

脳内電流双極子分布について

Distribution of the Current Dipoles in Human Brain

橋田和泰, 早乙女英夫, 早野誠治, 齊藤兆古,
K.Kitsuta, H.Saotome, S.Hayano, Y.Saito

法政大学 工学部
College of Engineering, Hosei University

1. まえがき

SQUID磁束計の多チャンネル化とその普及にともなって、生体系から発生する磁界分布測定技術が実用化のレベルに達しつつある今日、磁界分布から磁界源となる電流分布を求める理論の確立が非侵襲的な生体内異常診断の鍵となることは自明である。

局所的な磁界分布から磁界源となる電流を求めることは、いわゆる逆問題と呼ばれ、その歴史は1823年にAbelがAbel型の積分方程式を提唱した時点まで遡ることができる[1]。また、100年以上の歴史を持つ逆問題としてInverse Source Problemがある。この問題の典型的な例は、地球表面の重力を測定して地球内部の密度分布を求める問題である。Stokes(1867)やNeumann(1906)などは、この問題に対して、「地球内部の情報欠落のため、地球の密度は曖昧さを持つ形でしか求まらない。」との結論を下している[1]。残念なことに、私達がいま直面している問題は正にこのInverse Source Problemである。このことから、逆問題を解く場合、解が一意的に求められる順問題における解を期待せず、ある程度の曖昧さ、即ち幅を持った解しか得られないことを念頭に置いて考えなければならない。

本稿では、逆問題がある幅を持つ解しか得られないことを前提として、個々の電流を求めるのではなくある幅を持つ電流群、即ち電流パターンを一意的に求めることを目的とした非直交ベクトル空間の概念を提唱し、この概念に基づいて逆問題の一般解を導出する。更に個々の条件によって特殊解を求める方法が既に筆者らによって提唱されているSampled Pattern Matching(以下、SPMと略す)法であることを示す[2,3]。具体的な応用例として、右手首の正中神経への電気刺激によって誘発された脳磁界分布から脳内の電流双極子分布の推定問題を取り上げる[4]。

2. 基礎方程式

2.1. 偏微分方程式

静的な磁界系を司るMaxwellの方程式は、磁界と電流密度をそれぞれ \mathbf{H} と \mathbf{J} とすれば、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (1)$$

で与えられる。いま、磁界が存在する空間の透磁率を μ とすれば、磁束密度 \mathbf{B} と磁界 \mathbf{H} との関係は、

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2)$$

の構成式となる。(2)式で、磁束密度 \mathbf{B} は発散条件、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満足しなければならないから、Vector Potential \mathbf{A} を用いて、磁束密度 \mathbf{B} を

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3)$$

と表すと、自動的に $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満足する。(2),(3)式を(1)式に代入して、

$$(1/\mu) \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}, \quad (4)$$

が得られる。いま、Vector Potential \mathbf{A} にCoulomb Gauge, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ を仮定すれば、(4)式は、

$$(1/\mu)\nabla^2\mathbf{A} = -\mathbf{J}, \quad (5)$$

と変形される。(5)式が静的磁界系の微分形支配方程式である。

2.2. 積分方程式

(5)式で、電流密度 \mathbf{J} が与えられ、Vector Potential \mathbf{A} を求める問題を考える。即ち順問題である。磁界が無限遠点まで連続し、且つCoulomb Gauge $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ を満足する(5)式の解は、

$$\mathbf{A} = \int_0^V \mu \mathbf{G} \mathbf{J} dv, \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 V は電流密度 \mathbf{J} が分布する空間の体積であり、 G はGreen関数と呼ばれ、電流密度 \mathbf{J} とVector Potential \mathbf{A} 間の距離を r とすれば、

$$G = \frac{1}{4\pi|r|}, \quad (7)$$

で与えられる。(6)式に(1),(2)および(7)式の関係を用いて変形すれば、磁界 \mathbf{H} は、

$$\mathbf{H} = \int_0^V \nabla \times \left(\frac{\mathbf{J}}{4\pi|r|} \right) dv, \quad (8)$$

で与えられることとなる。

(8)式で、左辺の磁界 \mathbf{H} が局所的に与えられたとき、電流密度 \mathbf{J} を求める問題が本稿で取り上げている静的磁界系のInverce Source Problemである。

2.3. システム方程式

今、(8)式の支配方程式で、電流密度 \mathbf{J} が分布する全空間を微小な体積 V_i を持つ m 個の領域に分解されたとすれば、

$$\mathbf{H} = \sum_{i=1}^m \nabla \times \int_0^{V_i} \left(\frac{\mathbf{J}}{4\pi|r|} \right) dv, \quad (9)$$

と変形される。更に、微小体積 V_i 中で電流密度 \mathbf{J} が一定値 \mathbf{J}_i ($i=1\sim m$)をとるものとすれば、(9)式は、

$$\mathbf{H} = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\mathbf{J}_i \times \mathbf{a}_r}{4\pi r^2} \right) V_i, \quad (10)$$

となる。ここで、 \mathbf{a}_r は \mathbf{J}_i の位置する点から \mathbf{H} までの単位方向Vectorである。

今、磁界 \mathbf{H} がある部分で測定され、各測定点での値を H_1, H_2, \dots, H_n とすれば、磁界ベクトル \mathbf{U} は、

$$\mathbf{U} = [H_1, H_2, \dots, H_n]^T, \quad (11)$$

なる n 次の列ベクトルで表される。次に、電流密度 \mathbf{J}_i と微小体積 V_i との積を

$$P_1 = J_1 V_1 : \text{電流双極子} \quad (12)$$

と定義する。この電流双極子の物理的意味は、 ΔS_1 と $\Delta \ell_1$ をそれぞれ J_1 に垂直な面積と平行な経路で $V_1 = \Delta S_1 \Delta \ell_1$ とすれば、 $I_1 = \Delta S_1 J_1$ なる電流とその経路 $\Delta \ell_1$ との積であり、 $\Delta \ell_1$ 間の電気双極子を時間微分したものを意味する。更に、磁界 H と電流双極子 P 間の距離と角度のみに関係するベクトルを

$$\mathbf{d} = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \left[\frac{\mathbf{n}_1 \times \mathbf{a}_{11}}{r_{11}^2}, \frac{\mathbf{n}_1 \times \mathbf{a}_{21}}{r_{21}^2}, \dots, \frac{\mathbf{n}_1 \times \mathbf{a}_{n1}}{r_{n1}^2} \right] \tau, \quad (13)$$

とする。ここで、 \mathbf{n}_1 は J_1 方向の単位ベクトル； $\mathbf{a}_{11}, \mathbf{a}_{21}, \dots, \mathbf{a}_{n1}$ はそれぞれ J_1 から磁界 H_1, H_2, \dots, H_n 方向の単位ベクトル； $r_{11}, r_{21}, \dots, r_{n1}$ はそれぞれ微小体積 V_1 の中心から磁界 H_1, H_2, \dots, H_n までの距離である。

(11)から(13)式の関係により、システム方程式は、

$$\mathbf{U} = \sum_{i=1}^m P_i \mathbf{d}_i, \quad (14)$$

で与えられる。また、一般に磁界の測定点数 m よりも電流双極子の存在する微小空間 V_1 の数 m の方が圧倒的に多いから、

$$m \gg n, \quad (15)$$

の条件が成り立つ。

3. 非直交ベクトル空間論

3.1. 非直交ベクトル空間

すべてのベクトルが直交しないベクトルで張られる空間を非直交ベクトルと定義し、特に m 個の直交しないベクトルで張られる空間を m 次元非直交空間と呼ぶ。

今、個々のベクトルが n 個の要素で構成される m 次元の非直交ベクトル空間で、 $m \gg n$ であり、各ベクトル $\mathbf{d}_i, i=1 \sim m$, 間で

$$\cos^{-1} \left(\frac{\mathbf{d}_i^T \mathbf{d}_j}{|\mathbf{d}_i| |\mathbf{d}_j|} \right) < \frac{\pi}{2}, \quad (16a)$$

$$\cos^{-1} \left\{ \frac{(\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j)^T (\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_k)}{|\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j| |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_k|} \right\} < \frac{\pi}{2}, \quad (16b)$$

$$i=1 \sim m, j=1 \sim m, k=1 \sim m, i \neq j \neq k,$$

等が成り立つとすれば、この非直交ベクトル空間では次の関係が成り立つ。

$$|\mathbf{d}_i| < |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j| < |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j + \mathbf{d}_k| < \dots, \quad (17a)$$

$$1 > \frac{\mathbf{d}_i^T \mathbf{d}_i}{|\mathbf{d}_i| |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j|} > \frac{\mathbf{d}_i^T \mathbf{d}_j}{|\mathbf{d}_i| |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j + \mathbf{d}_k|} > \dots, \quad (17b)$$

$$i=1 \sim m, j=1 \sim m, k=1 \sim m, i \neq j \neq k,$$

(17a)式は、(16)式より各ベクトル間の角度は $\pi/2$ より小さく、且つ平行でないから、ある任意のベクトル \mathbf{d}_i のノルム $|\mathbf{d}_i|$ は常に他のベクトル \mathbf{d}_j との和 $\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j$ のノルム $|\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j|$ より常に小さいことを意味する。(17b)式は(17a)式から自明である。

3.2. 非直交ベクトル空間の方程式

(16a)~(17b)式が成り立つ非直交ベクトル空間で、ある任意のベクトル \mathbf{U} は

$$\mathbf{U} = \sum_{i=1}^m \alpha_i \mathbf{d}_i, \quad (18)$$

と表される。ベクトル \mathbf{U} および \mathbf{d}_i , $i=1\sim m$, はベクトルの数 m より少ない要素数 n で構成され、その上ベクトル空間の角度は(16a)式により直交していないため、係数 α_i , $i=1\sim m$, は一意的に求めることができない。

(18)式はベクトル \mathbf{d}_i , $i=1\sim m$, 間の和を考えることによって、 $m+m(m-1)+m(m-1)(m-2)+\dots+m!$ 個の係数を持つ形

$$\mathbf{U} = \sum_{i=1}^m \{ \beta_1 \mathbf{d}_i + \sum_{j \neq 1}^m \{ \beta_{1j} (\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j) + \sum_{\substack{k \neq 1 \\ k \neq j}}^m \{ \beta_{1jk} (\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j + \mathbf{d}_k) + \dots \} \} \}, \quad (19)$$

と書き換えることができる。これは、(18)式の係数 α_i を一意的に求めることは不可能であるが、ベクトル \mathbf{U} がベクトル \mathbf{d}_i , $i=1\sim m$, の線形結合によるものであることに着目し、可能なすべての組み合わせの和に変形したものである。換言すれば、(18)式の α_i を $\beta_1, \beta_{1j}, \beta_{1jk}, \dots$, と分解して書き直したものであり、 $\beta_1 (i=1\sim m)$ が第1グループの解パターン分布、 $\beta_{1j} (i=1\sim m, j=1\sim m, i \neq j)$ が第2グループの解パターン分布などとして求めることを意図した変形である。

3.3. 一般解

(19)式を正規化して、

$$\mathbf{U}' = \sum_{i=1}^m \{ \beta_1' \mathbf{d}_i' + \sum_{j \neq 1}^m \{ \beta_{1j}' (\mathbf{d}_i' + \mathbf{d}_j') + \sum_{\substack{k \neq 1 \\ k \neq j}}^m \{ \beta_{1jk}' (\mathbf{d}_i' + \mathbf{d}_j' + \mathbf{d}_k') + \dots \} \} \}, \quad (20)$$

ここで、

$$\mathbf{U}' = \mathbf{U} / |\mathbf{U}|, \quad (21a)$$

$$\mathbf{d}_i' = \mathbf{d}_i / |\mathbf{d}_i|, \quad (\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j)' = (\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j) / |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j|, \quad (21b)$$

$$\beta_1' = \beta_1 |\mathbf{d}_i| / |\mathbf{U}|, \quad \beta_{1j}' = \beta_{1j} |\mathbf{d}_i + \mathbf{d}_j| / |\mathbf{U}|, \quad (21c)$$

とする。

(20)式より、第1グループの近似解 $\beta_{h'}$ は、

$$\begin{aligned} \mathbf{U}'^T \mathbf{d}_h' &= \beta_{h'} + \sum_{i=1}^m \{ \beta_1' \mathbf{d}_i'^T \mathbf{d}_h' \}_{i \neq h} + \sum_{j \neq 1}^m \{ \beta_{1j}' (\mathbf{d}_i' + \mathbf{d}_j')^T \mathbf{d}_h' + \dots \} \\ &\approx \beta_{h'}, \end{aligned} \quad (22a)$$

として求まる。また、第2グループの近似解 $\beta_{hg'}$ は、(22a)式と同様にして、

$$\begin{aligned} \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)' &= \sum_{i=1}^m \{ \beta_1' \mathbf{d}_i'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)' + \beta_{hg'} \} \\ &\quad + \sum_{j \neq 1}^m \{ \beta_{1j}' (\mathbf{d}_i' + \mathbf{d}_j')^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)' + \dots \}_{\substack{i \neq h \\ j \neq g}} \\ &\approx \beta_{hg'} \end{aligned} \quad (22b)$$

として求められる。(22a)式で第1グループ以外に含まれるベクトル \mathbf{d}_h の係数は、

$$\beta_{hj}': \frac{\mathbf{d}_h^T \mathbf{d}_h}{|\mathbf{d}_h| |\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_j|}, \quad \beta_{hjk}': \frac{\mathbf{d}_h^T \mathbf{d}_h}{|\mathbf{d}_h| |\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_j + \mathbf{d}_k|}, \quad \dots, \quad (23)$$

であるため、(17b)式により常に1より小さく無視できるとして、 β_h' の近似解が得られている。この(17b)式に基づく近似は(22b)式の第2グループ β_{hg}' や他のグループに対しても同様である。

(22a), (22b)式と同様なプロセスで各グループの近似解を求め、各グループの近似解の総和が一般解のパターンとなる。

3.4.SPM法による特殊解

(22a), (22b)式のプロセスをすべてのグループの各項に実行すると一般解が得られるが、この一般解は重複する項が存在するため、すべて同じ解パターンとなる。換言すれば、すべてのケースを網羅することを意味する。このため、(18)式や(19)式のベクトル \mathbf{U} の性質に応じた特定の解パターン、すなわち特殊解を求める必要がある。この特殊解を求める一方法としてSPM法を導入する[2,3]。

SPM法では、第1グループの解

$$\mathbf{U}'^T \mathbf{d}_1', \mathbf{U}'^T \mathbf{d}_2', \dots, \mathbf{U}'^T \mathbf{d}_g', \dots, \mathbf{U}'^T \mathbf{d}_h', \dots, \mathbf{U}'^T \mathbf{d}_m', \quad (24)$$

の中で、もし $\mathbf{U}'^T \mathbf{d}_h'$ が最大値をとるとすれば、 \mathbf{d}_h の項をパイロット・パターンとして、第2グループの解は、

$$\mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_1)', \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_2)', \dots, \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)', \dots, 1, \dots, \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_m)', \quad (25)$$

として求める。更に第2グループの中で、 $\mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)'$ が最大値をとるとすれば、次のパイロット・パターンとして \mathbf{d}_g を考え、第3グループの解は、

$$\mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_1)', \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_2)', \dots, 1, \dots, 1, \dots, \mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_m)', \quad (26)$$

として求める。第mグループまで同様にすれば、(18)式の正規化された近似解は、

$$\alpha_1 |\mathbf{d}_1| / |\mathbf{U}| \approx (1/m) \mathbf{U}'^T [\mathbf{d}_1' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_1)' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_1)' + \dots], \quad (27a)$$

$$\alpha_2 |\mathbf{d}_2| / |\mathbf{U}| \approx (1/m) \mathbf{U}'^T [\mathbf{d}_2' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_2)' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_2)' + \dots], \quad (27b)$$

$$\alpha_g |\mathbf{d}_g| / |\mathbf{U}| \approx (1/m) \mathbf{U}'^T [\mathbf{d}_g' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g)' + 1 + \dots], \quad (27c)$$

$$\alpha_h |\mathbf{d}_h| / |\mathbf{U}| \approx (1/m) \mathbf{U}'^T [\mathbf{d}_h' + 1 + 1 + \dots], \quad (27d)$$

$$\alpha_m |\mathbf{d}_m| / |\mathbf{U}| \approx (1/m) \mathbf{U}'^T [\mathbf{d}_m' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_m)' + (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \mathbf{d}_m)' + \dots], \quad (27e)$$

となる。

このとき、注意しなければならないのは、第mグループまで計算を実行し、第mグループまでの途中で、

$$\gamma = \frac{\mathbf{U}'^T (\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \dots)}{|\mathbf{U}| |\mathbf{d}_h + \mathbf{d}_g + \dots|}, \quad (28)$$

が最大値をとるグループまでの平均値がSPM法による近似解である。

しかし、実際は、計算を進めていく途中で(28)式の γ が最初の最大値をとるグループまでの平均値で実用上十分な解が得られる。

ここで、(27a)~(27e)更に(28)式におけるベクトル \vec{d}_h 、 \vec{d}_j は、直交ベクトル空間(順問題)的な解を意味するのでなくパイロット・パターンとして意味を持ち、非直交ベクトル空間における解はあくまでもある幅を持った各グループの和で与えられるパターンであることを特に注意しなければならない。

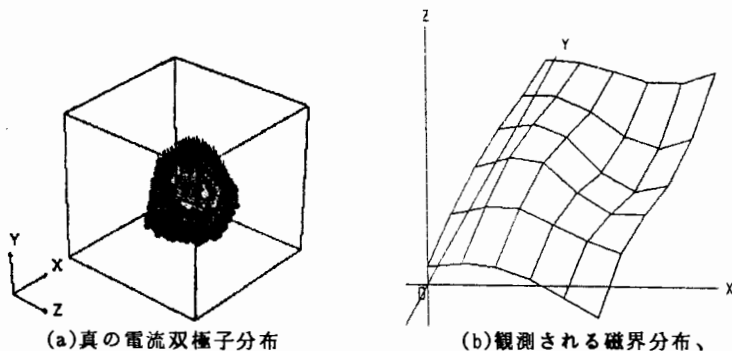
4. SPM法によるInverse Source Problemの解

4.1. 電流双極子分布パターンの一意性

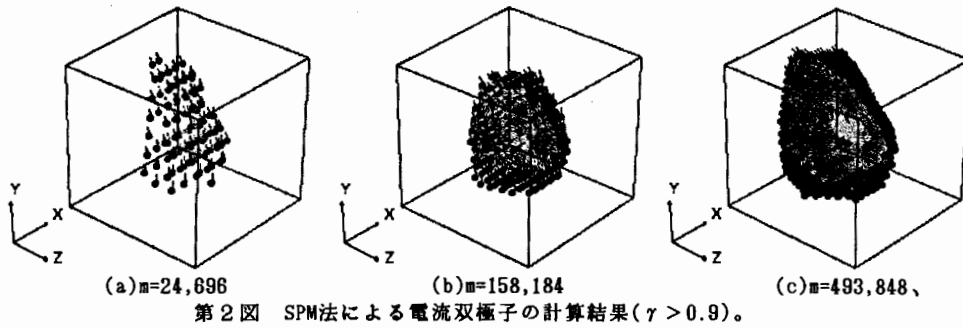
(14)式のInverse Source Problemのシステム方程式は磁界 \mathbf{H} と電流双極子ベクトル間の角度によって直交するベクトルも含まれるが、磁界 \mathbf{H} の位置と方向が極めて限定されているとすれば、(16a)~(17b)式の条件が満足されるベクトル \vec{d}_i 、 $i=1\sim m$ 、を前提として、SPM法が適用できる。ここでは、典型的な脳内電流双極子の分布を想定し、磁界源の存在する領域の分割個数 m の増加が正確な電流双極子分布パターンへ一意的に収束するかどうかの吟味を行う。なお、SPM法の実行は、文献[5]に報告したように各ベクトル \vec{d}_i 、 $i=1\sim m$ 、を構成する要素の和が零、すなわち、各要素から要素の平均値を引き算して行った。これは、第1グループの解分布パターンが相関関数分布に対応する事を意味する。従って、この場合のSPM法は第2、第3グループの相関関数分布までの平均値の解分布を前提としているため、一般化された相関関数法とも解釈できる[6]。

< $a > 1$ 点に電流双極子が集中している場合

いま、 $6 \times 6 \times 6 \text{cm}^3$ の立方体中で、第1(a)図に示すようにY軸方向へ最も支配的な電流双極子が向いているとき、右側の $x-y$ 平面から 0.5cm はなれた $x-y$ 平面に平行な面で観測される法線方向の磁界ベクトル \mathbf{U} は $6 \times 6 = 36$ 個の要素から構成されることとなる。このベクトル \mathbf{U} を用いて、SPM法で正規化された電流双極子分布を求めた結果を第2(a)~(c)図に示す。ただし、各図中の m は、 x 、 y 、 z 方向の分割個数と角度方向の分割個数の積であり、 x 、 y 、 z 方向は均等分割で、角度はすべて72分割とした。また、(28)式の $\gamma > 0.9$ の分布を取り出して表示してある。第2(a)から(c)図の結果は分割個数 m の増加によって、SPM法の解が第1(a)図の真の分布に収束していくことを示している。



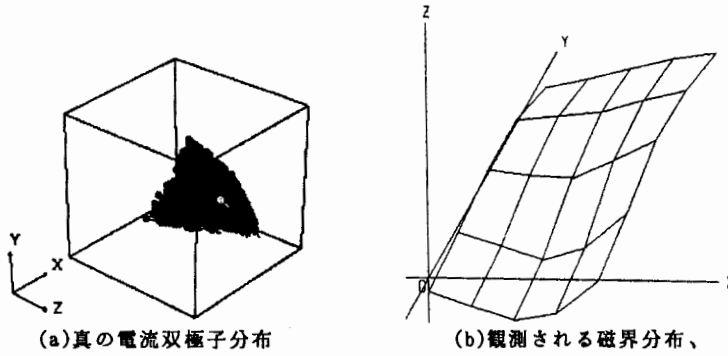
第1図 1点に電流双極子が集中している場合。



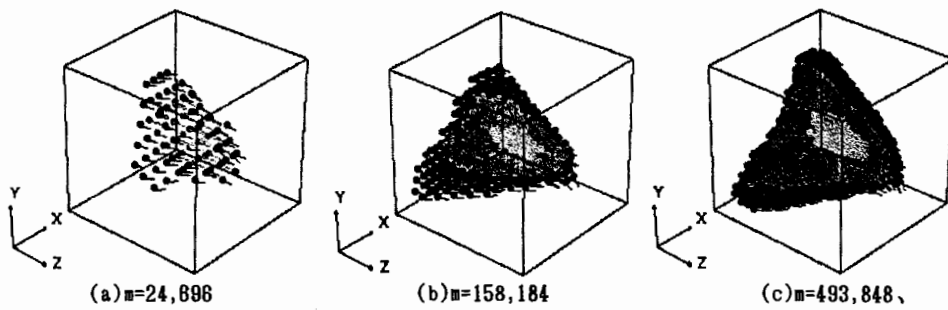
第2図 SPM法による電流双極子の計算結果($\gamma > 0.9$)。

< b > 電流双極子が特定部分に分散している場合

第3(a)および(b)図はそれぞれ、真の電流双極子分布と右側の $x-y$ 平面から 0.5cm はなれた $x-y$ 平面に平行な面の法線方向磁界分布である。第4(a)~(c)は、第3(b)図の磁界分布からSPM法によって得られた結果であり、計算は第2(a)~(c)と同じ条件である。明らかに分割個数 m の増加は真の解分布第3(a)図に収束している。



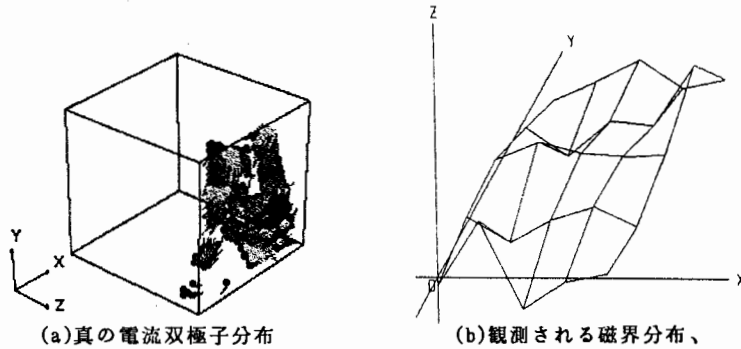
第3図 電流双極子が特定部分に集中している場合。



第4図 SPM法による電流双極子分布の計算結果($\gamma > 0.9$)。

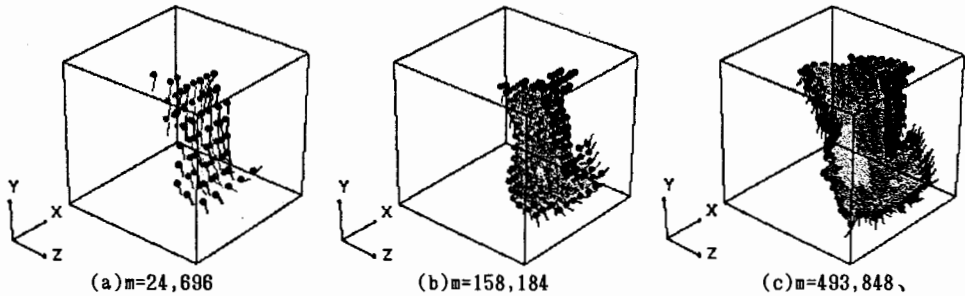
< c > 電流双極子が拡散している場合

第5(a)および(b)図はそれぞれ、真の電流双極子分布と右側の $x-y$ 平面から 0.5cm 離れた $x-y$ 平面に平行な面の法線方向磁界分布である。第5(a), (b)図から、この場合は精度の高い電流分布をSPM法から求めることが困難であることが想定される。しかし、第6図に示すようにSPM法による結果は、空間の分割個数 m の増加とともに真の電流双極子分布第5(a)図に収束していることを示している。



(a) 真の電流双極子分布 (b) 観測される磁界分布、

第5図 電流双極子が拡散している場合。



(a) $m=24,696$

(b) $m=158,184$

(c) $m=493,848$

第6図 SPM法による電流双極子分布の計算結果 ($\gamma > 0.9$)。

以上の数値実験の結果は、SPM法が空間の分割個数 m 、すなわち離散化の精度が向上するに比例して一意的な電流分布パターンへ収束することを立証している。

5. 電気刺激による脳内電流双極子分布

ここでは、右手首部の正中神経をパルス幅 0.2ms の単相矩形波を用いて 0.5s 間隔で刺激した場合に得られる体性感覚誘発脳磁界分布から、SPM法によって電流双極子分布を求める。更に、脳内電流双極子分布から、脳機能の動作を推定することを試みる。なお、実測された脳磁界分布は内川等によって得られた結果を用いている[4]。

脳内の電流双極子分布領域は、第4章で採用した検証例題と全く同じで、 $6 \times 6 \times 6\text{cm}^3$ の立方体とし、磁界の測定面も同じく、右側面から 0.5cm 離れた平行面とした。更に、空間の分割は $25 \times 25 \times 25 = 15,625$ とし、角度は 5 度おきで 72 分割とした。従って、(14)式で、ベクトル \mathbf{U} の次数 $n=36$, $m=1,125,000$ である。

第7図に最も支配的な $\gamma > 0.9$ 以上の正規化された電流双極子分布を示す。第7(a)図は、電気パル

ス印加後70msに誘発された電流双極子が深さ約3cmの点に現れている。これは測頭葉ではなく、感覚野もしくは脳幹に相当する神経が活動していると考えられる。また、その方向は運動野の指の位置を指している。従って、電気刺激が脳内に到達したことを意味している。

第7(b)図は電気パルス印加後80msの電流双極子分布であり、第7(a)図より少し頭頂葉に移動しており、体性感覚野の手の部分に相当する神経が活動していると考えられる。

第7(c)図は電気パルス印加後90msの電流双極子分布であり、中心溝にほぼ直角で感覚野から運動野の方向へ神経活動が移ろうとしている。また、測頭葉すなわち記憶・認識分野に弱い電流双極子が現れ始めている。これは、刺激の記憶認識活動が始まったことを意味している。

第7(d)図は電気パルス印加後100msに電流双極子が測頭葉の記憶・認識部に集中し、刺激の記憶・認識活動が本格的に行われていることを意味している。

第7(e)図は電気パルス印加後110msにおける電流双極子分布であり、最も強く活動しているのは依然として記憶・認識分野であり、運動野の手の部分と脳幹付近でも神経活動が始まりつつあることを示している。

第7(f)図は電気パルス印加後120msに於いて、中脳もしくは脳幹付近の神経活動が活発化していることを意味している。

第7(g)図は電気パルス印加後150msに於いても依然として中脳もしくは脳幹付近で神経活動が続いていることを示している。

第7(h)図は電気パルス印加後175msに於いて、中脳もしくは脳幹付近の神経活動が弱まり、運動野と体性感覚野の神経活動が始まりつつあることを示している。

第7(i)図は電気パルス印加後200msに於いて、体性感覚野の温感の部分が活動し、皮膚などが反応していると考えられる。

第7(j)図は電気パルス印加後225msに於いて、運動野の手の部分と脳幹の神経活動が再び活動を始めていることを示している。

第7(k)図は電気パルス印加後250msに於いて、再び感覚野の温感の部分に神経活動が始まり、皮膚が反応していると考えられる。

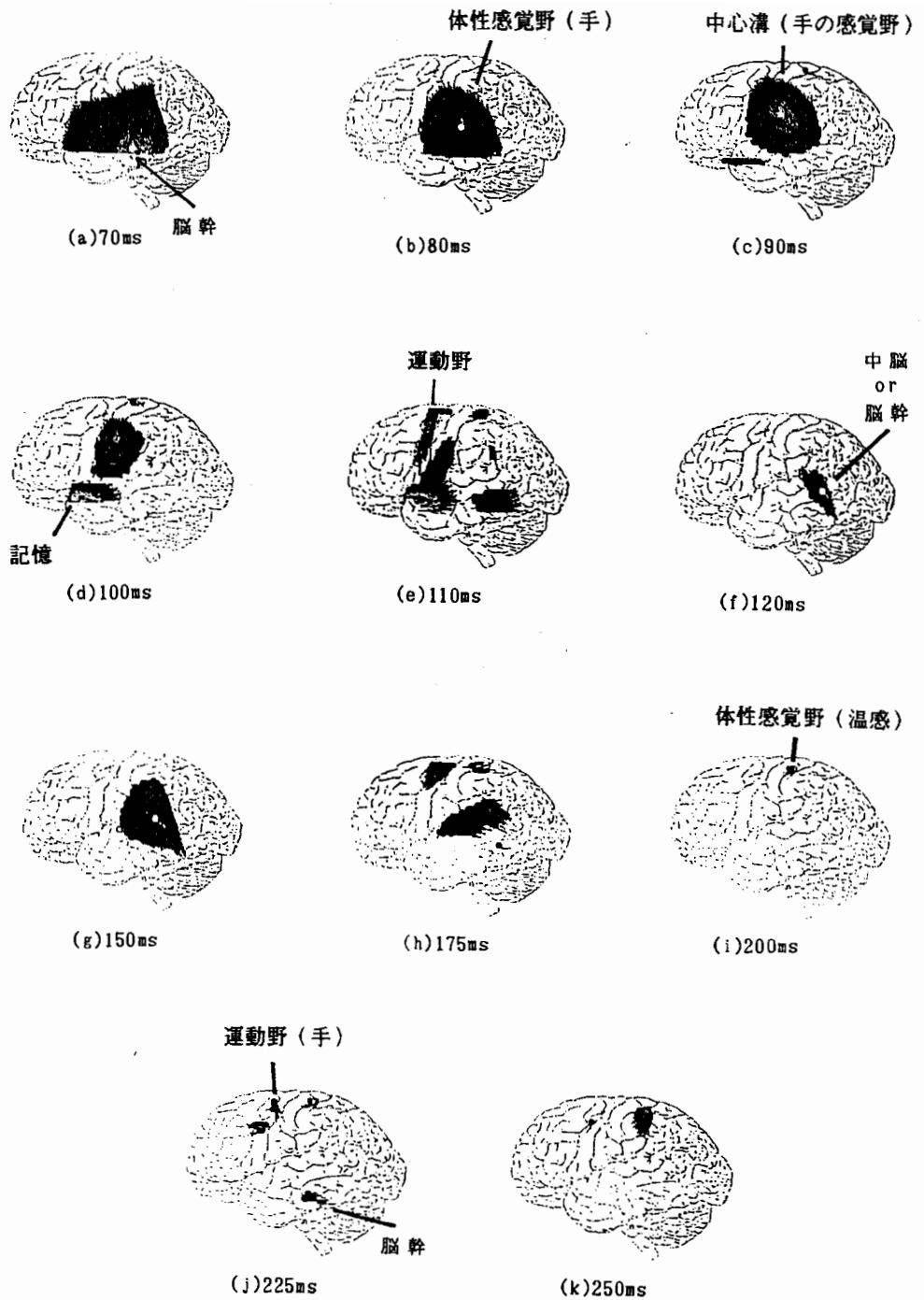
以上の結果を整理すると、電気パルス印加後感覚野もしくは脳幹から刺激が伝達され、刺激が手であることを認知し、更に刺激を記憶・認識する。その後、運動野から中脳または脳幹へ神経活動が移り、皮膚が反応することがわかる。

6. 結言

本稿では100年以上の歴史を持つInverse Source Problemの解法として、非直交ベクトル空間論を提唱した。更に、筆者らが従来から提唱しているSampled Pattern Matching法が、非直交ベクトル空間の方程式から特殊解を得る一方法であることを示した。具体的なInverse Source Problemの例題として、電気刺激による脳内電流双極子分布を求め、その結果から、脳内神経活動の考察を行い、ほぼ妥当な説明が可能であることを示した。

参考文献

- [1]G.Auger, Inverse Problems in Differential Equations, (Plenum Press, New York, London, 1990).
- [2]Y.Saito et al., "A formulation of the inverse problems in magnetostatic fields and its application to a source position serching of the human eye fields ",J.Appl.Phys.67(9), 1 May(1990) pp.5830-5832.
- [3]早乙女英夫、他、「生体磁場における逆問題」、電気学会論文誌A 平成4年4月号、印刷中。
- [4]内川義則、他、「電気刺激による体性感覚誘発磁界計測」、日本応用磁気学会誌, Vol.13, No.3(1989)pp.508-512.
- [5]橋田和泰、他、「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資料, MAG-91-220, 1991年10月。
- [6]T.H.Wonnacott & R.J.Wonnacott, Introductory Statistics, (John Wiley & Sons, New York, 1969)p.167.



第7図 右手首の正中神経へ電気刺激を加えた場合の脳内電流双極子分布。

原稿受付日	平成4年2月12日
-------	-----------