

生体磁界における逆問題

正員 早乙女 英 夫 (法政大)
 准員 橘 田 和 泰 (法政大)
 正員 早 野 誠 治 (法政大)
 正員 齊 藤 兆 古 (法政大)

Inverse Problems in Biomagnetic Fields

Hideo Saotome, Member, Kazuyasu Kitsuta, Associate, Seiji Hayano, Member, Yoshifuru Saito, Member (Hosei University)

In order to estimate the current distributions in the conductors and biological systems, we propose here a new method based on the Cauchy-Schwarz relation. A key idea of this method is to utilize a sampled pattern matching between the measured and assumed magnetic fields. As the practical two dimensional examples, our new method is applied to the shape identification problems of current carrying conductors and to the field source searching of human eye magnetic fields. Further, combination of two independent results leads to the quasi-three dimensional estimation of the current distributions of human hearts. These test examples reveal the validity of our approach and demonstrate its usefulness for medical diagnosis.

キーワード：逆問題，生体，磁界，導体形状推定，電流分布推定，コーシー・シュワルツ不等式

1. ま え が き

いわゆる順問題においても，従来の解析的方法では，取扱いを容易にするために単純化したモデルを導き解析的な解を求めるのが通例であった。これに対し，近年広範な普及がなされているデジタル計算機を前提とする数値解析法は，従来の解析では不可能であった飽和現象や履歴現象を呈する問題に対しても近似解とはいえ解析を可能としつつある⁽¹⁾⁻⁽³⁾。

このように，順問題ですら従来解析が容易でなかった問題が数値解法によって解析が可能となったのは，大部分がデジタル計算機の巨大な計算能力に負うものである。現在の数値解析技術は明らかに古典的な解析技術の延長線上にあり，従来不可能であった問題を解析可能とし，明確な進歩をもたらした。

しかし，結果から原因を求めるいわゆる逆問題に対しては，現在活用できる理論的な基礎が大部分順問題を前提として確立しているため，依然としてデジタル計算機の巨大な計算能力を前提としても大きな進歩

はなされていない。

本論文は，材料中の欠損部推定いわゆる非破壊検査や生体中の異常診断などに広範な応用が期待できる，静的な二次元磁界系の逆問題を対象とする解析の一方法を提唱し，逆問題解析の糸口を見いだそうとするものである。

2. 理 論

〈2・1〉 基礎的な考え方 磁界分布から磁界源となる電流分布を求める場合，無限に広がる磁界分布がすべて与えられたとき，磁界源となる電流分布はユニークに求められる。従って，磁界分布の一部が与えられた場合，理論的には一意的な解が得られないことを前提に逆問題を解くものとする。通常，与えられた磁界分布から磁界源となる電流の位置や大きさを求める場合，仮定した電流が測定点に与える磁界とその測定値間の差（これは線形空間での距離に相当する）を最小にする方法が広範に使われている⁽⁴⁾。しかし本論文では，この線形空間での距離に基づく方法ではなく，

仮定した入力点にある電流が測定点に与える磁界のパターンと、磁界の測定値が構成するパターン間の一致（線形空間での角度に相当する）を最大にする方法を採用する^{(5)~(7)}。これは一様に分布した電流の場合、電流の大きさに無関係に電流入力位置の測定点に与える磁界分布パターンが決まるためである。従って、各電流入力点に等しい単位電流が流れているものとし、電流の大きさは単位電流の分布から推定するものとする。すなわち、単位電流が集中する部分は電流密度が高く、分散する部分は電流密度が低いものとして表される。なお、本論文で提案する二次元問題に対する方法は、アンペアの法則による基本式であり、これをピオ・サバルの法則による式に変更することで、そのまま静的三次元磁界系の電流分布推定に用いられる。しかし、本論文では二次元の推定法を三次元問題に適用する方法について検討する。その方法は、三次元問題を局所的に二次元問題に分解し、二次元の推定結果を組合せて三次元の結果を求めるものである。

〈2・2〉 解析モデル 図1(a)に示すように、任意の断面形状をもつ導体に電流が均一に電流密度 J で分布しているとき、導体の周辺磁界分布の測定から導体の断面形状を求める問題を考える。

電流密度 J が断面積 Δs を流れているものとするれば、断面積 Δs 上の電流 i は

$$i = \Delta s J \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。従って、(b)図に示すように(a)図の二次元断面を Δs の微小面に分割し、(c)図に示すように電流 i が導体の断面形状の形に分布した解析モデルを考える。(1)式の電流 i は、(b)図の微小面 Δs の中心に位置するものとする。このとき(c)図の電流 i の分布を求めれば、(a)図の導体断面形状が求められることとなる。(c)図の電流はすべて同じ大きさとしているため、不均一な電流分布問題にこの解析モデルを適用した場合、電流密度が高い部分は大きな形状、電流密度が低い部分は小さな形状で表されるこ

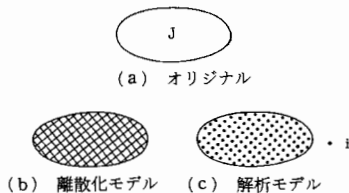


図1 解析モデル

Fig. 1. Modelling of the field source current.

とになり、得られる解析結果は導体の断面形状ではなく導体断面上の電流分布を表すこととなる。

〈2・3〉 システム方程式 図2に示すように、測定面 ab から x_{11} の距離に位置する電流 i_1 による測定点1と2における磁界 H_{11} と H_{12} は、

$$H_{11} = i_1 [y_{11} / \{2\pi(x_{11}^2 + y_{11}^2)\}] \dots\dots\dots (2a)$$

$$H_{12} = i_1 [y_{12} / \{2\pi(x_{11}^2 + y_{12}^2)\}] \dots\dots\dots (2b)$$

で与えられる。(2a)式と(2b)式をまとめて書くと、

$$U = i_1 X_1 \dots\dots\dots (3a)$$

$$U = [H_{11}, H_{12}]^T \dots\dots\dots (3b)$$

$$X_1 = 1 / (2\pi) [y_{11} / (x_{11}^2 + y_{11}^2), y_{12} / (x_{11}^2 + y_{12}^2)]^T \dots\dots\dots (3c)$$

となる。従って、測定点の数を n 、磁界源となる電流の入力点数を m とすれば(3a)式は、

$$U = \sum_{k=1}^m i_k X_k \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、 U と X_k は n 次の列ベクトルとなる。更に U の要素は(3b)式の H_{11}, H_{12} などであり、また X_k の要素は(3c)式右辺の要素に対応するものである。

いま行列の要素が列ベクトル X_k からなる n 行 m 列の係数行列を C_{nm} とすれば、(4)式は次の形にも表される。

$$U = C_{nm} I \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 I は m 次の列ベクトルである。すなわち、

$$I = [i_1, i_2, \dots, i_m]^T \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。

(4)式または(5)式が逆問題のシステム方程式であり、一般に測定点(既知点または式)の数 n は電流の入力点(未知数)の数 m より少なく、

$$n < m \dots\dots\dots (7)$$

であるため、電流ベクトル I を一意的に求めることは不可能である。このため逆問題では何らかの拘束条件を見だし解の一意的なものを求めるか、拘束条件を与えずシステム方程式を満足する解のすべてを求

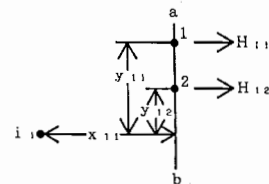


図2 電流 i_1 による、測定点1と2に与える磁界

Fig. 2. Normal magnetic fields to the line $a-b$ caused by current i_1 .

め、物理的に意味のある解のみを採用するかなど、何らかの工夫が必要となる。

(2・4) システム方程式の解法

(1) 単一入力の場合 (4)式のベクトル U のノルム

$$u_N = \sqrt{\sum_{j=1}^n u_j^2} \dots\dots\dots (8)$$

を求め、このノルム u_N を用いてベクトル U を

$$U' = (1/u_N)U \dots\dots\dots (9)$$

と正規化する。ここで、(8)式右辺の u_j はベクトル U の j 行の要素を示す。次に電流入力点 k のベクトル X_k に対しても同様にノルム x_{kN} を

$$x_{kN} = \sqrt{\sum_{j=1}^n x_{jk}^2} \dots\dots\dots (10)$$

と求め、ベクトル X_k を正規化する。すなわち、

$$X_k' = (1/x_{kN})X_k \dots\dots\dots (11)$$

とする。ここで(10)式右辺の x_{jk} はベクトル X_k の j 行の要素を示す。(9)式のベクトル U' と、(11)式のベクトル X_k' 間の角度 (パターンマッチング) を次の Cauchy-Schwarz の関係式で評価する。

$$\begin{aligned} \gamma_k &= \langle X_k', U' \rangle \\ &= (X_k')^T U' \\ &= \frac{1}{x_{kN}} \frac{1}{u_N} \sum_{j=1}^n x_{jk} u_j \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、 γ_k は

$$-1 \leq \gamma_k \leq 1 \dots\dots\dots (13)$$

の値となる。 $|\gamma_k|=1$ のとき、ベクトル X_k' と U' 間の角度が零となり完全にパターンが一致することを意味する。従って、電流入力点を $k=1 \sim m$ として得られた $|\gamma_k|$ が最大となる入力点 $k=p$ が求められたとすれば、

$$u_N U' = i_p x_{pN} X_p' \dots\dots\dots (14)$$

であるから、電流 i_p は、

$$i_p = u_N / x_{pN} \dots\dots\dots (15)$$

として求められる。

単一入力を求める場合は、距離に基づいても角度に基づいても、入力位置も電流の大きさも平均的な意味で一意的に求められる。

(2) 複数入力の場合

(i) 均一電流分布 ある導体の断面に均一に電流が分布して流れている場合である。この条件は静的な磁界系で導体が均質である場合に成り立つ。具体的な例として、図1(c)の電流入力点 $k=1$ と $k=3$ に等しい大きさの電流 i が流れているとする。このとき測定点のベクトル U は、

$$U = iX_1 + iX_3 \dots\dots\dots (16)$$

であるから、(16)式のノルム u_N は、

$$u_N = i \sqrt{\sum_{j=1}^n (x_{j1} + x_{j3})^2} \dots\dots\dots (17)$$

となる。従って正規化したベクトル U' は

$$U' = \frac{U}{u_N} = \frac{X_1 + X_3}{\sqrt{\sum_{j=1}^n (x_{j1} + x_{j3})^2}} \dots\dots\dots (18)$$

となり、正規化したベクトル U' は入力電流 i の大きさに無関係となる。これは入力電流の大きさに関係なく、入力の位置だけを求めるパターンマッチング法が、均一電流分布で複数個の電流入力点を求める問題に有効であることを意味する。よって、各電流入力点のベクトル X_k ($k=1 \sim m$) に対して(10)式のノルム x_{kN} を求め(11)式によって X_k を正規化し、 X_k' を得る。このようにして得られたベクトル X_k' と U' 間の角度を(12)式の Cauchy-Schwarz の関係式で評価する。その結果、最も支配的 ($|\gamma_k|$ が最も1に近い) な電流入力点 p が求められたとする。次に、この電流入力点 p に他の残りの電流入力点のベクトルを追加する。すなわち $X_p^{(k)}$ を、ベクトル X_p にベクトル X_k を加えたベクトルとして、

$$X_p^{(k)} = X_p + X_k \quad (k=1 \sim m, k \neq p) \dots\dots\dots (19)$$

を求める。ここで、 X_p は最初の電流入力点 p によるベクトルで、 X_k は残りの電流入力点によるベクトルである。(19)式のベクトル $X_p^{(k)}$ のノルム

$$\begin{aligned} x_{pN}^{(k)} &= \sqrt{\sum_{j=1}^n (x_{jp} + x_{jk})^2} \\ &= (k=1 \sim m, k \neq p) \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

を求め、ベクトル $X_p^{(k)}$ を

$$X_p^{(k)'} = (1/x_{pN}^{(k)}) X_p^{(k)} \dots\dots\dots (21)$$

として正規化する。(21)式の $X_p^{(k)'}$ とノルム u_N で正規化されたベクトル U' 間のパターンマッチングを Cauchy-Schwarz の関係式(12)で評価する。その結果、 $|\gamma_k|$ ($k \neq p$) が最大となる電流入力点が第2番目の電流入力点となる。以下、同様にして逐次 $|\gamma_k|$ が最大となる電流入力点を追加し、複数個の電流入力点が求められる。従って、複数個の電流入力点がある場合、パターンマッチング法によって電流入力点によるベクトルを追加することにより逐次入力電流位置を求めることが可能である。しかし、このようにして入力電流を追加した場合、電流の分布が相似形であれば、それらが測定点に与えるフィールドパターンは同一パターンとなり、結果として形状は求められても大きさは一意的に求められないことに注意しなければならない

い。これは円形断面をもつ導体は、半径に無関係に同じパターンを周辺に与えることから明らかである。

(ii) 不均一電流分布 導体が均一の媒質でない場合や表皮効果（時間変化のある系である瞬間の電流分布と磁界分布を想定）のために、導体断面に不均一な電流が分布している場合である。この問題に、前述の均一電流分布を前提とするパターンマッチング法を適用し電流入力点を求めると、電流密度の大きさが電流入力点の集中度合で表されることとなる。すなわち、電流入力点が集中する部分は電流密度が高く、分散する部分は電流密度が低いものとして表される。

このようにして、電流の巨視的な分布を推定することができるが、離れて点在する複数の電流の位置推定は、それらの作る磁界が合成されて磁界パターンを構成することから、本手法ではある範囲に集合した同様の磁界パターンを与える電流分布を求めることになり、個々の電流の位置推定を行うことは難しい。

(3) 三次元問題 三次元の電流成分には図3(a)に示すように x 軸方向の成分を含むものと、(b)図に示すように y 軸方向の成分を含むものがある。いま y 軸上の測定点で、 $y-z$ 平面に法線方向の磁界 H_{na} と H_{nb} を考えたとき、いずれの磁界も $x-y$

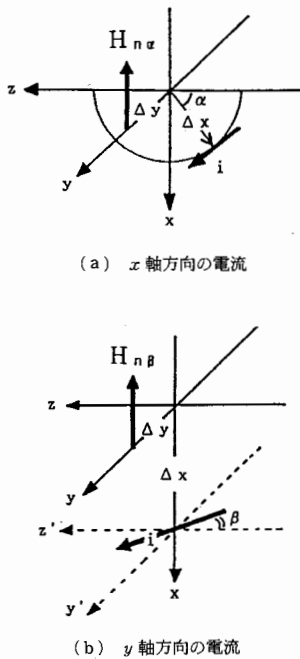


図3 三次元問題

Fig. 3. Normal fields to the $y-z$ plane.

平面に垂直な z 方向に電流の方向が一致したときそれらの大きさは最大となる。従って、

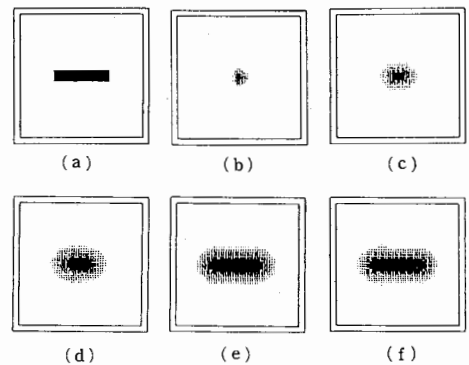
$$H_{na} = \frac{i}{2\pi} \frac{\Delta Y}{\Delta X^2 + \Delta Y^2} \sin \alpha \dots\dots\dots (22 a)$$

$$H_{nb} = \frac{i}{2\pi} \frac{\Delta Y}{\Delta X^2 + \Delta Y^2} \cos \beta \dots\dots\dots (22 b)$$

と書ける。これは、三次元問題に局部的に二次元のモデルを適用した場合、得られる結果は二次元モデルに最も適合する成分を主として抽出することを意味する。従って、三次元空間を互いに直交する方向に二次元モデルに分解し、各部分に二次元モデルを適用して得られた結果を組合せることで三次元問題の電流分布を評価することができる。

3. 実験

二次元問題では、〈2.4〉節(2)項(i)で述べたように、電流の分布が同心円のような相似形であれば、それらが測定点に与える磁界パターンは同一となり、結果として導体の形状は求められても大きさは一意的に求めることはできない。このため、実際の問題に前章で述べた手法を適用する前に、あらかじめ、どのように得られた結果を処理すればよいのかを吟味するための予備数値実験を行う。まず最初に理想的な条件として、均一に電流が断面に分布する導体の全周辺の磁界が測定された場合の導体断面形状認識問題を想定し、得られた電流入力点データの単純な重ね合せ処理を行う。次に、均一に電流が断面に分布する導体の一側面



(a) 正解
(b)~(f) 第1, 2, 4, 8, 10入力点による推定されたパターン

図4 対象物の全周辺データが与えられた場合の電流分布推定

Fig. 4. Shape identification of the current carrying conductor by measuring the normal fields along the whole outer frame.

の磁界が測定された場合の導体断面形状認識問題を取上げ、データの単純な重ね合せと平均化したものとの比較を行い、平均化が測定データが一側面しか得られない場合に有効であることを示す。この平均化法を、二次元の導体断面形状認識問題に変形した眼磁図の電流分布推定問題に適用し、眼球の運動に伴う磁界源の分布を求める。更に、準三次元化法を心磁図に適用した場合の妥当性の検証を、心磁図から得られる表面電流密度分布と準三次元化法によって得られた表面電流分布パターンの比較によって行う。

〈3・1〉 全周辺データが既知の場合 図4(a)に示すような20 cm×20 cmの正方形枠内に、長方形断面形状導体に電流が均一に分布して流れているとする。この導体を取囲む(a)図の外枠全周に沿って、外枠の法線方向の磁界が上下左右11点、合計44点について与えられたとする。この44点の測定値から内枠の内部を51×51=2,601点の電流入力点が存在するモデルを考える。すなわち、未知数が2,601点で式の数が44であり、拘束条件は均一電流分布としているから、入力電流値はすべて同じであり、結果として入力電流が存在するか否かを判定する問題となる。(b)~(f)図にパターンマッチング法によって解いた結果を示す。(b)図は、最初の電流入力点が求められたときの $|\gamma_k| \geq 0.98$ の部分をピクセルの濃度により表現したものである。(c)図から(f)図はそれぞれ第2, 4, 8, 10番目の電流入力点が求められるごとに、以前の結果を重ねることにより得られた結果である。すなわち、(c)図は(b)図の結果に、第1および新たに得られた第2の電流入力点に電流が流れた場合の推定磁界分布と測定磁界分布より計算される γ_k の $|\gamma_k| \geq 0.98$ の範囲の位置を加えさせた図であり、(d)~(f)図についても同様の重ね合せを行った。図4(b)~(f)図の結果から、対象物の全周辺データが与えられた場合、比較的良好に電流分布が求められるこ



(a) 正解
(b) 第5入力点までの結果を重ねたパターン
(c) 第5入力点までの平均値によるパターン

図5 右側面データからの電流分布推定
Fig. 5. Shape identification of the current carrying conductor by measuring the normal field along the right side frame.

とがわかる。

〈3・2〉 一側面のデータが既知の場合 図5(a)に示すように、20 cm×20 cmの正方形枠内に、正方形断面形状導体が右下方に位置し、右側面の6点の法線方向磁界からこの導体形状を推定する問題を考える。(b)に第5番目までの電流入力点で、 $|\gamma_k|$ が0.98以上の分布を重ねて得られた電流分布推定結果を示す。(c)図は、第5番目までの電流入力点で $|\gamma_k|$ が0.95以上の分布の平均値によって得られた電流分布推定結果を示す。このように一側面データからの推定はデータ数が少ないため図4の結果に比較して劣る結果となる。特に、(a)図と(c)図を比較すると、電流分布は下方部は求められるが上方部は求められない。また、下方部の左右端部に存在しない電流分布が現れる。(b)、(c)図の結果は76×76=5,776個の電流入力点があり、6個の既知点から推定されたものである。これは5,776個の未知数を6個の式から求めたことに相当し、そのような意味では良好な結果といえる。

〈3・3〉 眼磁図 1981年KatilaはSQUID磁束計を用いて眼球運動に伴う磁界分布を測定した⁽⁸⁾。図6にその結果の一例を示す。電流は三次元的に連続して流れており、これを測定面に垂直な二次元平面で見た場合、この平面を通過する正負の電流の総和は零となるが、それらの流れる位置が異なるので測定面上の磁界は零とはならず、正と負のそれぞれの作る磁界分布の差が測定面に現れることになる。また、測定面からの距離が遠い位置にある電流の作る磁界は、近い

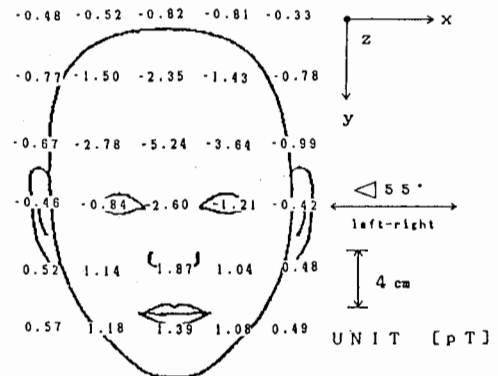


図6 眼球を左から右へ55度動かした場合に得られる眼磁図

Fig. 6. The measured magnetic flux density distribution in the direction of the z-axis when the eyes were moved horizontally over an angle 55° from right to left.

位置にある電流によりそのほとんどが打消されることになる。更に、正もしくは負の電流の一方が集中し、もう一方が分散して流れている場合には、測定面での磁界パターンはこの集中電流によって支配される。図6の結果は、上部が負で下部が正の分布となっているため、大部分の電流は x 軸方向に流れていることがわかる。従って、電流分布の推定は図7に示すように5個の独立な二次元問題に分解することができる。

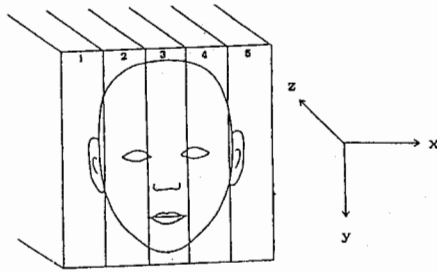


図7 5個の二次元問題への分解
Fig. 7. Decomposition into the five distinct two-dimensional inverse problems.

図7の二次元問題を図5(c)と同様に、第5電流入力点までの $|\gamma_k|$ が0.95以上のデータを平均して得られた結果を図8に示す。図7中の領域1~5はそれぞれ図8の1~5に対応する。なお、電流分布推定対象は $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ の枠内とし、分割数 $100 \times 96 = 9,600$ であり、測定値は右側面6点の法線方向磁界である。図8の結果は、比較的、平面的に電流が分布することを示している。しかし、図5(c)の結果から、測定面が一面の場合、下方の左右端部に存在しない電流分布が現れるため、必ずしも正しいとは考えられない。ほぼ正しいと考えられる結果は、図5(c)から眼球下部の中心部分電流分布と考えられる。

〈3・4〉 三次元問題 (心磁図) 図9(a)はQRS波40ms時における心臓直上部分の法線方向磁界を体表面から測定したものであり、いわゆる心磁図と呼ばれる⁽⁹⁾。また、(b)図はベクトルアローマップと呼ばれる図であるが、これは測定磁界の rotation 演算を行って電流密度の分布を描いたものである。測定点は x - y 平面を 1 cm 間隔としたものであり、全体で $6 \times 6 = 36$ 点である。

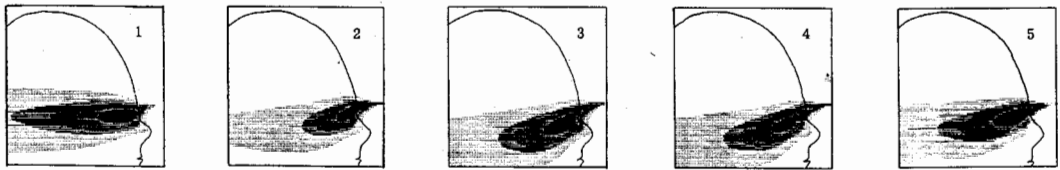
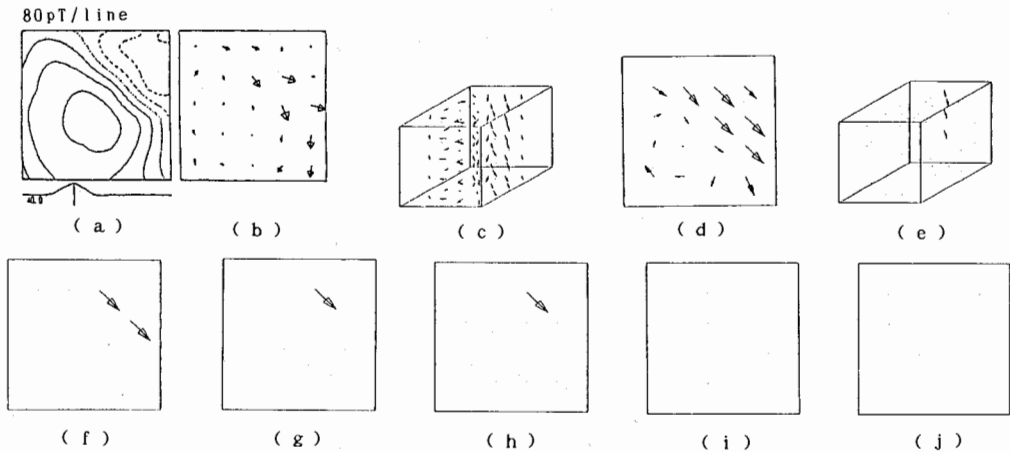
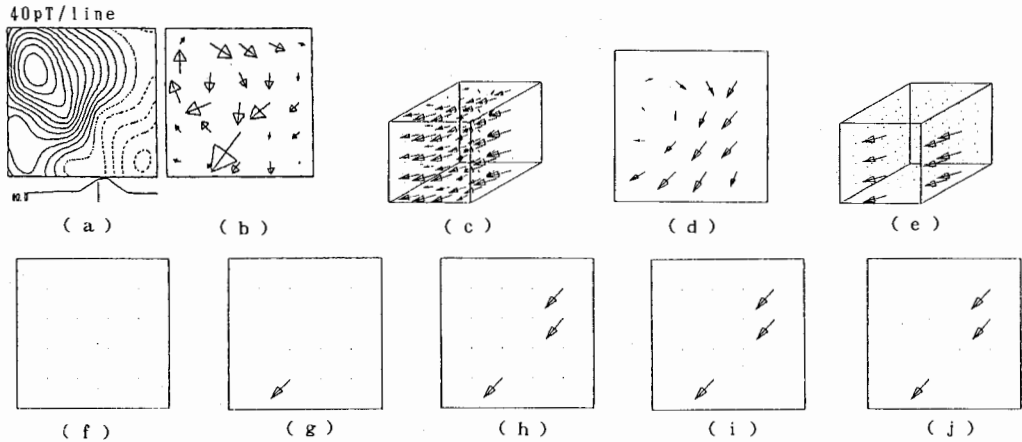


図8 眼磁図からの x - y 方向電流分布推定結果 (1~5は図7の各部分に対応している)
Fig. 8. The estimated field source distributions of the human eyes fields.



(a)測定心磁図 (b)ベクトルアローマップ (c)三次元電流分析推定結果 (d)体表面近傍の x - y 平面電流分布
(e) $|\gamma_k| \geq 0.9$ の電流ベクトル分布 (f)~(j) $|\gamma_k| \geq 0.9$ の電流ベクトルの x - y 平面分布 [(f)が体表面側]

図9 正常人の心磁図と電流分布
Fig. 9. Quasi-three dimensional field source searching for normal human heart.



(a)測定心磁図 (b)ベクトルアローマップ (c)三次元電流分布推定結果 (d)体表面近傍の $x-y$ 平面電流分布 (e) $|\gamma_k| \geq 0.9$ の電流ベクトル分布 (f)~(j) $|\gamma_k| \geq 0.9$ の電流ベクトルの $x-y$ 平面分布[(f)が体表面側]

図 10 WPW 患者の心磁図と電流分布

Fig. 10. Quasi-three dimensional field source searching for Wolff-Parkinson-White syndrome.

(a)図で、 x, y, z 軸に沿った対象領域を $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ の立方体とし、 x 軸方向と y 軸方向をそれぞれ 6 分割、 z 軸方向を 5 分割、全体で 180 点の電流入力点を仮定した。 x 軸方向と y 軸方向の電流を独立に推定し、それらの結果を組合せて得られた準三次元の電流分布を(c)図に示す。(a)図に示した心磁図は測定面に対して垂直な磁束密度成分のみ測定されたものであり、電流の $x-y$ 平面分布のみ推定した結果である。従って、(c)図に示した電流分布のみでは電流の連続条件 $\nabla \cdot J = 0$ を満足できない。

(c)図で最も体表面に近い $x-y$ 平面の電流分布を(d)図に示す。(d)図の結果は(b)図のベクトルアローマップと極めてよく一致し、準三次元解の妥当性を示している。(e)図に $|\gamma_k| \geq 0.9$ の電流ベクトル分布を示し、(f)~(j)図に(e)図の各 $x-y$ 断面上の電流分布を示す。図 9 はある正常人の心磁図と電流分布であり、図 10 はある Wolff - Parkinson - White (WPW) 症の患者の QRS 波 30 ms 時における心磁図と電流分布である。図 9 と図 10 の比較から、少なくとも正常か異常かの判断は可能であるが、より厳密な吟味は完全な三次元解析による結果が必要である。

4. む す び

本論文では、磁界分布の測定値から電流分布を推定する方法について検討した。その結果、電磁界源の位置推定は対象物の全周辺磁界分布を測定しなければ良

好な結果は期待できないことが判明した。一側面からのデータによる電流分布の推定は、ある特定な部分のみ推定可能であることがわった。また、三次元問題を局所的に二次元モデルに分解することによってある程度解くことが可能であることが示された。

(平成 3 年 6 月 18 日受付, 同 3 年 11 月 6 日再受付)

文 献

- (1) Y. Saito, et al.: "The Strategic Dual Image Method: An Extremely Simple Procedure for Open Field Problems", *J. Appl. Phys.*, **63**, No. 8 (1988)
- (2) Y. Saito, et al.: "Finite Element Solution of Unbounded Magnetic Field Problem Containing Ferromagnetic Materials", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-24**, No. 6 (1988)
- (3) S. Hayano, et al.: "Frequency Characteristics of the Complex Permeability and Its Application to the FEM Solutions of Hysteretic Fields", *J. Appl. Phys.*, **69**, 4838 (1991)
- (4) K. Atsumi, Ed., "Biomagnetism" 87 (1988) Tokyo Denki Univ. Press, Japan
- (5) 板垣, 他: 「電磁界系の逆問題—静的電磁界系に対するパターンマッチング法の提案—」, 電気学会マグネティクス研究, **MAG-89-163** (平元)
- (6) Y. Saito, et al.: "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.*, **67**, No. 9 (1990)
- (7) 斎藤, 他: 「磁気履歴特性を含む系の有限要素解」, 日本シミュレーション学会第 11 回計算電気・電子工学シンポジウム(平 2)
- (8) T. Katila, et al.: "Magnetic Fields Produced by the Human Eye", *J. Appl. Phys.*, **52**, 2565 (1981)
- (9) K. Watanabe, et al.: "Analysis of Activation Sequence by Isomagnetic and Vector Arrow Maps", *Biomagnetism '87*, Tokyo Denki Univ. Press, Japan



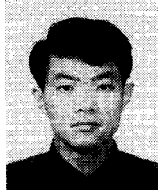
早乙女 英 夫 (正員)

昭和33年12月13日生。58年3月法政大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月富士電機(株)入社。平成3年4月より同社休職中。現在、法政大学大学院工学研究科博士後期課程在学中。主として、電磁界系逆問題に関する研究に従事。



早 野 誠 治 (正員)

昭和22年7月6日生。52年3月法政大学大学院工学研究科修士課程修了。同年同大学助手、現在に至る。主として、計算電磁力学に関する研究に従事。IEEE 会員。



橋 田 和 泰 (准員)

昭和42年4月17日生。62年3月法政大学工学部電気工学科卒業。現在、法政大学大学院工学研究科修士課程在学中。主として、電磁界系逆問題に関する研究に従事。



斉 藤 兆 古 (正員)

昭和21年7月24日生。50年3月法政大学大学院工学研究科博士課程修了。同年同大学助手、51年同大学講師、53年同大学助教授。62年同大学教授、現在に至る、工学博士。主として、計算電磁力学に関する研究に従事。IEEE 会員。