三次元脳磁界計測に基づく特異値分解を用いた複数信号源推定の検討

正 員 小林宏一郎 (東京電機大学超電導応用研究所)

正 員 内川 義則 (東京電機大学理工学部)

Multiple source estimation using singular value decomposition on a three dimensional measurement of magnetoencephalogram

Koichiro Kobayashi, Member (Tokyo Denki University)

Yoshinori Uchikawa, Member (Tokyo Denki University)

This paper describes a computer simulation study for estimating the multiple sources in the brain based on a three dimensional measurement of magnetoencephalogram (MEG). We proposed a new method of estimation algorithm using spatio-temporal data of MEG and singular value decomposition analysis. The number of estimation source is decided by number of dominant singular value of spatio-temporal MEG data. The source localization is done as pattern matching by signal subspace of singular vectors and projection of an estimating source.

The results show estimation errors with the phase difference and the distance of two dipole sources. This proposed method can estimate two sources, which are more than 2 cm apart and 15 degree phase difference. We conclude this method is useful as multiple source estimation.

キーワード：時間・空間データ，特異値分解，複数信号源推定，三次元磁界計測

1. はじめに

近年，SQUID 磁束計を用いた脳磁界計測が盛んに行われるようになった。この脳磁界計測は，生体の活動に伴う微弱な磁界を計測することが可能であるため，医療などへの応用が期待されている。しかし，計測磁界から脳内の信号源を推定する手法が確立されておらず，重要な課題の一つとなっている。

代表的ないくつかの方法として，(1)信号源を1つの電流双極子と仮定する等価電流双極子 (ECD) 法^{(1),(2)}，(2)離散化した信号源空間に対し信号源の数や強度をしらみつぶしに探索する方法⁽³⁾，(3)離散化した信号源空間に対し単位信号源の分布を求める方法⁽⁴⁾，(4)時系列信号の相関行列を分析し信号源の数や自由度を求め推定する方法^{(5),(6)}など様々な方法が提案されている。しかし，測定面から深い信号源が存在する場合，信号源間の相関が強い場合，複数の電流双極子が近接して存在する場合，雑音が大きい場合などの条件下では，推定が困難となる^{(3),(5),(7)}。そこで，本研究では，斎藤らが提案した SPM 法^{(4),(8)} (上記(3))と J.C.Mosher らが提案した MUSIC 法⁽⁵⁾ (上記(4))を応用した推定方法の提案を行った。SPM 法は，信号源の大きさを単位値に限定し単位信号源が測定部位に与える磁界の空間分布と，測定された即知磁界分布の一致度合いを Cauchy-Schwarz の関係式で求め，信号源の大きさは単位信号源の空間的集

中度合いで推定する方法である。MUSIC 法は，時間・空間データを利用した相関行列の特異値分解を行い，信号部分空間を抽出して，ノイズ部分空間との直交性より信号源の存在を求める方法である。本提案方法では，MUSIC 法の相関行列の特異値分解より信号部分空間を抽出することにより，時間・空間情報の利用およびノイズ除去を行い，SPM 法の単位信号源の空間分布を Cauchy-Schwarz の関係式 (本提案方法における信号部分空間への射影) で求めることにより，直交性を持たない複数信号源を推定する。しかし，この方法も他の推定方法と同様に解を一意的に求めることはできない。また本提案方法は，離散化した信号源空間における信号源の存在を求める方法でなく，信号源を電流双極子と仮定して，初期値を与えそれを逐次移動させることにより推定を行う。これは，三次元磁界計測における接線成分が信号源直上で極値を持ち，信号源の位置の情報を提供する特徴を利用した方法である⁽⁹⁾。

本研究では，磁界データの時空間情報を利用して，複数信号源の作る磁界の特異値分解を用いて個々の信号源として推定する方法を提案した。また，三次元磁界検出コイルを用いた脳磁界計測⁽⁷⁾を想定したシミュレーションを行い，その有効性について検討を行った。

2. 方法

<2.1> 信号源モデルとその表現 信号源モデルは、人体頭部を半径 10 cm の均質導体球と仮定し、測定点はモデル表面に沿った 2 cm 間隔 9×9 の計 81 点とした。座標系は極座標系を用い、半径方向を法線磁界成分 B_r 、頭頂から耳に向かう方向を接線磁界成分 B_θ 、鼻から左耳に向かう方向を接線磁界成分 B_ϕ とした。三次元磁界計測において、接線磁界成分は信号源の帰還電流である分布電流の影響を受ける⁽¹⁰⁾。そのため磁界計算は、分布電流の影響も考慮し、Geselowitz の提案式⁽¹¹⁾を用い、実際に著者らが使用している二次勾配型三次元磁界検出コイルの形状（法線磁界検出用：28 mm×28 mm、ベースライン 29 mm 接線磁界検出用：28 mm×58 mm、ベースライン 14 mm）を基に行った。また、磁界計測はサンプリング周波数 2 kHz で行い、解析区間を 100 msec とした。

ここで、 I 個の電流双極子が存在する信号源モデルを考える。ある測定点 j ($j=1,2,3,\dots,J$) における磁界 b_j は、個々の双極子による磁界 b_i ($i=1,2,3,\dots,I$) の和として次のように表わすことができる。

$$b_j = \sum_{i=1}^I b_i \quad (1)$$

次に電流双極子の時間変化を考慮したモデルについて考える。各電流双極子の時系列信号は線形独立であるとする、サンプリング時間 k ($k=1,2,3,\dots,K$) 中に得られる磁界は、各時間のベクトルの集合として以下のように表せる。但し、電流双極子の数と位置は不変であると仮定する。

$$B = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & \cdots & b_{1K} \\ b_{21} & b_{22} & \cdots & b_{2K} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{J1} & b_{J2} & \cdots & b_{JK} \end{bmatrix} \quad (2)$$

この計測磁界 B において、 J 個の測定点で得られる磁界データは、 I 個のベクトルの 1 次結合と見ることができる。すなわち、全サンプリング時刻における磁界ベクトルの集合 B は、 J 次元空間内の I 次元部分空間に完全に含まれる。そこで、次に示す方法でこの I 次元部分空間を求め、この部分空間とのパターンマッチングにより信号源推定を行う。

<2.2> 信号源推定法 式(2)に示した $J \times K$ 行列 B に対して、特異値分解を行う。行列 B の特異値分解は次の形で表される。

$$B = U \Omega V^T \quad (3)$$

U の各列 u は BB^T の非零固有値に対応した固有ベクトル、 V の各列 v は B^TB の非零固有値に対応した固有ベクトルであり、 U, V を以後特異ベクトルと呼ぶ。 Ω は BB^T の非零固有値入により次のように表される。

$$\Omega = \text{diag}(\sqrt{\lambda_1}, \sqrt{\lambda_2}, \dots, \sqrt{\lambda_I}) \quad (4)$$

この Ω を磁界データ B の特異値と呼ぶ。この非零特異値

に対応する特異ベクトル集合 U 及び V で張られる I 次元空間が信号部分空間となる。 U は磁界データ B の行ベクトルに対応し測定点情報を表し、 V は磁界データ B の列ベクトルに対応し時間情報を表す。ここで、 I 個の信号源による磁界が信号部分空間 U に含まれるように電流双極子のパラメータを決定する。そこで、 I 個の信号源による磁界と信号部分空間 U との整合性を以下の考え方により評価する。ある 1 つの電流双極子により得られる磁界データを $e_i = (e_{i1}, e_{i2}, e_{i3}, \dots, e_{iJ})^T$ 、信号部分空間 U の各列ベクトル(特異ベクトル)を u_i ($i=1,2,3,\dots,I$) とすると、 e_i から u_i への射影係数を U の各列ベクトルについて求め、その係数を係数ベクトル p_i として表すと

$$p_i = \left(\frac{u_1^T e_i}{u_1^T u_1}, \frac{u_2^T e_i}{u_2^T u_2}, \dots, \frac{u_I^T e_i}{u_I^T u_I} \right)^T \quad (5)$$

となり、 $U p_i$ は電流双極子の信号部分空間への射影となる。この $U p_i$ と磁界データベクトル e_i とのマッチングを以下の評価関数 f により評価する。

$$f = \left(\frac{e^T U p_i}{\|e\| \|U p_i\|} \right) \quad (6)$$

この評価関数 f は e とその信号部分空間への射影との余弦であり⁽⁶⁾、 e が信号部分空間に含まれるとき極値をとる。そこで、 e を構成するパラメータを評価関数 f が大きくなる方向に更新し、 f が 1 となった時ベクトル e は信号部分空間に含まれたことになり、その時のパラメータを推定パラメータとする。本方法は信号部分空間への射影を用いる事で、複数の信号源による信号部分空間を、ある 1 つの電流双極子により評価することができ、複数信号源推定の際に問題となる探索パラメータの増加を防ぐことができる。この操作を 2 次元の場合の代数的表現として、図 1 に示す。

図 1 射影ベクトルとその角度

Fig.1 The projection vector and the angle

以上の操作を信号源の数分繰り返す、射影係数の行列 $P = (p_1, p_2, p_3, \dots, p_I)$ を決定することで、各列ベクトル及び行ベクトルとして、個々の信号源からの情報として分離され、

$$U_c = U P \quad (7)$$

$$V_c = P^{-1} \Omega V^T \quad (8)$$

を得ることができる。この U_c の各列ベクトルが計測磁界の測定点情報を表し、 V_c の各行ベクトルが計測磁界の時間

情報を表す。元の計測磁界は U_C と V_C の合成として

$$B = U_C V_C \quad (9)$$

で表される。

推定パラメータの探索には、数値微分を用いるの必要がなく、その収束の安定性からシンプレックス法⁽¹²⁾を用いた。以下に信号源推定の流れを示す。

- 1) 計測磁界 B の特異値分解を行い、特異値の分布より信号源の数（信号部分空間）を決定する。
- 2) 等磁界分布図、特に接線磁界成分の分布図から信号源数分の初期値を決定する（極値とする）。
- 3) ある 1 つの信号源パラメータの初期値による磁界と信号部分空間上への射影を評価関数 f により評価する。
- 4) シンプレックス法により信号源パラメータを探索し、評価関数 f が大きくなる方向にパラメータを更新する。
- 5) 収束判定基準に達したところでその信号源パラメータを推定値とする。

図2 設定信号源の位置と波形

Fig.2 The location and waveform of established sources

図3 位相差 90 度における等磁界分布図

Fig.3 Isofield contour maps by two sources oriented in 90 degree phase difference

図4 2つの信号源の作る磁界の特異値分解結果（位相差 90 度）

Fig.4 Result of singular value decomposition of two sources (90 degree phase difference)

6) 以上の操作(3~5)を信号源の数分繰り返す。

ここで、初期値の決定は、接線成分が信号源直上で極値を持ち、信号源の位置の情報を提供する特徴を利用し行う。しかし、特異値より決定した信号源の数と接線磁界成分の極値の数が一致しない時は、以下の方法により初期値を決定する。(1)特異値で求めた信号源の数が極値より少ない場合は、大きな値を示した極値から順番に初期値として設定する。(2)逆に特異値で求めた信号源の数が極値より多い場合は、複数の信号源が近接し 1 つの極値として合成されるため、三成分の分布図より 1 つの極値に対してその周辺に複数の初期値を決定する。この場合、初期値の位置や逐次移動法を利用するため、その解は一意的に求まらない。そこで、初期値を変え繰り返し行い、評価関数 f が一番大きな値を示した結果を推定信号源とする。

3. シミュレーション

<3.1> 2つの平行信号源モデル(位相差に対する検討) 2つの信号源をモデル内に平行に設定し、2つの信号源間の位相差を変化させ信号源推定精度について検討を行った。信号源は、大脳皮質における感覚野を想定し^{(1),(13)}、モデル表面より深さ 2 cm の位置に周波数 20 Hz で正弦波状に振動する電流双極子（最大強度 30nAm）とし、2つの信号源間の距離 d は 4cm 固定とした。信号源間の位相差 ϕ を 15 度から 90 度まで 15 度間隔で 6 種類設定し、得られた磁界データにランダムノイズを最大強度の 20% 付加した。本設定信号源（特に位相差 15 度、ノイズ 20%）は、信号源間の相関が強く、ノイズが大きい場合であり、MUSIC などの推定法において信号源推定が難しいとされる例である。図 2 に設定信号源の様子を示す。ここで、1 例として位相差 90 度、10msec における等磁界分布図を図 3 に示す。図 3 において、黒点は測定点を表し、実線は磁界の湧き出し、破線は磁界の吸い込みを表す。各磁界成分の検出特性は、図 2 に示した横向き（1 つの信号源）に対し、法線磁界成分 B_r は信号源を挟んで双極性の極値を示し、接線磁界成分 B_θ は信号源の直上で極値を示し、接線磁界成分 B_ϕ は分布電流の影響により信号源の周囲に 4 つの極値を示す⁽⁷⁾。図 3(a) B_r を見ると、1 つの信号源が C5 と D5 の中央付近に横向きに存在する分布と思われ、正しく信号源を推定するのは困難な例である事がわかる。この時、図

図5 特異ベクトル U_c に対する射影 (位相差 90 度)

Fig.5 The projections of singular vector U_c (two sources oriented in 90 degree phase difference)

図6 特異ベクトル V_c に対する射影 (位相差 90 度)

Fig.6 The projections of singular vector V_c (two sources oriented in 90 degree phase difference)

3(b) $B\theta$ を見ると、C5とD5の中央付近に横向き(右向き)に1つ、F5に横向き(左向き)に1つ、合計2つの逆向き信号源の存在が示唆される。そこで、図2の設定信号源で得られる計測磁界の特異値分解を行い、その結果を図4に示す。図4を見ると、磁界の各成分において大きな特異値が2つ現れ、第3特異値以降はほぼ一定の大きさで第1,第2特異値と比較して1桁以上の差がある。この事より信号源の数は2つと決定できた。そこで、第1特異値、第2特異値で表現される信号部分空間に対して信号源推定を行った。信号源推定により2つの信号源として分離された特異ベクトルに対する射影を位相差90度の時の例として図5,6に示す。但し、強度は規格化を行い、無次元化している。図5は、式(7)における U_c の各列ベクトルが測定点情報に対応することから、それぞれの列ベクトルを等磁界分布図として表示してある。図5(a) Br のそれぞれの分布図は、1つの横向きの信号源による磁界分布を表しており、図3(a) Br において1つの信号源として見えていたものが、2つの信号源として分離されている様子が確認できる。図5(b) $B\theta$, (c) $B\phi$ の分布も同様に個々の信号源として分離された分布となっている事が確認できる。図6は、式(8)における V_c の各行ベクトルが測定時間に対応することから、それぞれの行ベクトルを磁界強度の時間変化として表示してある。各成分とも正弦波状に90度の位相差で変動する波形が得られ、設定信号源の時間変動を的確に分離し表現している事が確認できる。

図7に位相差 ϕ を15度から90度まで15度間隔で6種類設定した時の信号源推定誤差を示す。但し、信号源推定の際の初期値は接線磁界成分の極値の位置とし、推定位置

の誤差は、5個の異なる雑音系列についての平均とした。図7を見ると、信号源の位相差が小さくなるにつれ推定誤差が大きくなっている事が確認でき、この傾向は Br 成分で最も大きいものとなっている。ノイズを付加しない試行では位相差による推定誤差は確認されなかった。このことから、特異値分解における信号部分空間特定の際の誤差による影響と考えられる。しかし、位相差が15度となっても推定誤差は1mm以内であり、また推定信号源の方向誤差は最悪の場合でも2度程度となり、位相差による推定誤差の影響は大きな物ではない事が確認できる。

<3.2> 2つの平行信号源モデル(信号源間距離に対する検討) 2つの信号源(図2)をモデル内に平行に設定し、2つの信号源間の距離を変化させ信号源推定精度について検討を行った。信号源は、大脳皮質における感覚野を想定

図7 位相差に対する信号源推定誤差

Fig.7 The estimation error for phase difference of two sources

し^{(1),(13)}, モデル表面より深さ 2 cm の位置に周波数 20 Hz で正弦波状に振動する電流双極子 (最大強度 30 nAm) とし, 2 つの信号源間の位相差 ϕ は 90 度固定とした。信号源間距離 d は 1 cm から 6 cm まで 1 cm 刻みで 6 種類設定し, 得られた磁界データにランダムノイズを最大強度の 20% 付加した。

ここで, 1 例として信号源距離 2 cm, 19 msec における等磁界分布図を図 8 に示す。図 8 を見ると, 1 つの信号源が E5 の位置に横向きに存在する分布と思われる, 信号源を推定するのは困難な例である事がわかる。

そこで, この設定信号源で得られる計測磁界を特異値分解した結果, 図 4 と同様に磁界の各成分, どの位相差においても大きな特異値が 2 つ現れ, 第 3 特異値以降はほぼ一定の大きさで第 1, 第 2 特異値と比較して 1 桁以上の差が

図 8 信号源距離 2 cm における等磁界分布図
Fig.8 Isofield contour maps by two sources oriented in 2 cm apart

あった。この事より信号源の数は 2 つと決定できた。したがって, 第 1 特異値, 第 2 特異値で表現される信号部分空間に対して信号源推定を行った。信号源推定により 2 つの信号源として分離された特異ベクトルに対する射影を信号源距離 2 cm の時の例として図 9, 10 に示す。<3.1>と同様に, 図 9 は測定点情報に対応することから, それぞれの列ベクトルを等磁界分布図として表示してある。図 9(a) Br のそれぞれの分布図は 1 つの横向きの信号源による磁界分布を表しており, 図 8(a) Br において 1 つの信号源として見えていたものが, 2 つの信号源として分離されている様子が確認できる。図 9(b) B θ , (c) B ϕ の分布も同様に個々の信号源として分離された分布となっている事が確認できる。また <3.1>と同様に, 図 10 は測定時間に対応することから, それぞれの行ベクトルを磁界強度の時間変化として表示してある。各成分とも正弦波状に 90 度の位相差で変動する波形が得られ, 設定信号源の時間変動を的確に分離し表現している事が確認できる。

図 11 に信号源間距離 d を 1 cm から 6 cm まで 1 cm 刻みで 6 種類設定した時の推定誤差を示す。図 11 を見ると, 信号源間距離が 1 cm の時, 推定誤差は極端に悪くなっている。この時の 2 つの推定信号源は, ほぼ同一の位置に推定され, その位置は 2 つの信号源の中間点付近であった。このことから, 平行する 2 つの信号源間の距離が 2 cm 以下の場合, 個々の信号源の分離ができず, 推定誤差が生じる事がわかる。しかし, 信号源間の距離が 2 cm 以上の場合

図 9 特異ベクトル U_c に対する射影 (信号源距離 2 cm)
Fig.9 The projections of singular vector U_c (two sources oriented in 2 cm apart)

図 10 特異ベクトル V_c に対する射影 (信号源距離 2 cm)
Fig.10 The projections of singular vector V_c (two sources oriented in 2 cm apart)

推定は可能となり、大脳皮質の溝の間隔を考えると妥当な性能を有すると考えられる。

図 11 信号源間距離と推定誤差

Fig.11 The estimation error for distance of two sources

4. まとめ

複数信号源による磁界を個々の信号源として推定する信号源推定法を提案した。本方法は、計測磁界データの時空間情報を利用する事により得られる信号部分空間に対するパターンマッチングとしてなされる。これにより、複数信号源推定の際問題となる信号源の数の決定や推定パラメータの増加を抑える事ができ、推定が行えた。また、従来難しいとされていた、近接した信号源、独立性（直交性）の弱い信号源に対しても良好な推定結果を得る事ができ、脳磁界信号源推定に有効であると考えられる。

本研究の一部は、ハイテクリサーチセンター研究助成、平成 11 年度科学研究費補助金 基盤研究 (C)、東京電機大学総合研究所助成の元で行った。

最後に本研究を進めるにあたり、協力してくれた東京電機大学大学院生（現オムロン株式会社）小林直嗣君に感謝します。

（平成 11 年 11 月 2 日受付、平成 12 年 5 月 26 日再受付）

文献

- (1) 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, 112-A, 2, 127 (1992)
- (2) S.Ueno, K.Iramina: "Modeling and Source Localization of MEG Activities", Brain Topography, 3, 151 (1990)
- (3) O. Oshiro, M. Mukai, F. Takeuchi, S. Kuriki: "Analysis of errors in neuromagnetic localization of multiple current dipole sources", Phys.Med.Biol., 37, 845 (1992)
- (4) 斎藤兆古:「電磁界系逆問題解析技術の進歩」, 電気学会誌 A, Vol.114-A, No.6, 432 (1994)
- (5) J.C.Mosher, P.S.Lewis, R.M.Leahy: "Multiple Dipole Modeling and Localization from

Spatio-Temporal MEG Data", IEEE Trans. Biomed. Eng., BME-39, 541 (1992)

- (6) 工藤博幸, 前村貴志, 斎藤恒雄:「信号部分空間法による時空間生体磁気データからの信号源推定」, 電子情報通信学会論文誌, D-II, Vol.178-D-II, No.3, 559 (1995)
- (7) 小林宏一郎, 内川義則:「三次元磁界計測に基づく制約条件を用いた複数信号源推定」, 電気学会誌 A, Vol.118-A, No.3, 274 (1998)
- (8) 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」, 電気学会誌 C, Vol.113, No.1, 69 (1993)
- (9) 小林宏一郎:「三次元磁界計測による探索法を用いた複数信号源推定」, 電気学会誌 A, Vol.118-A, No.11, 1271 (1998)
- (10) 遅澤悟, 小林護, 石山敦士, 葛西直子:「脳磁界計測における体積電流の影響—半球ファントムモデルによる実験と解析—」, 電気学会論文誌 C, Vol.116-C, No.2, 210 (1996)
- (11) D.Geselowitz: "On the Magnetic Field Generated Outside an Inhomogeneous Volume Conductor by Internal Current Sources", IEEE Trans. Magn., MAG-6, 346 (1970)
- (12) 佐藤郁郎: 最小二乗法その理論と実際, p.126, 山海堂 (1997)
- (13) S. Kuriki, T. Nogai, Y. Hirata: "Cortical sources of middle latency responses of auditory evoked magnetic field", Hear Res., 92, 45 (1995)

小林 宏一郎 (正員) 1968 年生まれ。94 年 3 月東京電機大学大学院理工学研究科応用電子工学専攻修士課程修了。同年 4 月池上通信機 (株) 入社。95 年東京電機大学理工学部応用電子工学科助手。生体磁気計測及び信号処理に関する研究に従事。日本 M E 学会, 日本応用磁気学会, 日本生体磁気学会会員。博士 (工学)

内川 義則 (正員) 1949 年生まれ。79 年 3 月東京電機大学大学院工学研究科博士課程修了。同年 4 月同大学工学部助手, 81 年東京大学工学部助手, 83 ~85 年旧西ドイツ国立物理工学研究所研究員, 88 年東京電機大学理工学部助教授, 93 年同教授。微小生体信号の計測と信号処理に関する研究に従事。IEEE, 日本 M E 学会評議員, 日本応用磁気学会, 日本生体磁気学会理事, 電子情報通信学会会員。工学博士。