# FEM に基づいた MRI 撮像時の脳内 RF 電磁界分布

FEM Based Brain RF Electromagnetic Field Distribution in Magnetic Resonance Imaging

> 畑田寛久・関野正樹・上野照剛 東京大学大学院医学系研究科,東京都文京区本郷 7·3·1 (〒113·0003)

> > T. Hatada, M. Sekino, and S. Ueno

Graduate School of Medicine, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

Detection of weak magnetic fields induced by electrical currents using magnetic resonance imaging (MRI) is necessary for mapping neuronal activities in the brain. However, such detection is dependent on the signal-to-noise ratio and sensitivity limit of MRI. Evaluation of these factors requires calculation of radiofrequency (RF) electromagnetic fields in the brain. To determine the feasibility of detecting the magnetic fields induced by neuronal activities, we computed brain eddy current distributions induced by RF magnetic fields from a birdcage coil in MRI by simulations based on the finite element method (FEM), and calculated Johnson noise from the head. With commonly used parameters, the noise was 43.2 nV. On the basis of a theory of the signal-to-noise ratio in MRI, we obtained an equation for the theoretical sensitivity limit for detecting weak magnetic fields by using gradient echo phase images. The theoretical sensitivity limits for gray matter and white matter were 26.1 nT and 21.7 nT, respectively.

Key words: magnetic resonance imaging, radiofrequency electromagnetic fields, signal-to-noise ratio, finite element method

## 1. はじめに

神経の電気的活動によって誘起された磁場をイメージン グすることは、脳機能の研究において非常に重要である. Magnetic resonance imaging (MRI)は、磁場に対する感 度が高いので、それを高い時間分解能と空間分解能で実現 する可能性がある。そのため、MRIを用いて脳内の磁場を イメージングする研究がいくつかなされている<sup>1,2)</sup>.しかし、 神経活動による電流は、微弱かつ一時的なものなので、実 際にどの程度微弱な磁場まで理論的に検出可能であるか検 討を行わなければならない.

Scottらは、MRIを用いての電流のイメージングの理論的 な検出限界をMRIの信号対雑音比の理論から検討した<sup>3)</sup>. しかし、液体やゲルを満たしたファントムを用いた際の議 論しかなされていなく、スピンエコー法を用いているので 両極性の印加電流しか計測することができない. ヒト頭部 撮像時のMRIの信号対雑音比を評価するためには, MRIの 画像に混入するノイズを計算する必要がある. 雑音の主な ものとして, コイルからradiofrequency (RF)パルスを印加 した際に, 撮像の対象から発生するジョンソンノイズが挙 げられる.

本論文では、MRI によるヒト頭部撮像時にバードケージ コイルから RF 電磁界を印加した際の頭部の渦電流分布を Finite Element Method (FEM)を用いて計算した.頭部か らのジョンソンノイズの大きさ、グラディエントエコー (GRE) 法を用いた際のスライスから発生する信号値を計 算し、磁場変化画像中の乱れを求めることにより、その理 論的検出限界について検討を行った.

#### 2. 理論

静磁場 $B_0$ 中の熱平衡状態のスピンの磁化 $M_0$ はプロトン の磁気回転比  $\gamma$ (2.67×10<sup>8</sup> rad/T·s), プロトンのスピン磁気 量子数I(1/2)を用いて次式により計算することができる.

$$M_{0} = r N_{\rm s} \gamma^{2} \hbar^{2} I (I+1) B_{0} / 3 k_{\rm B} T_{\rm s}$$
(1)

ここで, r は比プロトン密度,  $N_{\rm S}$  は水のプロトン密度 (5.1×10<sup>18</sup> m<sup>-3</sup>),  $\hbar$  はプランク定数 (1.05×10<sup>-34</sup> J·s),  $k_{\rm B}$  は ボルツマン定数 (1.38×10<sup>-23</sup> J/K),  $T_{\rm S}$  はサンプルの温度で ある<sup>4</sup>.

サンプル中の微小体積 $dV_s$ の持つ磁気モーメント  $\mathbf{M}_0 dV_s$ が、コイルに単位電流を流した際に発生する磁場 ( $\mathbf{B}_1$ /*i*) に よって、コイル中に誘起するボクセルあたりの信号S は、

$$S = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{oxel} (\mathbf{B}_{1} / i) \cdot \mathbf{M}_{0} dV_{S}$$
  
=  $\omega_{0} (B_{1} / i) M_{0} \Delta r \Delta p \Delta s \cos \omega_{0} t$  (2)

ここで  $\omega_0$  は磁気共鳴周波数,  $(B_1/i)$  は  $(B_1/i)$  の横断面 成分,  $\Delta r$  はリードアウト方向のピクセルサイズ,  $\Delta p$  は周 波数エンコード方向のピクセルサイズ,  $\Delta s$  はスライス厚 である. S の最大値は,

$$S_{\rm FID} = rN_{\rm S}\Delta r\Delta p\Delta s\omega_0 (B_{\rm I}/i)\gamma^2\hbar^2 B_0 I(I+1)/3k_{\rm B}T_{\rm S} \quad (3)$$

ここで SFID は自由誘導減衰の信号強度である.

MRIのGRE法の理論的な信号強度S<sub>GRE</sub>は次式を用いて計 算される<sup>4)</sup>.

日本応用磁気学会誌 Vol. 29, No. 3, 2005

$$S_{\text{GRE}} = S_{\text{FID}} \times \frac{\{1 - \exp(-T_{\text{R}}/T_{1})\}\exp(-T_{\text{E}}/T_{2}^{*})}{1 - \cos\theta\exp(-T_{\text{R}}/T_{1})}\sin\theta \quad (4)$$

ここで $\theta$  はフリップ角,  $T_1$ は **T1** 緩和時間,  $T_2^*$ は **T2**\* 緩和時間,  $T_R$  は繰り返し時間,  $T_E$ はエコー時間である.

MRIは画像を再構成する際に、二次元フーリエ変換を行っている. GRE法の位相画像中では信号強度 S<sub>GRE</sub> は、

$$\rho_0 = \frac{(FoV)^2}{\Delta r \Delta p} S_{\rm GRE}$$
(5)

となる.ここで  $\rho_0$  はGRE法の位相画像中の信号強度, FoV は画像の視野である $^{4}$ .

次にノイズについて考える.得られた渦電流密度から, RF パルスを印加した際の脳内の消費電力 P は次式を用い て計算することができる.

$$P = \int_{head} \frac{|\mathbf{j}|^2}{\sigma} dV_S \tag{6}$$

ここで, **j** は電流密度ベクトル,  $\sigma$  は導電率である. この とき, コイルには実効的に  $1/\sqrt{2}$  Aの電流が流れているので, RF パルスを加えた際の頭の抵抗 R は, R = 2P となる. よ って, 頭からのジョンソンノイズ Nは,

$$N = \sqrt{4k_{\rm B}T_{\rm S}}\Delta fR \tag{7}$$

ここで、 Afは周波数帯域幅である.

雑音値Nはランダムなものなので、画像中の平均値は  $\nu = nN$  (8)

ここで, *v* は画像中の雑音値, *n* はピクセル数である. このようにして GRE 法の位相画像中の信号対雑音比 SNR は,



Fig. 1 Numerical head model for the simulations. (a) Coronal slice and (b) sagittal slice through the middle of the model. (c) Model with a birdcage coil. The head model consists of 13 tissues.

$$SNR = \frac{\rho_0}{\nu} \tag{9}$$

となる.磁場変化画像の乱れのは、MRIの信号対雑音比理 論から次式により計算することができる.

$$\sigma_{\rm B} = \frac{1}{SNR\gamma T_{\rm E}} = \frac{\nu}{\rho_0 \gamma T_{\rm E}} \tag{10}$$

この $\sigma_B$ を検出可能な磁場変化の理論的限界とみなすことができる.なぜなら微弱電流により、 $\sigma_B$ より大きい磁場変化が起こったときにMRIを用いて検出することができるからである.

### 3. 実験手法

計算モデルは, Brooks Air Force Laboratoryが製作した ヒト頭部の3次元モデルを用いた<sup>5)</sup>. Fig. 1 (a) (b) にモデ ルを冠状面、矢状面でモデルの中心を通るようにスライス したものを示す.1mmの解像度を持つものを,計算量削減 のために 4 mmの解像度に再構築した. モデルの節点数お よび要素数は、それぞれ81192および74369であった、そ れぞれの組織に当てはめた導電率をTable 1 に示す. Gabrielのデータベースを基に、磁気共鳴周波数  $\omega_0 = 64$ kHz(静磁場  $B_0 = 1.5$  T)における各組織の導電率を計算 した6). 全ての組織の比透磁率は1 とした. バードケージ コイル(足12本,直径30 cm,高さ30 cm)は、完全な導 体で構成されていると仮定した. バードケージコイルには, 磁気共鳴周波数の。で共振するように各導線要素に適切な 容量のコンデンサが接続されている. リング上のある一点 から単位電流  $I = \exp(i \omega_0 t)$  の電流を流したとして、コイ ルから発生する磁場をBiot-Savartの法則から計算した<sup>7)</sup>. シミュレーションのセットアップをFig.1(c) に示す.バー ドケージコイルの中心と頭部の中心を一致させた.

Table 1 Conductivities of the tissues in a head model <sup>6)</sup>.

Tissue	Conductivity (S/m)			
Air	0.0001			
Blood	1.206			
Bone marrow	0.02108			
Cancellous bone	0.1608			
Cerebral spinal fluid	2.066			
Cortical bone	0.0595			
Fat	0.03527			
Gray matter	0.5106			
Ligaments	0.6881			
Mucous membrane	0.4878			
Muscle	0.6881			
Skin	0.4354			
White matter	0.2913			

MRI 頭部撮像時に頭部を流れる渦電流密度 j のベクトル ポテンシャル C を次式のように定義した.

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{C} \tag{11}$$

渦電流分布は次の式を解くことによって得ることができる.

$$\nabla^2 \mathbf{C} = \sigma \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$
(12)

有限要素法 (FEM) を用いて (12) 式を解いた. シミュレ ーションは株式会社フォトンのソフトウェア PHOTO-Series を用いて行った.

#### 4. 結果と考察

Fig. 2 (a) (b) (c) に撮像時の電流分布を冠状面, 矢状面, 横断面について示す. Fig. 2 (d)に脳表面上の電流分布を示す. 脳表面上の電流密度の最大値は 27 A/m<sup>2</sup>となった. 導電率の大きい脳脊髄液では電流密度が他の組織より大きな値となった. 脳の中心部では 10 A/m<sup>2</sup>以下であり小さな値となった. RFパルスが周期的に変化するのにつれて渦電流分布も周期的に変化をした. シミュレーションより得られた電流分布から, コイルを流れる電流の 1 周期につき 12 点サンプリングし, MRI撮像時に頭部で消費される平均電力を計算すると 0.586 Wとなった. よってRFパルスを印加した際の頭部の抵抗は,  $R = 1.17 \Omega$ となった. 一般的なMRIシステム ( $B_0 = 1.5 \text{ T}$ )のパラメータとして傾斜磁場強度 G = 10 mT/m, 撮像野 FoV = 22 cmとすると, 周波数帯域幅は  $\Delta f = 93632 \text{ Hz}$ となる. よって, (7)式より, MRI頭部撮像時に発生するノイズは,  $N = 4.32 \times 10^8 \text{ V}$ となった.

白質, 灰白質の特性をTable 2 に示す<sup>8)</sup>. それらのパラメ ータを用いてFig. 3 のようなスライスで撮像した場合に



Fig. 2 Current distributions in MRI represented in (a) coronal, (b) sagittal, and (c) transversal slices, and (d) the brain surface.

366

ついて考える5). 画像のスライス厚は, 信号の計算の際には MRIでの頭部の撮像において一般的なスライス厚である 6 mmとした. 白質, 灰白質からのGRE信号SGREを(4) 式よ り求めるとそれぞれ 3.89×10<sup>5</sup> V, 3.41×10<sup>-5</sup> Vとなった (撮像パラメータ  $T_{\rm R}$  = 400 ms,  $T_{\rm E}$  = 5 ms,  $\theta$  = 90°). 白 質, 灰白質の画像中の割合はそれぞれ 0.102, 0.106 であ るのでピクセル数 n=256 の画像を考えると、白質、灰白 質の画像中の信号値 ρ<sub>0</sub>は、(5)式よりそれぞれ 3.81×10<sup>-4</sup> V, 3.18×10<sup>-4</sup> Vとなり, 画像中の雑音値 v は(8)式より 1.11 ×10<sup>5</sup> Vとなった. (9)式より画像中の信号対雑音比はそれ ぞれ 34.4, 28.7 となった. よって, (10)式より磁場変化画 像中の白質, 灰白質における乱れσ<sub>B</sub>はそれぞれ 2.17×10<sup>-8</sup> T, 2.61×10<sup>-8</sup> Tとなった. よって, 白質, 灰白質において それぞれ 2.17×10<sup>-8</sup> T, 2.61×10<sup>-8</sup> Tより大きい磁場変化 が起こればMRIを用いて検出することができると考えられ る.

現在, 脳磁図 (MEG) で計測されている頭の表面上で計 測されている磁場の強度は 10<sup>-12</sup> T程度である. 磁場の強度 は,発生源からの距離の-2 乗に比例するので,発生源に近 ければ近いほど強い磁場となる. 脳内では同時に多数のニ ューロンが複雑なパターンを持って活動するため, 磁場発 生源近傍における磁場の分布は, まだ十分に明らかにされ ていない. 発生源近傍における磁場が 10<sup>-8</sup> Tより大きけれ ば, MRIを用いて神経の電気的活動による磁場を検出する ことが可能である.

実際の撮像においては、本論文では考慮していない影響、 例えば受信コイルに由来する抵抗や、radiation loss なども 加わるため、実用的な感度はこれらの値よりもわずかに大 きくなると予想される. 今後は、実際にラットを用いて生 体内での神経の電気的活動による磁場を検出可能であるか 検討を行い、functional MRI との比較を行いたいと考えて いる.



Blood Bone marrow Cancellous bone Cerebral spinal fluid Cortical bone Fat Gray matter Ligaments Mucous membrane Muscle Skin White matter

Air

Fig. 3 Transversal slice for calculating the signal intensities from gray matter and white matter <sup>5)</sup>.

**Table 2** Tissue parameters of gray matter and white matter measured at 1.5 T <sup>8)</sup> and signal intensities  $S_{\text{GRE}}$ , signal intensities in the GRE phase image  $\rho_0$ , noise in the image  $\nu$ , signal-to-noise ratio in the image *SNR*, and theoretical

	$T_1$ (ms)	<i>T</i> <sub>2</sub> (ms)	Proton density (relative)	Signal intensity S <sub>GRE</sub> (V)	Signal intensities in the GRE phase image $\rho_0$ (V)	Noise in the GRE phase image v(V)	Signal-to-n oise ratio in the GRE phase image SNR	Theoretical sensitivity limit $\sigma_{\rm B}$ (T)
Gray matter	955	95	0.90	$3.41 \times 10^{-5}$	3.18×10 <sup>-4</sup>	- 1.11×10 <sup>.5</sup>	28.7	$2.61 imes10^{\cdot8}$
White mater	585	85	0.75	3.89×10 <sup>.5</sup>	3.81×10 <sup>-4</sup>		34.4	2.17×10 <sup>.8</sup>

## 5. まとめ

本論文では, MRIを用いて頭部を撮像した際の渦電流分 布のFEMに基づいたシミュレーションから, 発生するノイ ズを計算した. MRIの信号対雑音比の理論から脳の白質, 灰白質における磁場の理論的検出限界を計算すると 10<sup>-8</sup> T 程度となった.

**謝辞** 本研究は文部科学省科学研究費補助金特別推進研究 (No. 12002002)の援助によった.

#### References

 J. Bodurka and P. A. Bandiettini: Magn. Reson. Med., 47, 1052 (2002)

- J. Xiong, P. T. Fox, and J.H. Gao: *Hum. Brain Mapp.*, 20, 41 (2003)
- 3) G. C. Scott, M. L. G. Joy, R. L. Armstrong, and R. M. Henkelman: J. Magn. Reson., 97, 235 (1992)
- P. T. Callaghan, Principle of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy, p. 174, (Oxford Univ. Pr., Oxford, 1991).
- 5) www.brooks.af.mil/AFRL/HED/hedr/dosimetry.html
- C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout: *Phys. Med. Biol.*, 41, 2231 (1996)
- 7) C. E. Hayes, W. A. Edelstein, J. F. Schenck, O. M. Mueller, and M. Eash: *J. Magn. Reson.*, 63, 622 (1985)
- Bavid D. Stark, William G. Bradley, Jr., Magnetic Resonance Imaging, Vol. 1, p.44, (Mosby, St. Louis, 1999)

## 2004年10月12日受理, 2005年1月14日採録