトル分布を示したもので、図5.2(a)および(b)はそれぞれ最大の γ および $\gamma \geq 0.8$ を図示した。図5.2(a)のケースでの磁界測定点数*n*は4点で、正方形金属材料の各頂点上での値を用い、図5.2(b)のケースでは、 $n=6 \times 6=36$ の規則メッシュ測定点での値を用いた(両方共 $z_n=0.104$)。また、推定する等価電流双極子ベクトルの角度分解能は、図5.2(a)および(b)共 5° ($m'=72$)とした。図5.2の結果より、推定された主要等価電流双極子ベクトルは外部より通電した電流と反対方向(負のx方向)を向いており、ほぼ欠損の存在する点に推定された等価電流双極子ベクトルが現われていることがわかる。

複数個の欠損が存在する場合には、欠損による金属材料中の等価電流密度分布が互いに干渉してしまうため、それらの同定は単一の場合に比較して困難となる。このような金属材料の複数個の欠損探傷に対し、電気ポテンシャル法においてSPM法を適用した当研究室の土井らによる例があり[78-81]、ここで用いられた手法を磁界測定法に適用し、欠損推定精度の向上を図る。探そうとする欠損の位置の等価電流双極子は外部からの印加電流に対して常に反対方向(図5.1のモデルでは負のx方向)を向いている。よって、この方向の成分についてのみSPM法を実行し、欠損の位置をPilot Pointのみで評価する。これを投影SPM法[78-81]と呼ぶ。図5.3はこの投影SPM法による複数欠損の推定結果である。ここで、図中の直角三角形2つから成る正方形欠損1つ当りの大きさおよび測定点数は、図5.2(b)と同様である。図5.3(a)は大きさの等しい3つの欠損が存在するケースで、(2.18)式および(2.19)式と同様なSPMアルゴリズムを γ の最大値に至るまで行ったも

のである。このとき見いだされたPilot Pointの数 h は3であり、複数個の欠損に対して良好な同定ができた。また、図5.3(b)は、2つの小さな欠損とこれらの4倍の面積を持つ1つの大きな欠損とが存在するケースで、求めるPilot Pointの数 h を γ の最大値にこだわらず測定点の数 $n=36$ としてSPM演算を実行した結果である。図5.3(b)より、土井らによる方法により、欠損の大きさの相違についてもある程度推定可能であることがわかる。よって異なる磁界分布を与える。これは、電界あるいは電位分布からそのフィールド源である電荷(スカラー量)分布を得

5.3 むすび

磁界系の逆問題と本質的に異なる点である。従って、磁界源である

本章で述べた金属の非破壊検査は、第3章および第4章の例題と異なり、被検査物体に電流を通电し、その磁界応答から欠損探傷、すなわち媒質パラメータ推定を行うものである。電流の通流方向を変化させCTと同様の演算を行うと、これは1.3節で述べた弱形式の逆問題となる。しかしながら、電流の通電方向に何らかの制約がある場合には、欠損に等価なフィールド源を仮定した強形式の逆問題となる。

は、この課題を解決した高速Scalped Pattern Matching法(高速SPM)磁界測定法におけるこのフィールド源は通流電流と正反対の向きを持つ電流双極子ベクトルベクトルであることを述べた。異なるこれらの畳み込み積分が零となる欠損が複数個存在すると、金属材料中の電流分布が複雑となることからフィールド源のベクトルとしての同定には限界が生じる。この場合には、推定するフィールド源ベクトルの方向を外部印加電流の正反対方向に限定した投影SPM法を用い、解として2.5節で述べたPilot Point Solutionを適用することが欠損同定に有効となることを示した。また、異なる大きさの欠損が存在する場合には、求めるPilot Point(フィールド源)の個数を強制的に測定点数までとしてやることで、複数個あるの欠損の大きさ比較がある程度可能となることを示した。

6.2 定式化

第6章 高速Sampled Pattern Matching法

6.1 はじめに

静磁界系逆問題のフィールド源である電流双極子は空間ベクトルであり、同じ点にある電流双極子であってもその方向によって異なる磁界分布を与える。これは、電界あるいは電位分布からそのフィールド源である電荷(スカラー量)分布を得ようとする静電界系の逆問題と本質的に異なる点である。従って、磁界源である電流双極子の同定には、空間の離散化に加え、この磁界源ベクトルの角度方向の離散化が必要である。第3章から第5章の解析ではこれを 5° ($m=72$)として行ったことから、磁界源推定領域の空間分割 m の72倍の未知数が生じ、これらに対応する計算時間が必要であった。よって、磁界系逆問題解析の次の課題として、電流双極子ベクトルの角度同定のための計算時間削減を行う必要がある。

本章では、この課題を解決した高速Sampled Pattern Matching法(高速SPM法)について述べる。まず、電流双極子ベクトルの直交する2成分の作る磁界パターン間の直交性が成立、すなわち測定面に渡るこれらの畳み込み積分が零となる局所直交座標系を提案する。具体的なこの局所直交座標系としては円筒および球座標系があり、デカルト座標系ではこの磁界パターン間の直交性は成立しない。従って、これらの局所直交座標系では電流双極子ベクトルの直交する2成分を独立に同定でき、これらの比により電流双極子ベクトルの方向を決めることができる。次に、高速SPM法の数値例題および実験による検証を行い、さらに、これを心磁図および脳磁図解析へ適用する。

6.2 定式化

ここでは第5章までに用いたデカルト座標系ではなく、図6.1および図6.2に示した円筒および球座標系における高速SPM法の定式化を行う。磁界測定面が平面および球面の場合にそれぞれ円筒座標系および球座標系を用い、測定磁界はそれぞれの測定面の法線方向成分 H_z および H_r とする。従って、推定される電流双極子ベクトル α の空間成分は、円筒座標系では r および θ 方向成分、そして球座標系では θ および ϕ 方向成分である。

円筒座標系における電流双極子ベクトル α を考え、その r 方向成分 α_r および θ 方向成分 α_θ によって生じた磁界成分をそれぞれ H_{zr} および $H_{z\theta}$ としたとき、 α による磁界 H_z は、これらの和としてを考えることができる。

$$H_z = H_{zr} + H_{z\theta} \quad (6.1)$$

円筒座標系における空間単位ベクトル e_r 、 α の座標での空間単位ベクトル e_θ および e_z を用いると、 H_{zr} および $H_{z\theta}$ はそれぞれ次式の如く与えられる。

図6.1 球座標系測定面における H_z 磁界パターン

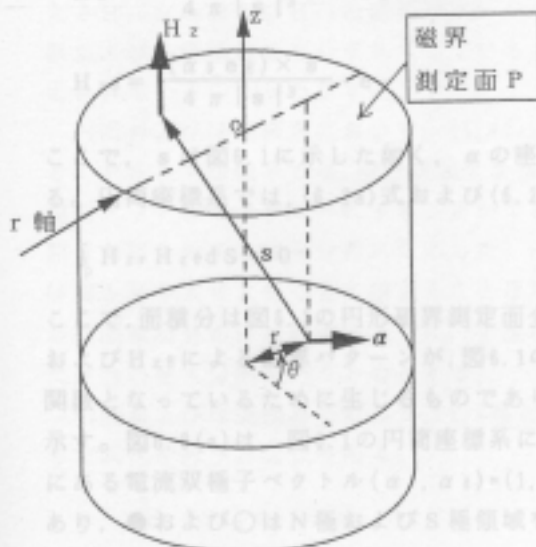


図6.1 円筒座標系

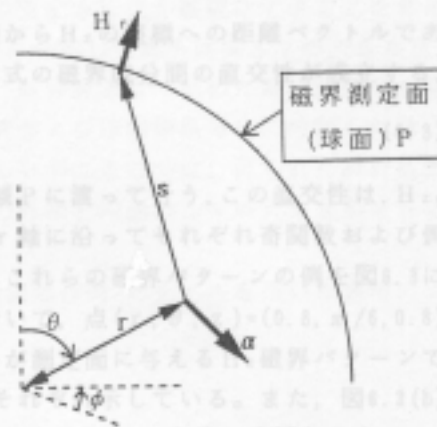
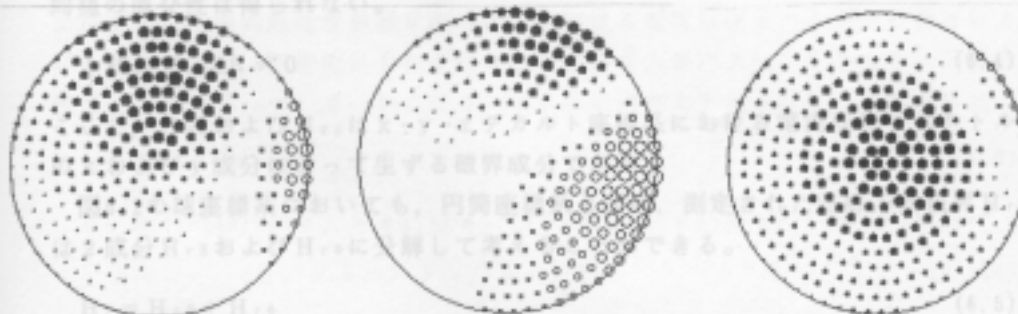


図6.2 球座標系

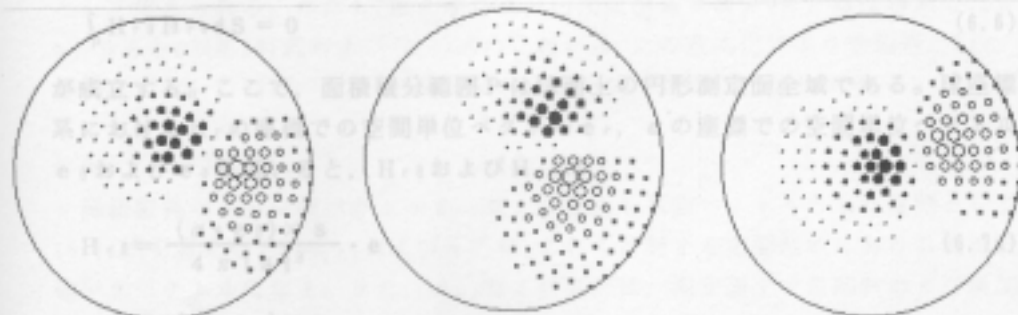


(a) H_z のパターン

(b) H_{zr} のパターン

(c) H_{zs} のパターン

図6.3 円筒座標系測定面における H_z 磁界パターン



(a) H_r のパターン

(b) H_{rs} のパターン

(c) H_{r+} のパターン

図6.4 球座標系測定面における H_r 磁界パターン

$$H_{zr} = \frac{(\alpha_r \mathbf{e}_r) \times \mathbf{s}}{4\pi |\mathbf{s}|^3} \cdot \mathbf{e}_z \quad (6.2a)$$

$$H_{z\theta} = \frac{(\alpha_\theta \mathbf{e}_\theta) \times \mathbf{s}}{4\pi |\mathbf{s}|^3} \cdot \mathbf{e}_z \quad (6.2b)$$

ここで、 \mathbf{s} は図6.1に示した如く、 α の座標から H_z の座標への距離ベクトルである。円筒座標系では、(6.2a)式および(6.2b)式の磁界成分間の直交性が成立する。

$$\int_P H_{zr} H_{z\theta} dS = 0 \quad (6.3)$$

ここで、面積分は図6.1の円形磁界測定面全域 P に渡って行う。この直交性は、 H_{zr} および $H_{z\theta}$ による磁界パターンが、図6.1の r 軸に沿ってそれぞれ奇関数および偶関数となっているために生じるものであり、これらの磁界パターンの例を図6.3に示す。図6.3(a)は、図6.1の円筒座標系において、点 $(r, \theta, z) = (0.8, \pi/6, 0.8)$ にある電流双極子ベクトル $(\alpha_r, \alpha_\theta) = (1, 1)$ が測定面に与える H_z 磁界パターンであり、●および○はN極およびS極領域をそれぞれ示している。また、図6.3(b)および(c)は、図6.3(a)の磁界パターンを H_{zr} および $H_{z\theta}$ 成分に分解したもので、(6.3)式が満足されていることがわかる。一方、通常用いられるデカルト座標では同様の直交性は得られない。

$$\int_P H_{zx} H_{zy} dS \neq 0 \quad (6.4)$$

ここで、 H_{zx} および H_{zy} は $x-y-z$ デカルト座標系における電流双極子ベクトルの x および y 成分によって生ずる磁界成分である。

図6.2の球座標系においても、円筒座標系と同様、測定された法線方向磁界 H_r は2成分 $H_{r\theta}$ および $H_{r\phi}$ に分解して考えることができる。

$$H_r = H_{r\theta} + H_{r\phi} \quad (6.5)$$

$H_{r\theta}$ および $H_{r\phi}$ は、球座標系における電流双極子ベクトル α の θ 方向成分 α_θ および ϕ 方向成分 α_ϕ によって生ずる磁界成分である。この場合も、これらの直交性

$$\int_P H_{r\theta} H_{r\phi} dS = 0 \quad (6.6)$$

が成立する。ここで、面積積分範囲 P は球面上の円形測定面全域である。球座標系における H_r の座標での空間単位ベクトル \mathbf{e}_r 、 α の座標での空間単位ベクトル \mathbf{e}_θ および \mathbf{e}_ϕ を用いると、 $H_{r\theta}$ および $H_{r\phi}$ は、

$$H_{r\theta} = \frac{(\alpha_\theta \mathbf{e}_\theta) \times \mathbf{s}}{4\pi |\mathbf{s}|^3} \cdot \mathbf{e}_r \quad (6.7a)$$

$$H_{r\phi} = \frac{(\alpha_\phi \mathbf{e}_\phi) \times \mathbf{s}}{4\pi |\mathbf{s}|^3} \cdot \mathbf{e}_r \quad (6.7b)$$

となる。ここで、距離ベクトル \mathbf{s} は図6.2に示した。球座標系において、点 $(r, \theta,$

$\phi)=(0.8, \pi/12, \pi/12)$ にある電流双極子ベクトル $(\alpha_r, \alpha_\theta)=(1, 1)$ が測定面に与える H_r, H_θ および H_ϕ の磁界パターンを図6.4に示す。ここで、●および○はN極およびS極領域をそれぞれ示している。図6.4(b)および(c)より、(6.8)式が満足されていることがわかる。

円筒および球座標系において、(1.12)式の支配方程式を離散化することを考える。デカルト座標系では、積分領域 V を m 個に分割した微小体積 ΔV の大きさは、規則メッシュにより同一にすることができ、磁界源として求めた電流双極子の空間分布はそのまま電流分布に対応した。円筒および球座標系では、分割した微小体積 ΔV の大きさを完全に揃えることは難しいが、ここでは、得られた解析結果が空間電流分布に対応するように、 r 座標の外側と内側の ΔV の大きさをできるだけ合わせた分割を行うものとする。

円筒および球座標系に対して、2.5節と同様の行列・ベクトルを用いた表示による定式化を行うと次式を得る。

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^n (\alpha_{pj} \mathbf{d}_{pj} + \alpha_{qj} \mathbf{d}_{qj}) \tag{6.8}$$

ここで、 \mathbf{u} は測定された磁界パターンであり、添え字 p および q は、円筒座標系では $p=r, q=\theta$ 、そして球座標系では $p=\theta, q=\phi$ である。また、 α_{pj} および α_{qj} は、磁界源推定領域 V 内の点 j における電流双極子ベクトルの各 p および q 成分であり、測定面にそれぞれ \mathbf{d}_{pj} および \mathbf{d}_{qj} のパターンを与える。測定点数を n とすると、 $\mathbf{u}, \mathbf{d}_{pj}$ および \mathbf{d}_{qj} は n 次の列ベクトルとなり、これらは、

$$\mathbf{u} = [H_{w1} \ H_{w2} \ \dots \ H_{wn}]^T \tag{6.9}$$

$$\mathbf{d}_{pj} = \{1/(4\pi)\} [(e_{pj} \times s_{1j}) \cdot e_{w1}/|s_{1j}|^3 \quad (e_{pj} \times s_{2j}) \cdot e_{w2}/|s_{2j}|^3 \quad \dots \quad (e_{pj} \times s_{nj}) \cdot e_{wn}/|s_{nj}|^3]^T \tag{6.10a}$$

$$\mathbf{d}_{qj} = \{1/(4\pi)\} [(e_{qj} \times s_{1j}) \cdot e_{w1}/|s_{1j}|^3 \quad (e_{qj} \times s_{2j}) \cdot e_{w2}/|s_{2j}|^3 \quad \dots \quad (e_{qj} \times s_{nj}) \cdot e_{wn}/|s_{nj}|^3]^T \tag{6.10b}$$

として与えられる。ただし、添え字 w は、円筒座標系では $w=2$ 、球座標系では $w=r$ である。(2.13)式および(6.8)式の比較から、この定式化により未知数が $2/m'$ 倍(ex. $2/12=1/36$)となり、計算時間が大幅に減少することがわかる。(6.9)式に対応するためである。(6.10a)式および(6.10b)式の γ_{1j} および γ_{2j} より、空間上

6.3 アルゴリズム

評価磁界パターン列ベクトル \mathbf{d}_{pj} および \mathbf{d}_{qj} を基底ベクトルとした展開として(6.8)式を考えると、 α_{pj} および α_{qj} は、これらに対する空間領域における電流双極子スペクトルになる。また、 \mathbf{d}_{pj} および \mathbf{d}_{qj} は、測定面上で奇関数および偶関数分布となっている。この概念を、原点に対して奇関数および偶関数となっている正弦および余弦関数を基底関数としたフーリエ級数展開とのアナロジーによって考えることにする。フーリエ級数展開は、時間関数 $f(t)$ を

$$f(t) = a_0/2 + \sum_{i=1}^{\infty} (a_i \cos(i\omega t) + b_i \sin(i\omega t)) \quad (6.11)$$

と展開し、その周波数スペクトル a_i , a_i および b_i を

$$a_0 = (2/T) \int_T f(t) dt \quad (6.12a)$$

$$a_i = (2/T) \int_T f(t) \cos(i\omega t) dt \quad (6.12b)$$

$$b_i = (2/T) \int_T f(t) \sin(i\omega t) dt \quad (6.12c)$$

として求めるものである。ただし、

$$\omega = 2\pi/T \quad (6.13)$$

である。フーリエ級数展開において、基底関数 $\cos(i\omega t)$ および $\sin(i\omega t)$ は、互いに直交している。

$$\int_T \cos(i\omega t) \sin(i\omega t) dt = 0 \quad (6.14)$$

(6.12b)式および(6.12c)式により周波数スペクトル a_i および b_i が独立に求まるのは、(6.14)式が成立しているからである。また、高調波次数 i が通常と異なり、 $1, 1.1, 1.2, \dots, \infty$ と変化していても(6.14)式は成立する。

高速SPM法の定式化において最も注目すべき点は、(6.3)式および(6.6)式の直交性であり、これはフーリエ級数展開における(6.14)式に対応する。(6.3)式および(6.6)式を離散化して書くと、

$$\mathbf{d}_{pj}^T \cdot \mathbf{d}_{qj} = 0; p = r, q = \theta \text{ または } p = \theta, q = \phi \quad (6.15)$$

となる。従って、電流双極子スペクトル α_{pj} および α_{qj} を正規化した γ_{10j} および γ_{1qj} は、それぞれ独立に、次式によって求めることができる。

$$\gamma_{10j} = \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d}_{0j} / (\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{0j}\|) \quad (6.16a)$$

$$\gamma_{1qj} = \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{d}_{qj} / (\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{qj}\|) \quad (6.16b)$$

これは、離散値系における(6.16a)および(6.16b)式のベクトルの内積が、連続系(解析的な系)における2つの関数の畳み込み積分(6.12b)式および(6.12c)式に対応するためである。(6.16a)式および(6.16b)式の γ_{10j} および γ_{1qj} より、空間上の点 j における正規化された電流双極子スペクトルの大きさ γ_{1j} およびその $p-q$ 面上の角度 ϕ_{1j} が求まる。

$$\gamma_{1j} = \sqrt{\gamma_{10j}^2 + \gamma_{1qj}^2} \quad (6.17a)$$

$$\phi_{1j} = \tan^{-1}(\gamma_{1qj}/\gamma_{10j}) \quad (6.17b)$$

ただし、角度 ϕ_{1j} は γ_{10j} および γ_{1qj} の符号を考慮して決定する。デカルト座標に

おいては、(6.4)式から明らかなように、電流双極子ベクトルの2成分は独立に求めることはできない。すなわち、電流双極子ベクトルの角度同定のためにx-y平面上における角度の離散化を要し、空間上の1つの点において繰り返しパターンマッチング演算が必要となる。

次に、 γ_{1j} を γ_{ij} ($j=1\sim m$)の最大値として、 $j=1\sim m$ について、(2.19)式と同様の演算を行い、(6.17)式と同様にして γ_{2j} および ϕ_{2j} を得る。

$$\gamma_{20j} = \mathbf{u}^T \cdot (\mathbf{d}_{01j} + \mathbf{d}_{02j}) / (\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{01j} + \mathbf{d}_{02j}\|) \quad (6.18a)$$

$$\gamma_{20j} = \mathbf{u}^T \cdot (\mathbf{d}_{01j} + \mathbf{d}_{02j}) / (\|\mathbf{u}\| \|\mathbf{d}_{01j} + \mathbf{d}_{02j}\|) \quad \text{(c) 解パターン} \quad (6.18b)$$

$$\gamma_{21j} = \sqrt{\gamma_{20j}^2 + \gamma_{20j}^2} \quad (6.19a)$$

$$\phi_{2j} = \tan^{-1}(\gamma_{20j} / \gamma_{20j}) \quad (6.19b)$$

さらに、 $j=1\sim m$ に対して、 $[\gamma_{(i-1)j}]$ の最大値 $<[\gamma_{ij}]$ の最大値の結果が続く限り同様のプロセスを実行すると、最終的に電流双極子スペクトルの $j=1\sim m$ における空間分布パターン

$$\gamma_j = \sqrt{(\gamma_{10j} + \gamma_{20j} + \dots + \gamma_{h0j})^2 + (\gamma_{10j} + \gamma_{20j} + \dots + \gamma_{h0j})^2} \quad (6.20a)$$

$$\phi_j = \tan^{-1}\{(\gamma_{10j} + \gamma_{20j} + \dots + \gamma_{h0j}) / (\gamma_{10j} + \gamma_{20j} + \dots + \gamma_{h0j})\} \quad (6.20b)$$

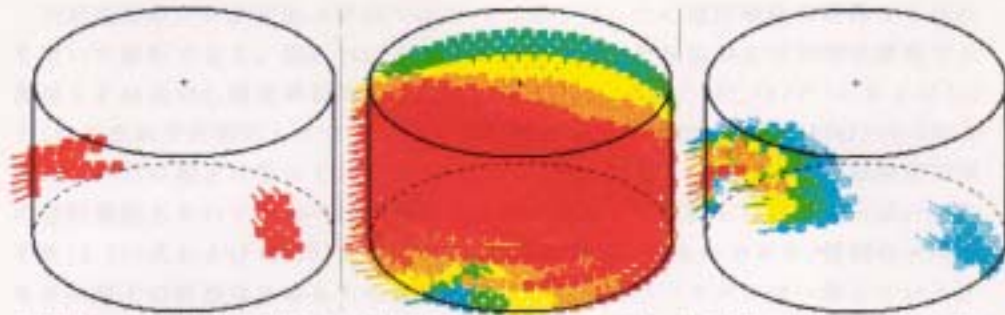
を得る。ここで、 h は続行された演算回数である。

ここで注意することは、 j 点の評価磁界パターン \mathbf{d}_{01j} および \mathbf{d}_{02j} 間の直交性は成立するが、異なる空間上の点、例えば $j=1$ と $j=2$ にある電流双極子ベクトルの作る磁界パターン \mathbf{d}_{011} と \mathbf{d}_{022} または \mathbf{d}_{011} と \mathbf{d}_{022} の直交性は、デカルト座標系の場合と同様、一般に成立しないことである。従って、(6.20)式によって得られる正規化された電流双極子スペクトルは、空間上に、ある幅を持った分布となる。このことは、基底関数の周波数が連続的に変化するフーリエ変換によって得られる、幅を持った周波数スペクトルに対応する。

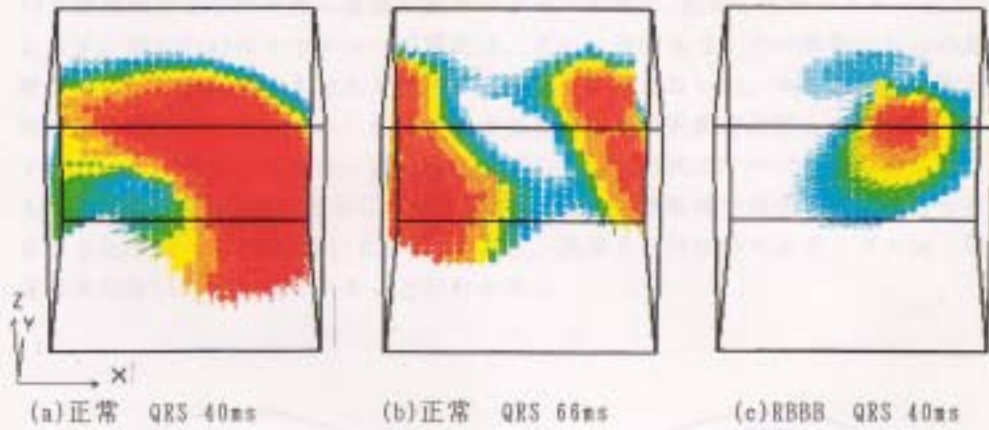
6.4 検証例題

ここでは、正解の電流双極子分布が与えられたモデル数値実験により、(6.20)式によって求まる高速SPM法の解パターンの検証をする。

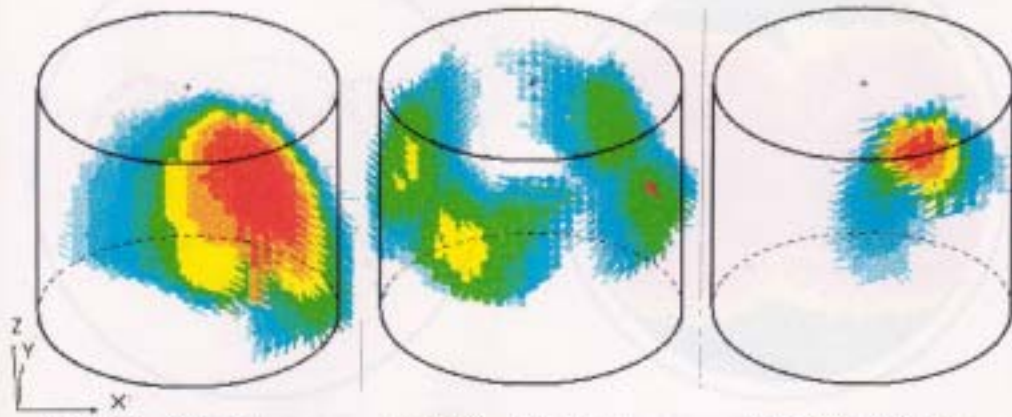
図6.5は、円筒座標系における高速SPM法の例題を示すもので、(a)は正解の電流双極子分布である。これが円筒の上側の円形測定面に生じる垂直な磁界パターンを基に、高速SPM法で推定した解パターンを図6.5(b)および(c)に示す。図6.5(b)は(6.20)式のすべての γ を図示したものであるが、これでは解パターンの詳細がわかりにくいことから、 $\gamma \geq 0.9$ の部分を図6.5(b)に示した。また、このときの円形測定面上の磁界測定点数 $n=37$ であり、円筒内の分割個数 $m=2048$ である。図6.5(a)および(c)から、この高速SPM法による解パターンの妥当性がわかる。



(a) 正解の電流双極子分布 (b) 解パターン ($\gamma \geq 0$) (c) 解パターン ($\gamma \geq 0.9$)
 図4.5 円筒座標系での高速SPM法の検証数値実験 [$n=37, m=2046$; (b) $\gamma=0 \sim 1.0$, また, (c) $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]



(a) 正常 QRS 40ms (b) 正常 QRS 66ms (c) RBBB QRS 40ms

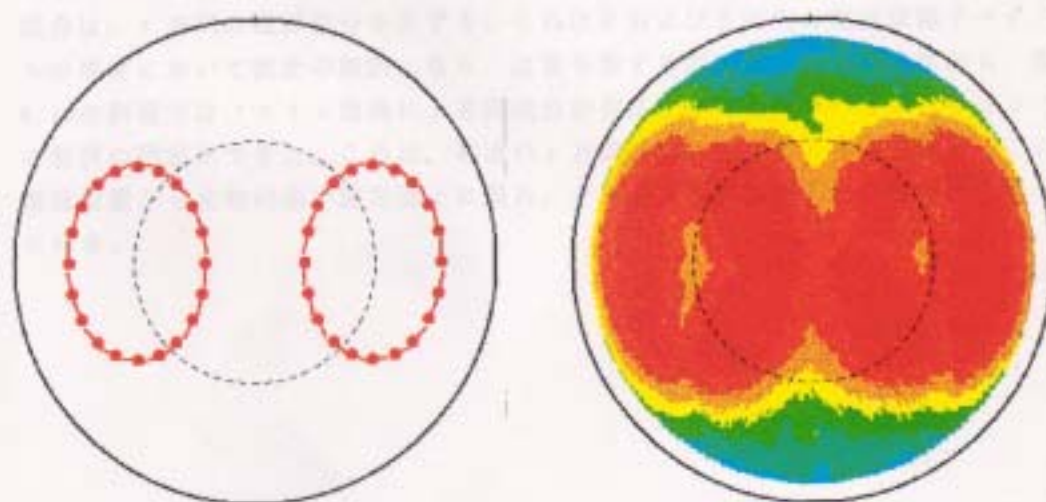


(d) 正常 QRS 40ms (e) 正常 QRS 66ms (f) RBBB QRS 40ms

図4.6 デカルト座標系でのSPM法と円筒座標系での高速SPM法との解パターン比較 [(a)~(c)では, $n=36, m'=72, m=13225$; (d)~(f)では, $n=32, m=14130$; (a)~(f)共 $\gamma \geq 0.8$ を図示し, $\gamma=0.8 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

円筒座標系での測定面は平面であり、4.2節で行った心磁図解析を高速SPM法を用いて解析できる。図6.6は、デカルト座標でのSPM法および円筒座標系での高速SPM法の心磁図解析結果を比較したもので、(a)と(d)、(b)と(e)および(c)と(f)がそれぞれ対応している。測定面の形状が異なるため、図6.6(a)~(c)および(d)~(f)の測定点数はそれぞれ $n=36$ および $n=32$ とし、また、磁界源推定領域の分割個数もそれぞれ $m=13225$ および $m=14150$ として解析した。これらは、それぞれ(2.20)式および(6.20)式の $\gamma \geq 0.8$ の解を図示したものであり、個別の γ の大きさの若干の相違はあるものの概ね対応する両者間のパターンは一致している。この結果から、高速SPM法は、デカルト座標におけるSPM法の十分の一以下の計算時間でほぼ同等の結果を出すことがわかり、心磁図解析への適用が期待でき、リアルタイムの医療診断に貢献するものと思われる。

図6.7は、球座標系における高速SPM法の例題を示すもので、(a)の2つのループ電流が生じる球表面に垂直な磁界パターンを基に、推定した解パターンを(b)に示す。図6.7(a)の2つのループ電流は、互いに逆向きで、その球中心からの距離が一定の位置に分布させたもので r 方向成分は持たないが、 θ および ϕ の両方向成分を持っている。図6.7(b)は、球表面全体上の磁界測定点数 $n=407$ とし、球半径の $0.5 \sim 1.0$ の領域を $m=105245$ に分割して(6.20)式のすべての γ を図示したものである。また、実線で示した測定面は、球状の磁界源推定領域から、この半径を1として0.1の間隔を置いた。図6.7より、高速SPM法のアルゴリズムは、球座標系においても有効であることがわかる。



(a) 正解の電流分布

(b) 解パターン ($\gamma \geq 0$)

図6.7 球座標系での高速SPM法の検証数値実験 [$n=407$, $m=105245$, $\gamma=0 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

6.5 実験による電流分布推定の検証

ここでは、高速SPM法による強形式の逆問題の解析に対する実験的検証を行う。

円筒内部にある高さの異なる2つの導体に1MHzの電流を流し、上部円形面でその垂直成分磁界を測定した(図6.8)。ただし、2つの導体の巻数と通電電流値は等しく、測定点数は $n=37$ である。図6.8(c)は導体への通電電流が正の最大波高値となったときの測定磁界の大きさを示すもので、N極およびS極領域はそれぞれ●および○で表わした。この円筒内部を $m=15687$ 個に離散化して高速SPM演算を行った結果($\gamma \geq 0.9$)を図6.9に示す。

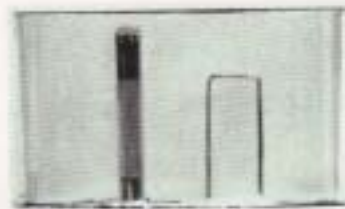
図6.10は球座標系での例を示すもので、座標中心からずれた位置にある、傾きを持った円形コイルに1MHzの電流を通電し、図中の球面に垂直な磁界を $\theta \leq 0.8$ radの範囲で測定した。測定点数 $n=61$ で、この時の測定磁界パターンを図6.10(c)に示す。磁界測定のタイミングおよび測定磁界の表示法は、図6.8の場合と全く同様である。図6.11は、図6.10に示した $\theta \leq 0.9$ radの推定空間を $m=27240$ に離散化し、高速SPM演算をした結果($\gamma \geq 0.9$)である。ただし、推定空間半径は、測定球面半径の20%以上とした。

図6.9および図6.11より、高速SPM法はある程度の曖昧さはあるものの、ほぼ電流を通電した導体の位置・形状を推定できることがわかる。また図3.1などの数値実験結果と同様、深さ方向に分布する磁界源の推定では、深い部分の解スペクトルの大きさが浅い部分のそれより数%小さく現われている。

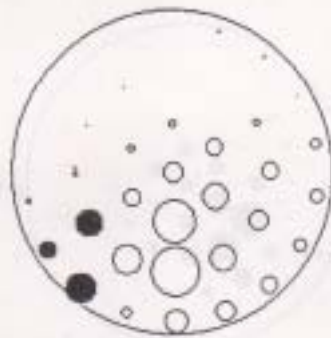
デカルトおよび円筒座標系では、電流双極子ベクトルの z 方向成分は、 z 方向磁界成分を生じない。これに対して球座標系では、電流双極子ベクトルの r 方向成分は、 r 方向の磁界成分を生ずる。これは θ および ϕ 方向の電流双極子ベクトルの推定において誤差の原因になり、注意を要する点である。しかしながら、図6.10の例題では、コイル電流に r 方向成分が存在するにもかかわらず、ほぼコイル形状の同定ができた。これは、電流の r 方向成分が生じる r 方向磁界は、この電流位置から比較的遠い測定面上に現れ、その大きさが減衰しているためと考えられる。



(a)上面図

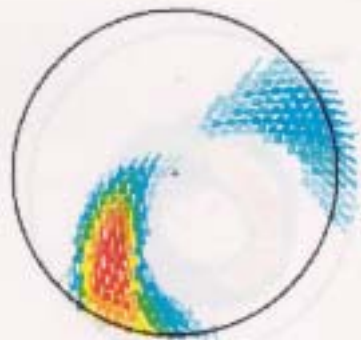


(b)正面図

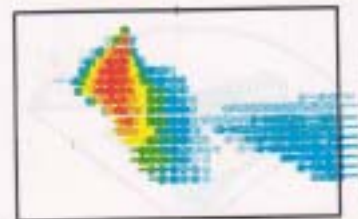


(c)測定磁界パターン(Hz)

図6.8 円筒座標系内に置かれた導体



(a)上面図



(b)正面図

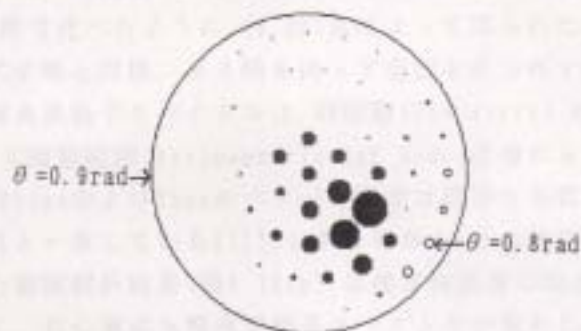
図6.9 高速SPM法による導体位置推定結果(円筒座標系) [n=37, m=15687;
 $\gamma \geq 0.9$ を図示し, $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]



(a) 上面図

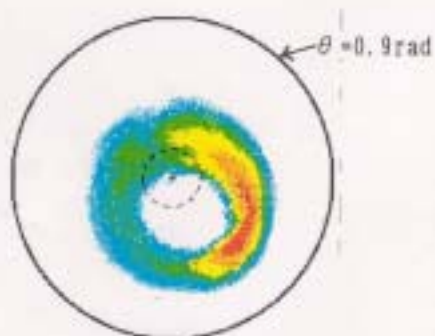


(b) 正面図

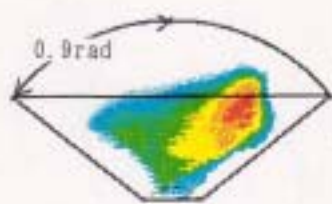


(c) 測定磁界ベクトル (H_r)

図6.10 球座標系内に置かれた導体



(a) 上面図



(b) 正面図

図6.11 高速SPM法による導体位置推定結果(球座標系) [$n=61$, $m=27240$;
 $\gamma \geq 0.9$ を図示し, $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

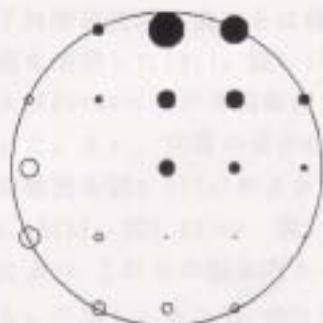
6.6 心磁図解析

心電図のP波(図4.2参照)は、主に右心房の興奮によって生ずることが知られている。徳島大学医学部の中屋らのグループは、健常被験者および右心房過負荷状態(Right Atrial Overload, RAO)の患者のP波中の心磁図を測定した[71]。図6.12(a)および図6.13(a)は、健常被験者P波の33msおよび55msにおける心磁図であり、また、図6.14(a)はRAO患者P波40msにおける心磁図を示すものである。図中の●および○は、N極およびS極領域をそれぞれ示している。

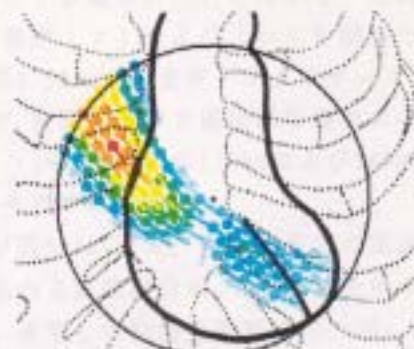
ここでは、円筒座標系における高速SPM法を、図6.12(a)、図6.13(a)および図6.14(a)の心磁図解析に適用する。図6.12(a)、図6.13(a)および図6.14(a)は、(6.20)式から求まる正規化された電流双極子スペクトル($\gamma \geq 0.9$)、すなわち主要電流分布を図示したものである。これらの結果は、磁界測定点数 $n = 21$ とし、直径111.8mm、深さ120mmの円筒領域 $m = 10250$ に分割して求めたものである。また、図中の太線は、心臓、大動脈および大静脈の輪郭を示し、点線は肋骨を図示したものである。6.3節で述べたように、(6.20)式によって得られた電流双極子スペクトルは、(2.20)式の解と同様、ある幅を持って空間中に分布する。

健常被験者の電流双極子スペクトルは、洞結節(Sinoatrial Node)近傍に非常に強く現われ、そして房室結節(Atrioventricular Node)近傍にも観測される(図4.1参照)。また、P波33msおよび55msのパターン間では顕著な差異は見られず、このことは医学的所見と一致している[71]。しかしながら、この時間内にあるRAO患者のP波40msの心磁図解析結果(図6.14(b))は健常被験者の場合と大きく異なり、洞結節近傍以外に、右心室にも電流双極子スペクトルが現われている。さらに、この場合の洞結節近傍の電流双極子スペクトルの向きが健常被験者のそれと比較して右心室(図中右下)よりとなっている。

図6.12 健常被験者P波55msにおける心磁図解析 ($n=21$, $m=10250$; $\gamma \geq 0.9$)

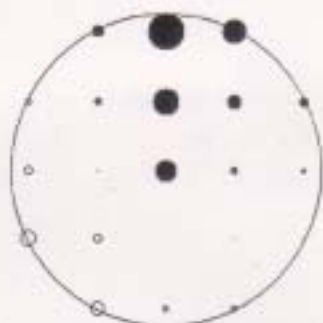


(a)心磁図

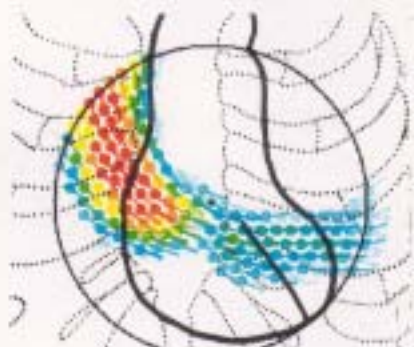


(b)心臓内主要電流分布

図6.12 健常被験者P波33msにおける心房興奮 [n=21, m=10250; $\gamma \geq 0.9$ を图示し, $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

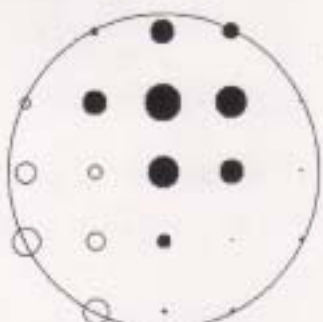


(a)心磁図

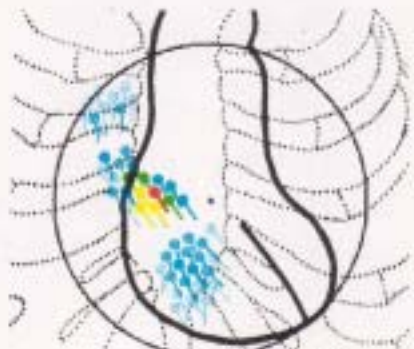


(b)心臓内主要電流分布

図6.13 健常被験者P波55msにおける心房興奮 [n=21, m=10250; $\gamma \geq 0.9$ を图示し, $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]



(a)心磁図



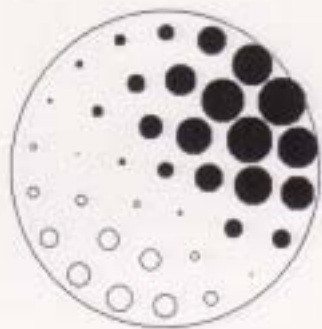
(b)心臓内主要電流分布

図6.14 RAO患者P波40msにおける心房興奮 [n=21, m=10250; $\gamma \geq 0.9$ を图示し, $\gamma = 0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

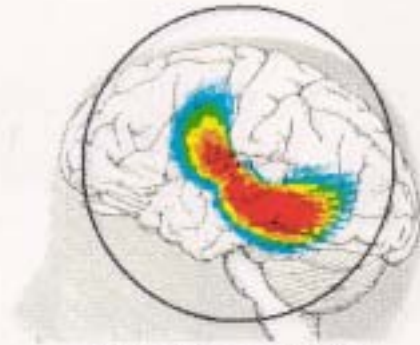
6.7 脳磁図解析

球表面上に配置された37チャンネルSQUID磁束計[94]を用いて、北海道大学電子科学研究所の栗木らは健常被験者が音声「ア」および「ハ」を聞いた後の脳磁図を測定した[31]。図6.15(a)および図6.16(a)は、音声「ア」のケースの110msおよび200msにおける脳磁図を示すもので、N極およびS極領域を●および○で表わした。また、同様の表示法で、音声「ハ」のケースの110msおよび160msにおける脳磁図を図6.17(a)および図6.18(a)にそれぞれ示す。

図6.15(b)、図6.16(b)、図6.17(b)および図6.18(b)は、球座標系での高速SPM法により、これらの脳磁図から得られた脳内主要電流分布($\gamma \geq 0.9$)を示すものである。ただし、 $n = 37$, $m = 9843$ とした。推定した脳内主要電流は、図4.5に示した第1聴覚野および聴覚連合野(ウエルニッケの領野)を中心に存在し、これらの領域が聴覚機能に重要な役割を果たしていることがわかる。



(a) 脳磁図

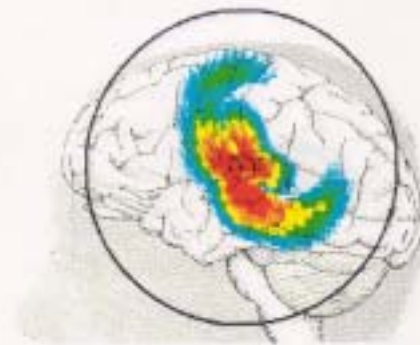


(b) 脳内主要電流分布

図6.15 音声「ア」聞き取り後110msにおける脳内興奮 [n=37, m=9843; $\gamma \geq 0.9$]
を图示し, $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: [1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

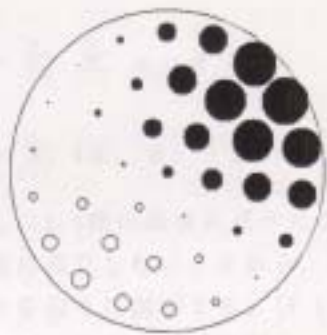


(a) 脳磁図

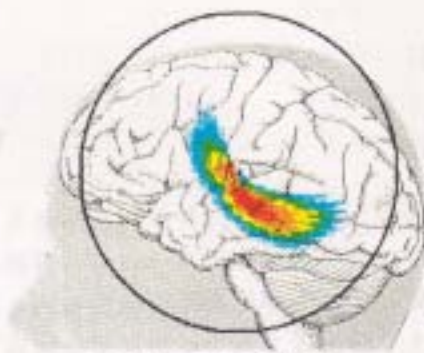


(b) 脳内主要電流分布

図6.16 音声「ア」聞き取り後200msにおける脳内興奮 [n=37, m=9843; $\gamma \geq 0.9$]
を图示し, $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示: [1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 .]

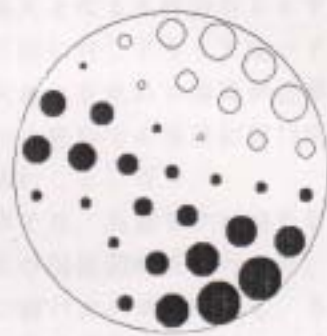


(a) 脳磁図

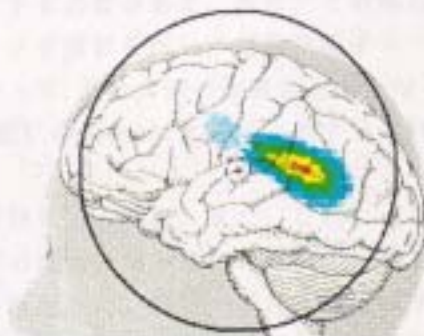


(b) 脳内主要電流分布

図6.17 音声「ハ」聞き取り後110msにおける脳内興奮 [n=37, m=9843; $\gamma \geq 0.9$]
を図示し、 $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示：1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]



(a) 脳磁図



(b) 脳内主要電流分布

図6.18 音声「ハ」聞き取り後160msにおける脳内興奮 [n=37, m=9843; $\gamma \geq 0.9$]
を図示し、 $\gamma=0.9 \sim 1.0$ を10分割表示：1 2 3 4 5 6 7 8 9 10.]

6.8 むすび

高速SPM法の特徴は、円筒および球座標系において成立する、電流双極子ベクトルの直交する2成分が測定面に与える磁界パターン間の直交性を利用した点である。これにより、デカルト座標系でのSPM法で必要であった電流双極子ベクトルの角度方向の離散化を削減し、アルゴリズムの高速化を実現した。具体的には、(2.13)式に示したデカルト座標系での角度分割個数 m' が、高速SPM法の定式化として得られた(6.8)式では2となり、解析に伴う演算時間が大幅に削減できた。

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^{n'} \alpha_{jk} \mathbf{d}_{jk} \quad (2.13)$$

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^n (\alpha_{pj} \mathbf{d}_{pj} + \alpha_{qj} \mathbf{d}_{qj}) \quad (6.8)$$

ただし、6.3節の最後に述べたように、 \mathbf{d}_{p1} と \mathbf{d}_{p2} または \mathbf{d}_{q1} と \mathbf{d}_{q2} などの直交性は一般に成立しないことから、単純に演算回数が $2/m'$ になるわけではない。このことを以下に説明する。(6.16)式の正の p 、 q 方向の電流双極子による磁界パターン \mathbf{d}_{pj} および \mathbf{d}_{qj} に対し、負の p 、 q 方向の電流双極子による磁界パターン $\mathbf{d}_{(-p)j}$ および $\mathbf{d}_{(-q)j}$ を考えたとすると、これらは、それぞれ $-\mathbf{d}_{pj}$ および $-\mathbf{d}_{qj}$ に等しくなる。しかしながら、(6.18)式の演算では一般に、 $(\mathbf{d}_{pj} + \mathbf{d}_{qj}) \neq (\mathbf{d}_{pj} + \mathbf{d}_{(-p)j})$ および $(\mathbf{d}_{qj} + \mathbf{d}_{qj}) \neq (\mathbf{d}_{qj} + \mathbf{d}_{(-q)j})$ であり、 p - q 座標での第1象限～第4象限のどの方向に求める電流双極子ベクトルが向いているか、正および負の p 、 q 方向の電流双極子に対してパターンマッチング演算(計4回)を行い、その最大となる2成分からまず角度を同定する必要がある。次に、この得られた角度方向に対してもう1度パターンマッチング演算を行い、電流双極子スペクトルの大きさを求める演算が必要である。従って、合計5回の演算が必要となるが、デカルト座標での演算回数72回(角度分解能 5° の場合)に比較して約7%の計算負荷で済むことになる。

本章では、高速SPM法の数値例題と実験による検証、また、これによる心磁図および脳磁図解析を行った。まず、正解の電流分布が既知の例題で、高速SPM法の解パターンを吟味し、その有効性を検証した。特に、磁界測定面が平面である円筒座標系においては、デカルト座標にて求めた心磁図解析結果との比較を行い、通常のSPM法とほぼ同等の解パターンが高速SPM法によって得られることを明らかにした。次に、電流が流れている導体の位置・形状推定を高速SPM法にて行い、円筒および球座標系の双方において良好な結果を得た。最後に、高速SPM法を心磁図および脳磁図解析に適用し、心臓内刺激伝達の異常経路および聴覚反応による脳内興奮部位の特定化に成功した。

SPM法の有効性を検証した。逆問題の支配方程式を離散化して得られるシステ

第7章 結論

本論文は、磁界系の逆問題の解析法とその応用についてまとめたものである。

第1章では、逆問題の概念、歴史および分類について述べ、本論文で扱う磁界系逆問題の支配方程式が磁界源についての積分方程式となることを示した。逆問題としては、部分的に与えられたフィールド情報からそれをもたらすフィールド源を求める問題、機器の設計を行う問題あるいはフィールドの媒質を求める問題などがあり、これらを強形式および弱形式の逆問題として分類した。逆問題には百数十年以上もの歴史があると同時に、超電導応用技術であるSQUID磁束計を用いた医療診断技術などと深い関わり合いを持ち、その解析法の確立が重要であることを示した。本論文では、局所的なフィールドからそのフィールド源を求める強形式の逆問題を扱い、これをSampled Pattern Matching法(SPM法)で解析することを述べた。この種の問題には数学的に無数の解の可能性があるが、SPM法は、従来の方法のようにある拘束条件を支配方程式に課して一意的な解を得ようとはせず、解の可能性すべてについて吟味し、これらに重み付けをしていく方法であることを述べた。

第2章では、SPM法の物理的および数学的位置付けを行った。SPM法は測定フィールドと推定フィールド源の与える評価フィールドとの測定面に渡る重畳積分を離散値系で行い、フィールド源推定空間中の各サンプル点におけるフィールド源スペクトルを求める方法であることを示した。さらに、最も支配的なフィールド源に非線形な重み付けをし、複雑なフィールド分布を与える複数のフィールド源を求めていくSPM法のアルゴリズムについて述べた。静磁界系逆問題の支配方程式を離散化してシステム方程式を求め、フィールド源推定領域の十分な空間分解能を得るためには、このシステム方程式は式の数未知数の数より圧倒的に少ない連立方程式となることを明らかにした。逆問題が本質的に抱える条件、すなわちフィールド情報は空間の一部でのみ与えられることから、逆問題解析では正則なシステム行列を得ることはできず、非直交ベクトル空間における基底ベクトル展開であるSPM法が、この種の問題解析に適していることを示した。また、SPM法は対象領域内に単位フィールド源を仮定するが、この単位フィールド源のみによって構成される解をPilot Point Solutionと呼び、これは最も支配的なフィールド源分布を与える解であることを述べた。

第3章では、SPM法のアルゴリズムを簡単な数値例題および静磁界系逆問題のモデル数値実験に適用し、これらの問題に設定した正解と推定解との比較からSPM法の有効性を検証した。逆問題の支配方程式を離散化して得られるシステム方程式は不定の連立方程式であり、一意的な解を得ることはできない。しかしながら、同一の物理的条件の問題に対し、離散化条件を変えたときに得られる解

パターンの一意性は吟味でき、SPM法の解パターンは、このシステム条件の変化に対して一意性のあることを数値実験により検証した。これと同時に、フィールドの測定点数程度のフィールド源推定空間の分割数、すなわち正則なシステム行列を得る方法では、十分な解パターンの空間分解能が得られないことを確認した。SPM法ではフィールド源の位置を得ることを主目的とし、その大きさは得られた推定フィールド源の空間的集中度合によって評価すると仮定している。そこで、大きさの異なるフィールド源が存在するケースについて数値実験を行い、この仮定が正しいことを明らかにした。不定の連立方程式に拘束条件を課し、一意的な解を得る一方法として最小ノルム法がある。最小ノルム法ではSPM法と同様、複数のフィールド源が求められることから、これの逆問題解析への適用例もある。そこで、同一問題に対してSPM法と最小ノルム法との比較数値実験を行い、その結果として測定面から奥行き方向にフィールド源が分布する問題に対し、SPM法は明らかな優位性を持つことを示した。2つのフィールドからそれぞれの平均値分を差し引き、これらのパターンベクトル間の正規化された内積をとった値は、数学的にこれらの間の相関係数と等価となる。従って、測定および評価フィールドからそれぞれの平均値分を差し引き、複数磁極から成る磁界分布を前提として磁界源探査を進めていくSPM法は、フィールド源推定空間における一般化した相関係数を与える。この一般化相関係数法の数値実験から、フィールドパターンに平均値分が含まれている場合に、この方法に優位性があることがわかった。

第4章では、SPM法を心磁図および脳磁図解析などの具体的な生体磁気系の逆問題に適用し、その結果から、SPM法は、従来手法では解析が困難であった心臓内の複数の刺激伝導路の特定および脳内の並列分散処理機能の解明に極めて有力な手段となることを明らかにした。心磁図解析では、まず正常心臓のQRS波期間中の主要電流分布を推定し、これが周知の医学的所見と一致することを確認した。次に右胸・左胸ブロックおよびWPW症候群を呈する患者の心磁図解析を行い、これらの心臓内電流は正常のものと極めて異なる分布を示し、心電図解析および通常的心磁図解析では困難である心臓内の欠陥部位の特定化がSPM法による心磁図解析により可能となることを示した。右手首正中神経が電気的に刺激されたときの脳磁図をSPM法により解析し、左脳にある右手の体性感覚野および運動野の活性化など、同時複数個から成る脳内電流の空間分布を得ることに成功した。また、右足首後けい骨神経を同様に刺激したときの脳磁図を一般化相関係数法により解析し、通常相関係数法および本手法によって得られた相関係数値の比較から、本手法は従来法に比較して優れた磁界源推定法であることを明らかにした。

第5章では、SPM法の金属材料の非破壊検査への適用を試み、数値実験によりSPM法の有用性を検証した。具体的な検査法としては、被験材料に電流を通電したときに得られる空間磁界分布情報から欠損探査を行う磁界測定法を考え、こ

れにSPM法を適用するための定式化を行った。欠損に等価な電流双極子ベクトルを仮定し、これを測定された磁界パターンから推定することでこの問題が強形式の逆問題となり、本論文の解析法によって欠損の同定が可能となることを示した。金属材料中に欠損がある場合の数値実験を行い、本手法の有効性を明らかにした。欠損が複数個存在すると、金属材料中の電流分布が複雑になり、これらフィールド源のベクトルとしての同定は困難となる。この場合には、土井らが電気ポテンシャル法において考案した次の2つの手法、まず、欠損の大きさが等しいときには、欠損による変動フィールドを生じる最も支配的なフィールド源ベクトルの向きに対してのみSPM演算を行い(投影SPM法)、欠損の位置情報としてPilot Pointを用いる手法、さらに、異なる大きさの欠損が存在する場合には、強制的に測定点数までPilot Pointを求めるアルゴリズムをそれぞれ磁界測定法に適用し、良好な結果を得た。

第6章では、SPM法による磁界系逆問題解析における課題である「磁界源ベクトルの角度方向の離散化による過大な演算時間の削減」を目的とした高速Sampled Pattern Matching法(高速SPM法)を提案し、本手法の有効性および有用性を明らかにした。高速SPM法は、電流双極子ベクトルの直交する2成分の作る磁界パターン間の直交性、すなわち測定面に渡るこれらの畳み込み積分が零となる円筒および球座標系においてシステム方程式の定式化を行ったものである。これにより、電流双極子ベクトルの直交する2成分を独立に同定でき、これらの比から電流双極子ベクトルの角度を得ることで計算の高速化を可能とした。まず、円筒および球座標系において、正解の磁界源分布がわかっている例題で高速SPM法の解パターンの検証を行い、正解パターンに対する推定された解パターンの妥当性を示した。また、同一の心磁図に対して得られたデカルト座標系および円筒座標系におけるそれぞれの解パターンの等価性を示し、円筒座標系に基づく高速SPM法による解パターンの客観性を明らかにした。次に、電流が流れている導体の生ずる磁界を実際に測定し、この磁界パターンから高速SPM法により導体の位置および形状を得ることに成功し、高速SPM法の有効性を検証した。さらに、高速SPM法を実際に心磁図および脳磁図解析へ適用し、心臓内刺激伝達の異常経路および聴覚反応による脳内興奮部位の特定化に成功した。

以上のように、本研究では、同定問題、最適化問題、計算機による機器の自動設計、非破壊検査、医療診断および生体内の電磁現象の解明などに深く関わる逆問題の重要性を鑑み、

- (1)その解析手段であるSPM法について、その物理的・数学的裏付けおよび数値実験による検証
 - (2)SPM法の心磁図・脳磁図解析および金属の非破壊検査への適用
 - (3)SPM法の高速度アルゴリズムの提案
- を行い、本手法の有効性および有用性を明らかにした。

謝 辞

「デジタル信号処理」を勉強しようと法政大学に相談に来たのは、もう4年程前のことになります。このとき大学院研究生としての籍を許され、八名和夫先生の御指導を受けることになりました。八名和夫先生は、MITへの長期御出張を控えたお忙しい中、たいへん丁寧に御指導下さり、誠に感謝致しております。この時の研究成果は、その翌年、小林尚登先生の御指導により、デジタルフィルタ信号処理による無効電力補償についての論文としてまとめ、サンフランシスコ近郊で行われた国際会議IECONに出すことができました。小林尚登先生には、「適応制御理論」を御教授頂き、また、マイクロマシン研究へのお誘いも頂きました。修士課程修了後、「いつか論文をまとめて」と思い続けて、(株)富士電機総合研究所に勤務していましたが、その実現には至りませんでした。小林尚登先生に何よりも感謝致しておりますのは、「少しずつ論文を出して行って、大きくまとめてみないか。」とおっしゃって頂いたことで、このことが気持ちの上での大きな踏ん切りとなりました。修士課程での指導教授である斎藤兆古先生の御助言もあって、大学院博士後期課程の入学試験を受けようと思いついたのは、それから間もなくのことです。研究テーマの決定については、斎藤兆古先生、小林尚登先生がとても親身になって相談に乗って下さいました。

会社の中で、受験の決意を最初に伝え御相談したのは、当時私が執行委員として籍を置いて居りました、富士電機(株)労働組合東京支部の江口和雄執行委員長(現在、東京工場総務課)でした。委員長は、当時の沢邦彦東京工場長(現在、常務取締役)に事情を説明され、その翌日、私は工場長に呼ばれました。沢邦彦常務取締役は、私の入社試験の面接官であった方で、法政大学大学院博士課程入学への挑戦に対し、とても励まして下さいました。

斎藤兆古研究室の早野誠治講師、共同研究者の橋田和泰君、土井達也君にもいろいろお手伝い頂きました。

この研究を通じて、日本および世界の多く研究者の方々と親しくなり、私の財産にしていきたいと思っております。また、フランスのグルノーブル電気研究所のJ. C. SABONNADIÈRE主任教授の招待を受け、昨年10月より3カ月間、J. L. COULOMB教授と共同で最適化問題の研究に従事できたことも、この研究のおかげと思います。

最後に、研究の御指導を頂きました斎藤兆古先生に深く感謝致したいと思えます。この研究室を通して多くのものを得ました。どうもありがとうございました。

1994年2月

参考文献

- [14] 斎藤英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「非線形問題へのCauchy-Schwarzの不等式の応用」, 電気学会静止器研究会, 1986年9月, SA-82-39.
- [1] G. Anger, "Inverse problems in differential equations," Plenum Press, New York and London, 1990. (漢字訳, 昭和44年7月)
- [2] 岩井喜典, 他, 「医用画像診断装置 - CT, MRIを中心として-」, コロナ社, 1991年. (副題を考慮する) , 電気学会マグネティックス研究会, 1992
- [3] P.P. Silvester and R.L. Ferrari, "Finite elements for electrical engineers," Cambridge Univ. Press, 1983. (副題について) , 第7回日本生
- [4] 加川幸雄, 「閉領域問題のための有限/境界要素法」, サイエンス社, 昭和58年. (Paoletti, J.P., Baxile, P., Aubry, A., Aurengo, P., Cavallero, J.Y., Berry
- [5] Y. Saito, H. Saotome and T. Yamamura, "A lumped circuit model for a nonlinear inductor exhibiting dynamic hysteresis loops and its application to the electric circuits," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, North-Holland, Vol.38, No.2, Jun. 1983, pp.185-202. and W. J. Dallas, "Fourier imaging of electrical currents
- [6] Y. Saito, H. Saotome, S. Hayano and T. Yamamura, "Modelling of nonlinear inductor exhibiting hysteresis loops and its application to the single phase parallel inverters," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19, No.5, Sep. 1983, pp.2189-2191. *directional current distribution.*
- [7] Y. Saito, H. Saotome, S. Hayano and T. Yamamura, "Modelling of hysteresis and anisotropic magnetic field problems," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19, No.6, Nov. 1983, pp.2510-2513. *ology and finite elements*
- [8] Y. Saito, S. Hayano, T. Yamamura and H. Saotome, "Hysteretic fields in a toroidal reactor," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-20, No.5, Sep. 1984, pp.1965-1967. (pp. 3433-3443)
- [9] Y. Saito, S. Hayano, N. Tsuya and H. Saotome, "Digital simulation of parallel inverters," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Elsevier, Vol.49, No.1, May 1985, pp. 109-119.
- [10] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「動的ヒステリシスモデルの集中定数回路への応用」, 電子通信学会, 回路とシステム研究会, 1982年9月, CAS82-61, pp.1-8.
- [11] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「動的ヒステリシス現象を考慮した単相内鉄形変圧器の3次元解析」, 電気学会静止器研究会, SA-82-39, pp.1-10. (pp. regular)
- [12] 斎藤兆古, 早野誠治, 津屋昇, 早乙女英夫, 「非線形インダクタのモデリングとその単相並列インバータへの応用」, 電気学会マグネティックス研究会, 1983年11月, MAG-83-106, pp.59-66. *studies in magnetocardiography.*
- [13] H. Saotome, S. Hayano, A. Miyazaki and Y. Saito, "A representation of magnetization characteristics for computational magnetodynamics," *Electromagnetic Forces and Applications*; J. Tani and T. Takagi (Editors.), Elsevier, 1992, pp.425-428. *in the human brain.* *IEEE Trans.*

- [14]板垣英美, 早野誠治, 斎藤兆古, 「電磁界系逆問題へのCauchy-Schwarzの不等式の応用」, 電気学会静止器回転機合同研究会, 1990年8月. SA-90-15(RM-90-27), pp.11-20. *spatio-temporal MEG data.* *IEEE Trans. Biomed. Eng.*
- [15]佐武一郎, 「行列と行列式」, 裳華房, 昭和44年3月.
- [16]荒克之, 坂佐井馨, 岸本牧, 「生体磁界計測における逆問題 -逆問題の観点から生体磁界計測系を考察する-」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年3月, MAG-93-91, pp.37-56. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. BME-40, No. 3.
- [17]斎藤兆古, 早野誠治, 「生体系逆問題 -脳磁図について-」, 第7回日本生体磁気学会大会論文集, Vol. 5, No. 1, 1992年6月, pp.26-29. *バイオレナ*
- [18]R. Di Paola, J.P. Bazin, F. Aubry, A. Aurengo, F. Cavallioles, J.Y. Herry and E. Kahn, "Handling of dynamic sequences in nuclear medicine." *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-29, No. 4, Aug. 1982, pp.1310-1321.
- [19]William J. Dallas, "Fourier space solution to the magnetic imaging problem." *Applied Optics*, Vol. 24, No. 24, Dec. 1985, pp.508-512.
- [20]W. Kullmann and W. J. Dallas, "Fourier imaging of electrical currents in the human brain from their magnetic fields." *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. BME-34, No. 11, Nov. 1987, pp.837-842. *日本臨床*, 第43巻, 第7号
- [21]Bradley J. Roth, Nestor G. Sepulveda and John P. Wikswo, Jr., "Using a magnetometer to image a two-dimensional current distribution." *J. Appl. Phys.* 65(1), Jan. 1989. *ographyによるてんかん焦点の局在検定*.
- [22]S. R. H. Hoole, S. Subramaniam, R. Saldanha, J.-L. Coulomb and J.-C. Sabonnadiere, "Inverse problem methodology and finite elements in the identification of cracks, source materials, and their geometry in inaccessible locations." *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-27, No. 3, May 1991, pp.3433-3443. *123-130*.
- [23]H. Saito, R. Kusaba, M. Nakajima and S. Yuta, "Magnetic field imaging by CT technique." *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23, No. 5, Sep. 1987, pp.2587-2589. *Introductory engineering electromagnetics*, Addison-
- [24]林昌世, 増田幸一郎, 畠山賢一, 「漏洩磁界測定による波源分布解析法の検討」, 電子情報通信学会技術研究報告, 環境電磁工学研究会, A-P92-25(EMCJ92-8), 1992年5月, pp.15-20. *Electric fields and its application to a source*
- [25]H. S. Oster, Y. Rudy, "The use of temporal information in the regularization of the inverse problem of electrocardiography." *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. BME-39, No. 1, Jan. 1992, pp.65-75. *における逆問題*.
- [26]T. Katila, "Functional localization studies in magnetocardiography." *Int. J. Appl. Electromag. Metrials*, Elsevier, Vol. 1, Nos. 2-4, Dec. 1990, pp.297-306. *is human heart by the factor analysis.*
- [27]S. J. Williamson and L. Kaufman, "Application of SQUID sensors to the investigation of neural activity in the human brain." *IEEE Trans.*

- [27] *Magn.*, Vol. MAG-19, No. 3, May 1983, pp. 835-844. *Applied Pattern Matching*
- [28] J. C. Mosher, P. S. Lewis and R. M. Leahy, "Multiple dipole modeling and localization from spatio-temporal MEG data," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. BME-39, No. 6, Jun. 1992, pp. 541-557. *Neural Behavior Estimation*
- [29] J.-Z. Wang, S. J. Williamson and L. Kaufman, "Magnetic source images determined by a lead-field analysis: The unique minimum-norm least-squares estimation," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. BME-39, No. 7, Jul. 1992, pp. 665-675. *Crack Identification in*
- [30] 栗城真也, 向井学, 竹内文也, 「多チャンネル脳磁界計測のシミュレーション実験」, 電気学会論文誌 A, 111巻9号、平成3年、pp. 823-827.
- [31] 栗城真也, 竹内文也, 「聴性誘発脳磁図の計測と脳内電源推定」, 第7回日本生体磁気学会大会論文集, Vol. 5, No. 1, 1992年6月, pp. 20-23.
- [32] 内川義則, 長谷川敏, 合原一幸, 小谷誠, 「電気刺激による体性感覚誘発脳磁界計測」, 日本応用磁気学会誌, Vol. 13, No. 3, 1989年, pp. 508-512.
- [33] 内川義則, 小谷誠, 「等価電流双極子法による体性感覚誘発脳磁界の信号源追跡」, 電気学会論文誌 A, 112巻2号、平成4年、pp. 127-132.
- [34] 金子裕, 高倉公朋, 「脳磁図 (MEG) の進歩」, 日本臨床, 第49巻, 第7号, 平成3年7月, pp. 255(1707)-262(1714). *Phalogram, Simulation and*
- [35] 小柏元英, 高橋宏, 中野造武, 金子裕, 高倉公朋, 「37チャンネル生体磁気計測装置を用いたmagnetoencephalographyによるてんかん焦点の局在推定」, *BRAIN and NERVE*, 医学書院, 第43巻, 第11号, 1991年11月, pp. 1067-1074.
- [36] 金子裕, 高倉公朋, 「MEGによるてんかんの検査」, *BRAIN and NERVE*, 医学書院, 第44巻, 第4号, 1992年4月, pp. 307-321. *IEEE Trans. Magn.*
- [37] 湯本真人, 「脳磁図による誘発磁界の検査」, *BRAIN and NERVE*, 医学書院, 第44巻, 第4号, 1992年4月, pp. 323-330. *逆問題における Sampled Pattern*
- [38] C. W. Steele, "Numerical computation of electric and magnetic fields," Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, 1987. *中の電流分布推定*
- [39] B. D. Popovic, "Introductory engineering electromagnetics," Addison-Wesley Publishing Co., 1971.
- [40] Y. Saito, E. Itagaki and S. Hayano, "A formulation of the inverse problems in magnetostatic fields and its application to a source position searching of the human eye fields," *J. Appl. Phys.*, Vol. 67, No. 9, May 1990, pp. 5830-5832. *研究会, 1992年2月, MAG-92-73, pp. 27-31.*
- [41] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体磁界における逆問題」, 電気学会論文誌 A, 112巻4号, 平成4年, pp. 279-286.
- [42] H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "An estimation of the current distributions in human heart by the factor analysis," *Nonlinear Phenomena in Electromagnetic fields*, T. Furuhashi and Y. Uchikawa (Editors.), Elsevier, 1992, pp. 73-76. *研究会, 1992年2月, MAG-92-60.*

- [43]早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「Sampled Pattern Matching
法による生体内電流分布推定」, 電気学会論文誌 C, 113巻1号, 平成5年,
pp. 69-76. *behavior in the human brain by the correlative analysis.*
- [44]H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "A neural behavior esti-
mation by the generalized correlative analysis," *IEEE Trans. Magn.*,
Vol. MAG-29, No. 2, Mar. 1993, pp. 1389-1394. (Invited paper of the
Fifth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation).
- [45]H. Saotome, T. Doi, S. Hayano and Y. Saito, "Crack identification in
metallic materials," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-29, No. 2, Mar. 1993,
pp. 1861-1864. 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定 -心-
- [46]H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "Electromagnetic field
source searching from the local field measurement," *Int. J. Appl.
Electromag. Matrix*, Elsevier, Vol. 3, No. 4, Apr. 1993, pp. 297-306.
- [47]H. Saotome and Y. Saito, "The locally orthogonal coordinate systems
for inverse problem analysis," *Simulation and Design of Applied
Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor), Elsevier, 1994, pp. 201-204.
- [48]H. Saotome and Y. Saito, "The optimum configurations of SQUID sensors
for the magnetocardiogram and magnetoencephalogram," *Simulation and
Design of Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor), Elsevier,
1994, pp. 419-422. 早乙女英夫, 斎藤兆古, 「三次元立方体中の電流分布推定」,
- [49]H. Saotome and Y. Saito, "The locally orthogonal coordinate systems
for analyzing inverse problems of magnetostatic fields -Applications
to magnetocardiogram and magnetoencephalogram-," *IEEE Trans. Magn.*,
(INTERMAG'93), 印刷中. 橋田和泰, 増田幸一郎, 遠矢弘和, 「三次元電流分布推
- [50]早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「静磁界系逆問題における Sampled Pattern
Matching 解法とその高速化」, 電気学会論文誌 A, 投稿中.
- [51]早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定 -理
論的基礎-」, 電気学会マグネティックス研究会, 1991年10月, MAG-91-219,
pp. 65-73. pp. 95-104.
- [52]早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「静的電磁界系における逆問
題」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年2月, MAG-92-71, pp. 123-132.
- [53]早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定法の
考察」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年3月, MAG-92-79, pp. 27-36.
- [54]早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「局所直交座標系による磁界系逆問題解析」,
電気学会マグネティックス研究会, 1992年7月, MAG-92-133, pp. 11-20.
- [55]早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「磁界測定による金属の非破壊検査」,
電気学会静止器回転機合同研究会, 1992年8月, SA-92-9(RM-92-44), pp. 77-84.
- [56]早乙女英夫, 斎藤兆古, 「局所直交座標系による MCG, MEG 解析 - SQUID センサ
の最適配置-」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年3月, MAG-93-60,

- pp. 11-20. *Cardiology*, Vol. 71, No. 2, 1988, pp. 161-167.
- [57] K. Kitsuta, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "An estimation of the neural behavior in the human brain by the correlative analysis," *Nonlinear Phenomena in Electromagnetic fields*, T. Furuhashi and Y. Uchikawa (Editors.), Elsevier, 1992, pp. 77-80.
- [58] K. Kitsuta, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "Human heart diagnosis by the space power distribution method," *Applied Electromagnetics in Materials and Computational Technology*, Edited by T. Honma, I. Sebestyen and T. Shibata, Hokkaido Univ. Press, 1992, pp. 17-23.
- [59] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定—心臓の電流分布—」, 電気学会マグネティックス研究会, 1991年10月, MAG-91-220, pp. 75-84. *Applied Electromagnetics in Materials and Computational Technology*, Edited by
- [60] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「脳内電流双極子分布について」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年3月, MAG-92-80, pp. 37-46.
- [61] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「心磁図・心電図併用による電磁界源分布の推定」, 第7回日本生体磁気学会大会論文集, Vol. 5, No. 1, 1992年6月, pp. 100-103. *Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor).
- [62] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「新しい電流分布推定法とその応用」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年3月, MAG-93-90, pp. 27-36. *心電図併用による*
- [63] 山田尚生, 早野誠治, 斎藤兆古, 「三次元立方体中の電流分布推定」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年7月, MAG-92-135, pp. 29-36. *心電図併用による*
- [64] 山田尚生, 早野誠治, 斎藤兆古, 「三次元電流分布推定の一考察」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年12月, MAG-92-263, pp. 33-40.
- [65] 山田尚生, 斎藤兆古, 林昌世, 増田幸一郎, 遠矢弘和, 「三次元電流分布推定に関する基礎的考察」, 電子情報通信学会技術研究報告, 環境電磁工学研究会, EMCJ92-80, 1993年1月, pp. 7-12.
- [66] 山田尚生, 斎藤兆古, 遠矢弘和, 島山賢一, 林昌世, 増田幸一郎, 「電磁界源分布推定の一考察」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年8月, MAG-93-142, pp. 95-104.
- [67] 山田尚生, 「因子分析による電流分布推定に関する研究」, 平成5年度法政大学修士論文.
- [68] G. ストラング著, 井上昭訳, 「線形代数とその応用」, 産業図書, 平成5年3月.
- [69] 田中稔二, 駒木悠二, 「科学計算プログラム」, 富士書房, 昭和46年7月.
- [70] K. Watanabe, A. Takeuchi, M. Katayama, Y. Fukuda, M. Nomura, M. Sumi, M. Murakami, Y. Nakaya, and H. Mori, "Analysis of activation sequence by isomagnetic and vector arrow maps," *Biomagnetism'87*, K. Atsumi, et. al. (Editors), Tokyo Denki Univ. Press, 1988, pp. 344-349.
- [71] A. Takeuchi, K. Watanabe, M. Nomura, S. Ishihara, M. Sumi, M. Murakami, K. Saito, Y. Nakaya and H. Mori, "The P wave in the magnetocardiogram,"

J. Electrocardiology, Vol. 21, No. 2, 1988, pp. 161-167.

- [72] 上野照剛, 「生体磁気研究の現状と将来動向」, 電気学会論文誌 A, 111 巻 9 号, 平成 3 年, pp. 773-776.
- [73] 堀川宗之, 「心臓の電気現象 - 心電図波形の成り立ち -」, 東京電機大学出版局, 昭和 57 年 3 月.
- [74] 早野微生物学研究所, 「ナースのための実用心電図学」, 丸善, 1984 年 3 月.
- [75] W. P. Ganong 著, 松田幸次郎, 他, 共訳, 「医科 生理学展望」, 丸善, 昭和 59 年 3 月.
- [76] 橋田和泰, 「電磁界系逆問題に関する研究」, 法政大学修士論文, 平成 5 年 3 月.
- [77] 塚田裕三編, 「図説 脳」, 日経サイエンス社, 1983 年 5 月.
- [78] T. Doi, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "Inverse analysis of defect identification based on the electric potential method," *Applied Electromagnetics in Materials and Computational Technology*, Edited by T. Honma, I. Sebestyen and T. Shibata, Hokkaido Univ. Press, 1992, pp. 61-66.
- [79] T. Doi, H. Saotome, and Y. Saito, "Projective sampled pattern matching method for the defect recognition in conductive materials," *Simulation and Design of Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma (Editor), Elsevier, 1994, pp. 33-36.
- [80] 土井達也, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「試行パターン一致法による導体内の欠損推定」, 電気学会論文誌 A, 平成 6 年 4 月号掲載予定.
- [81] 土井達也, 「導電性材料中における異媒質探査に関する研究」, 平成 5 年度法政大学修士論文.

Mar. 1995, pp. 1339-1344. (Invited paper of the Fifth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation).

研究業績

主著論文

査読付き論文

- [1] H. Saotome, S. Hayano, A. Miyazaki and Y. Saito, "A representation of magnetization characteristics for computational magnetodynamics," *Electromagnetic Forces and Applications*, J. Tani and T. Takagi (Editors), Elsevier, 1992, pp.425-428.
- [2] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体磁界における逆問題」, 電気学会論文誌 A, 112巻4号, 平成4年, pp.279-286.
- [3] H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "An estimation of the current distributions in human heart by the factor analysis," *Nonlinear Phenomena in Electromagnetic fields*, T. Furuhashi and Y. Uchikawa (Editors), Elsevier, 1992, pp.73-76.
- [4] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「Sampled Pattern Matching 法による生体内電流分布推定」, 電気学会論文誌 C, 113巻1号, 平成5年, pp.69-76.
- [5] H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "A neural behavior estimation by the generalized correlative analysis," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-29, No. 2, Mar. 1993, pp.1389-1394. (Invited paper of the Fifth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation).
- [6] H. Saotome, T. Doi, S. Hayano and Y. Saito, "Crack identification in metallic materials," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-29, No. 2, Mar. 1993, pp.1861-1864.
- [7] H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "Electromagnetic field source searching from the local field measurement," *Int. J. Appl. Electromag. Materls*, Elsevier, Vol. 3, No. 4, Apr. 1993, pp.297-306.
- [8] H. Saotome and Y. Saito, "The locally orthogonal coordinate systems for inverse problem analysis," *Simulation and Design of Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor), Elsevier, 1994, pp.201-204.
- [9] H. Saotome and Y. Saito, "The optimum configurations of SQUID sensors for the magnetocardiogram and magnetoencephalogram," *Simulation and Design of Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor), Elsevier, 1994, pp.419-422.
- [10] H. Saotome and Y. Saito, "The locally orthogonal coordinate systems for analyzing inverse problems of magnetostatic fields -Applications to magnetocardiogram and magnetoencephalogram-", *IEEE Trans. Magn.*, (INTERMAG'93), 印刷中.

- [11] 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「静磁界系逆問題における Sampled Pattern Matching 解法とその高速化」, 電気学会論文誌 A, 投稿中.

国際会議発表論文

- [1] H. Saotome and S. Konishi, "High voltage GTO-inverter using reverse conducting GTO-thyristor," *International Power Electronics Conference (Tokyo)*, 1990, pp. 421-427.
- [2] H. Saotome and Y. Takahashi, "Gate drive circuits for high voltage, large current GTO-thyristors connected in series," *21st Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference*, 1990, pp. 763-768.
- [3] H. Saotome, H. Kobayashi and Y. Saito, "Instantaneous reactive power control for random load process," *IECON*, 1990, pp. 1068-1072.

国内学会発表論文

- [1] 早乙女英夫, 高坂憲司, 「GTOサイリスタのゲート特性模擬装置」, 昭和62年度電気学会全国大会, 485, p. 572.
- [2] 早乙女英夫, 森春元, 小林尚登, 「変動負荷に対する瞬时无効電力補償」, 電気学会産業電力電気応用研究会, 1990年7月, IEA-90-20, pp. 21-30.
- [3] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定 - 理論的基礎 -」, 電気学会マグネティックス研究会, 1991年10月, MAG-91-219, pp. 65-73.
- [4] 早乙女英夫, 小川達成, 早野誠治, 斎藤兆古, 「高周波軽量トランスのDC/DCコンバータへの適用」, 電子情報通信学会技術研究報告, 電子通信用電源技術, 1992年1月, PE91-54(CPM91-113), pp. 29-34.
- [5] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「静的電磁界系における逆問題」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年2月, MAG-92-71, pp. 123-132.
- [6] 早乙女英夫, 小川達成, 早野誠治, 斎藤兆古, 木脇久勝, 「高周波空心トランスの小型電源装置への適用」, 電子情報通信学会技術研究報告, 電子通信用電源技術, 1992年2月, PE91-63, pp. 27-34.
- [7] 早乙女英夫, 橋田和泰, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定法の一考察」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年3月, MAG-92-79, pp. 27-36.
- [8] 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「局所直交座標系による磁界系逆問題解析」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年7月, MAG-92-133, pp. 11-20.
- [9] 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「磁界測定による金属の非破壊検査」, 電気学会静止器回転機合同研究会, 1992年8月, SA-92-9(RM-92-44), pp. 77-84.
- [10] 早乙女英夫, 斎藤兆古, 「局所直交座標系によるMCG, MBG解析 - SQUIDセンサの最適配置 -」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年3月, MAG-93-60, pp. 11-20.

共著論文

査読付き論文

- [1] Y. Saito, H. Saotome and T. Yamamura, "A lumped circuit model for a nonlinear inductor exhibiting dynamic hysteresis loops and its application to the electric circuits," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, North-Holland, Vol.38, No.2, Jun. 1983, pp.185-202.
- [2] Y. Saito, H. Saotome, S. Hayano and T. Yamamura, "Modelling of nonlinear inductor exhibiting hysteresis loops and its application to the single phase parallel inverters," *IEEE Trans. Magn.*, Vol.MAG-19, No.5, Sep. 1983, pp.2189-2191.
- [3] Y. Saito, H. Saotome, S. Hayano and T. Yamamura, "Modelling of hysteresis and anisotropic magnetic field problems," *IEEE Trans. Magn.*, Vol.MAG-19, No.6, Nov. 1983, pp.2510-2513.
- [4] Y. Saito, S. Hayano, T. Yamamura and H. Saotome, "Hysteretic fields in a toroidal reactor," *IEEE Trans. Magn.*, Vol.MAG-20, No.5, Sep. 1984, pp.1965-1967.
- [5] Y. Saito, S. Hayano, N. Tsuya and H. Saotome, "Digital simulation of parallel inverters," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Elsevier, Vol.49, No.1, May 1985, pp. 109-119.
- [6] S. Hayano, Y. Nakajima, H. Saotome and Y. Saito, "A new type high frequency transformer," *IEEE Trans. Magn.*, Vol.MAG-27, No.6, Nov. 1991, pp.5205-5207.
- [7] K. Kitsuta, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "An estimation of the neural behavior in the human brain by the correlative analysis," *Nonlinear Phenomena in Electromagnetic fields*, T. Furuhashi and Y. Uchikawa (Editors.), Elsevier, 1992, pp.77-80.
- [8] T. Ogawa, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "Realization of a coreless transformer and its application to the DC/DC converter," *Journal of Electrical Engineering*, Czech Academy of Science, Vol.44, No.8, 1993, pp.238-241.
- [9] T. Doi, H. Saotome, and Y. Saito, "Projective sampled pattern matching method for the defect recognition in conductive materials," *Simulation and Design of Applied Electromagnetic Systems*, T. Honma(Editor), Elsevier, 1994, pp.33-36.
- [10] 土井達也, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「試行パターン一致法による導体内の欠損推定」, 電気学会論文誌A, 平成6年4月号掲載予定.

国際会議発表論文

- [1] K. Kitsuta, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "Human heart diagnosis by the space power distribution method," *Applied Electromagnetics in Materials and Computational Technology*, Edited by T. Honma, I. Sebestyen and T. Shibata, Hokkaido Univ. Press, 1992, pp.17-23.
- [2] T. Doi, H. Saotome, S. Hayano and Y. Saito, "Inverse analysis of defect identification based on the electric potential method," *Applied Electromagnetics in Materials and Computational Technology*, Edited by T. Honma, I. Sebestyen and T. Shibata, Hokkaido Univ. Press, 1992, pp. 61-66.

国内学会発表論文

- [1] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「動的ヒステリシスモデルの集中定数回路への応用」, 電子通信学会, 回路とシステム研究会, 1982年9月, CAS82-61, pp. 1-8.
- [2] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「動的ヒステリシス現象を考慮した単相内鉄形変圧器の3次元解析」, 電気学会静止器研究会, SA-82-39, pp. 1-10.
- [3] 斎藤兆古, 早野誠治, 津屋昇, 早乙女英夫, 「非線形インダクタのモデリングとその単相並列インバータへの応用」, 電気学会マグネティックス研究会, 1983年11月, MAG-83-108, pp. 59-68.
- [4] 小西茂雄, 早乙女英夫, 「逆導通GTOサイリスタ適用高圧GTOインバータ」, 平成元年電気学会全国大会, 555, pp. (5-120)-(5-121).
- [5] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「生体中の電流分布推定 - 心臓の電流分布 -」, 電気学会マグネティックス研究会, 1991年10月, MAG-91-220, pp. 75-84.
- [6] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「脳内電流双極子分布について」, 電気学会マグネティックス研究会, 1992年3月, MAG-92-80, pp. 37-46.
- [7] 橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 斎藤兆古, 「心磁図・心電図併用による電磁界源分布の推定」, 第7回日本生体磁気学会大会論文集, Vol.5, No.1, 1992年4月, pp.100-103.
- [8] 斎藤兆古, 早乙女英夫, 「新しい電流分布推定法とその応用」, 電気学会マグネティックス研究会, 1993年3月, MAG-93-90, pp. 27-36.

受賞

平成4年度電気学会論文発表賞受賞(対象論文:主著国内発表論文[8])

