低周波磁界による生体内誘導電流分布の基礎的検討

正員 山崎 健一 (電力中研)

正員 河本 正 (電力中研)

正員 重光 司 (電力中研)

Fundamental Study of Induced Current Distribution Inside the Living Body Caused by ELF Magnetic Fields

Kenichi Yamazaki, Member, Tadashi Kawamoto, Member

Tsukasa Shigemitsu, Member

(Central Research Institute of Electric Power Industry)

In the study of clarifying the biological effects caused by ELF (Extremely Low Frequency) magnetic fields, we have concentrated on induced currents because the induced current is considered an inner index of outer magnetic fields. By surveying the results of animal experiments, we consider that it is significant to clarify the difference of induced current distribution inside the living body, when exposed to various kinds of AC magnetic fields, for example, linearly and circularly polarized magnetic fields. For this purpose, the methods used to estimate induced current distribution which include measurement (probe method) and calculation (charge simulation method) were developed and applied to an inhomogeneous saline model which simulates the living body. These methods were verified by comparing them with the conventional calculation method and it is feasible for these method to be used in estimating induced current distribution by several kinds of magnetic fields.

キーワード：低周波磁界，生体，誘導電流，プローブ法，電荷重畳法

1. まえがき

商用周波帯を含む低周波磁界の生体作用に関する議論が盛んになっており、動物や細胞を用いた多くの研究が報告されている⁽¹⁾。その作用メカニズムについては、大きく直接作用と間接作用の2通りが提案されているが、定説が確立するまでには至っていない。直接作用は、脳中に微量存在すると言われる磁性物質へ磁界が作用すること⁽²⁾や、磁気閃光で見られるように、網膜を介しての視覚系で磁界を感知することなどが取り上げられている⁽³⁾。磁気閃光は、20Hzでは、10mT程度の磁界の大きさで生じることが指摘されている⁽⁴⁾。

一方、間接的な作用として、変動磁界への暴露により体内に生じる誘導電流（うず電流）が作用を及ぼすとする考え方がある。生体における信号伝達系は電気信号を用いて行われていることなどから、電流によるこれら伝達系への影響が示唆される⁽⁵⁾。既に制定されている磁界規制のガイドライン⁽⁶⁾においても、外部磁界の体内における指標として誘導電流が用いられており、人体内で通常発生している電流密度が10mA/m²程度であるという知見に基づき、頭部や胴体における誘導電流密度をこれ以下に抑えることを規制の基本としている。

低周波磁界の作用として、松果体ホルモンとしてのメラトニンに対する影響に着目した実験研究が、ラット、ハム

スターやヒトを用いて、多くの研究機関で行われている^(3,7-11)。結果は、影響が観察されなかったもの^(8,10,11)、影響が見られたもの^(3,7,9)など一貫性が見られていない。このような結果の違いについて誘導電流の観点から見てみると、動物種によって脳の形状や脳内における松果体の解剖学的な位置が異なり、その位置や磁界特性の違いにより頭部での誘導電流の分布が異なることが考えられる。実際、頭部を球と仮定すると、ヒトでは脳の深部、球の中心に松果体が位置するのに対し、ラットでは、脳の上部外表面近くに位置している。加藤らは、水平・垂直磁界（直線磁界）および円・楕円磁界（回転磁界）と磁界特性を変え、他は同じ条件で実験を行っており、磁界特性の違いにより異なった実験結果を得ている^(3,10,11)。

我々は、磁界特性の違いや脳の解剖学的特性および組織の電気的特性の違いにより、頭部に誘導される電流の分布が異なり、その違いが動物実験に影響を与えている原因の一つと考えた。この頭部および頭蓋内部における誘導電流分布の違いを明らかにすることで、動物実験結果の解釈や作用メカニズムの解明に、有力な手がかりを与える可能性がある。

今まで、低周波磁界による生体内誘導電流分布の把握のために、数値計算やモデル実験による様々な試みがなされてきた。数値計算については、種々発表されている手法^(12,13)の中から、生体のように導電率が低い媒質を対象と

して、媒質を直方体のセルに分割して回路網を構成するインピーダンス法を、Polk等⁽¹⁴⁾や林等⁽¹⁵⁾、Stuchly等⁽¹⁶⁾が、差分法をHart等⁽¹⁷⁾が適用しており、Gandhi等⁽¹⁸⁾は両手法を頭部モデルへ適用している。またHutzler等⁽¹⁹⁾は磁界強度あるいは電気スカラーポテンシャルを未知数とした有限要素法—境界要素法 (TRIFOU) により、人体モデル内の誘導電流分布を求めている。また、上野等⁽²⁰⁾は、電流ベクトルポテンシャルを未知数とする有限要素法を用いて高周波磁界やパルス磁界に対する誘導電流の数値計算を行っている。一方、生体を模擬したモデル実験はMiller等⁽²¹⁾が行い、3極プローブを用いてモデルに誘導される電流の分布を明らかにし、湯ノ口等^(22,23)は、磁気刺激のためのパルス磁界による誘導電流評価のために、導体モデル内の誘導電流を、同軸型のプローブを使用して測定している。

これらの結果を参考にし、我々は磁界特性の違いが頭部での誘導電流分布にどのような違いを生じさせるかを明らかにすることを目標に据えた。本論文では、この目標の第1段階として、モデル実験および数値計算による評価手法を確立するために、生体を2次元多媒質モデルへ単純化し、このモデルを対象に以下の検討を行った。

まず、測定による誘導電流把握のための手法を確立することを目的とし、プローブ法による誘導電流測定系を構築した。製作したプローブは、これまでに発表されているプローブ^(21,22)よりも簡便な構造とし、多媒質モデルを対象に測定を行った。つぎに、数値計算法の手法として、新たに電荷重畳法を多媒質モデルに適用することを試みた。これまでの研究で用いられている計算法は、誘導電流が生じる領域すべてを要素やセルに分割する領域分割型の手法であるため、入力データが多く、複雑な形状を取り扱う場合は、入力データの作成が容易ではない。一方電荷重畳法は、境界分割型の計算法であり、入力データの作成が容易であるという利点を持つ。本手法の検証のために、これまでに用いられてきた手法である有限要素法⁽²⁰⁾による計算結果との比較を行った。さらに、測定結果と数値計算結果との比較を行い、両評価手法の妥当性を検討し、磁界特性を考慮した分布評価の見通しについて考察を加えた。

2. 多媒質モデル

先に触れた磁界規制のガイドラインでは、生体を一様媒質 (導電率 $\sigma = 0.2 \text{ S/m}$) と仮定し、生体内誘導電流の基準値に対応する外部磁界を見積もっている。しかし、生体を構成する物質は電氣的に均質ではなく、例えば骨と血液では、約50倍もの導電率の差があること⁽²⁴⁾や、細胞膜のインピーダンスが高いことなどから、実際の誘導電流分布は複雑なものとなり、一様媒質で生体を模擬することには限界があることは容易に予想がつく。このことは単純化された偏心多媒質モデルにおける計算によっても明らかにされている^(14,15)。我々は、同様の多媒質モデルを用いて、新たに製作した簡便なプローブによる測定、および新たに適

図1 多媒質モデルの形状

Fig.1. Cross section of a multi-medium model

用する電荷重畳法による数値計算により、誘導電流分布の変化を検証した。

本研究で用いる多媒質モデルの形状を図1に示す。このモデルは直径100mm、高さ20mm、導電率 σ_1 の円筒型媒質1中の図に示す位置2箇所に、直径30mm、高さ20mm、導電率 σ_2 の円筒型媒質2を配置したものである。測定に使用するモデルは次のように製作した。まず、内径100mm、深さ20mmの培養ディッシュ中の媒質2の位置2箇所に外径30mmの金属性の円柱をおき、残りの空間に、媒質1として生理食塩水 (0.9%食塩水、導電率 $\sigma_1 = 1.1 \text{ S/m}$) を入れ、寒天で固めた (食塩水1000ccに対し、寒天試薬20g)。次に、金属性の円柱を外し、その空洞に媒質2を注入した。媒質2として、1)媒質1と同じ導電率 (一様媒質モデル、 $\sigma_2 = \sigma_1 = 1.1 \text{ S/m}$)、2)媒質1より小さい導電率 (水道水、 $\sigma_2 = 0.03 \text{ S/m}$)、3)媒質1より大きい導電率 (24%食塩水、 $\sigma_2 = 20 \text{ S/m}$)、の3種類を用いた。媒質の導電率は、導電度計 (CM-2A, 東亜電波工業) を用いて測定した。

測定は、モデルの面に対して垂直な方向の磁界を印加したときの、媒質1中の図に示す箇所の深さ10mmの位置における誘導電流の周方向成分について行った。これは、測定位置から離れている媒質2の導電率が変化することにより、測定位置における誘導電流の大きさが変化することを検証するためである。

数値計算におけるモデルとしては、測定結果との比較が容易なように、測定で用いた多媒質モデルの導電率の値および形状を用いた。

3. プローブ法による誘導電流測定

<3.1> 測定原理 プローブ法は、誘導電流が流れる近接する2点間に対しプローブへの誘起電圧を測定し、電流密度への換算を行う方法である。測定しようとする距離

離れた2点間に、変動磁界により起電力 ϕ が生じる。これに対し、誘導電流は、これを打ち消すように流れる。このとき、

$$V=\phi-(J/\sigma)d \tag{1}$$

$$E=J/\sigma \tag{2}$$

である。ここに、 V ：2点間の電位差、 ϕ ：変動磁界による起電力、 J ：誘導電流密度、 σ ：導電率、 d ：2点間の距離、 E ：誘導電界である。

測定回路にも、起電力 ϕ が生じるが、測定回路のインピーダンスは、ほぼ測定器の内部インピーダンス R で決まるので、測定回路を流れる電流を I_m 、測定電圧を V_m とすれば、

$$V=\phi-I_mR \tag{3}$$

$$V_m=I_mR \tag{4}$$

である。よって(1),(3),(4)式より、

$$V_m=\phi-V=(J/\sigma)d \tag{5}$$

となり、求める誘導電流密度は測定電圧から、次式により換算される。

$$J=\sigma V_m/d \tag{6}$$

<3.2> 測定系 上に述べた測定原理に基づき、誘導電流測定系を構築した。この測定系は、近接する2点間のプローブ誘起電圧を、ロックインアンプにより測定するものである。今までに報告されているプローブ形状として、測定する2極間の中心に参照極を設け差動入力としているもの(21)や同軸ケーブルを用いて誘導やノイズの影響を軽減させているもの(22)などがある。著者らの予備実験により、参照極を設けない2極とし、撚り線とするだけの簡便なプローブでも測定可能であることが確認されたので、これを用いることにした。プローブ先端部の形状は、線材を直角に折り曲げ浮遊容量を持たないように配慮した。本手法において、プローブ先端の2極間の間隔は空間分解能およびS/N(雑音に対する信号の大きさの比)に関係する。すなわち、2極間の距離が小さいほど空間分解能に優れる

が、出力信号が小さくS/Nが悪くなる。また、プローブに用いる線材の太さもS/Nに関係し、細いほど悪くなる。製作したプローブでは、2極間の距離を10mmとし、線材として導体直径0.7mmのポリエチレン被覆銅線を使用し、長さは300mmとした。鎖交磁束を減らすため、プローブ全体を撚り線とした。試作したプローブの構造および測定系の構成を図2に示す。プローブとロックインアンプ(5610B, エヌエフ回路)の接続には同軸ケーブルを用いた。ロックインアンプの入力インピーダンスは10M Ω と測定対象に比べて十分に大きく、また、参照信号としては、発生磁界モニター用の磁界測定器(MFM12A, 昭電)の波形出力を用いた。

<3.3> 低周波磁界発生装置 モデルに印加する低周波磁界は、コイルに低周波電流を流すことにより得られる。広い一様磁界空間を得るために、いくつかの方式の多重コイルが提唱されているが、Kirschvinkらの検討(25)によって、Meritt型4重コイルが、コイル1辺の長さに対し最も広い一様磁界空間が得られることが確かめられているので、これを用いた。製作したコイルは一辺430mmの正方形コイル4組を直列接続したもので、コイル内部に250mm立方の5%以内の偏差の一様空間が得られる。また、同形状のコイルを互いに直交するように組み合わせることにより、水平・垂直同時印加が可能になり、円磁界や楕円磁界など特性が異なる磁界が発生可能である。コイル通電電流は、信号発生器出力(移相器内蔵2出力, 1940型, エヌエフ回路)を電力増幅器(容量2kVA, 4520型, エヌエフ回路)で増幅することにより得た。信号発生器の出力を調整することにより、発生磁界の大きさおよび周波数が可変である。磁界発生装置の特性を表1に示す。50Hz~100Hzの周波数帯では最大4.4mTの磁界が発生可能であり、周波数の増加とともに最大発生磁界は減少し、500Hzでは1.5mT、1kHzでは0.4mTの磁界が発生可能である。

<3.4>測定方法 測定は次のように行った。まず、先に述べた多媒質モデルを低周波磁界発生装置内の一様磁界空間に置き、垂直方向の磁界を発生させた。プローブは、発生磁界と同じ方向(モデルに対し垂直な方向)に固定

図2 プローブの形状a)と測定系b)
Fig.2. Design of current probe a) and measuring system b)

表1 低周波磁界発生装置の特性

Table 1. Characteristics of ELF magnetic field generator

コイル方式	正方形4重コイル
発生磁界方向	水平または垂直
周波数	可変(50Hz~10kHz)
コイル辺長	430mm
巻線数	52巻(外側), 22巻(内側)
コイル位置	-217mm/-55mm/+55mm/+217mm
最大発生磁界	4.4mT(50Hz~100Hz), 1.5mT(500Hz), 0.4mT(1kHz)
一様磁界空間	250mm×250mm×250mm(偏差5%以内)
最大磁界発生時(50Hz)の	
コイル通電電流	17.4A
コイル端子電圧	69.5V

し、図1に示した測定位置において測定を行った。外的要因によるゼロ点のドリフトの影響をなくすために、測定ごとに理論的なゼロ点（別に用意した円筒型一様媒質の中心点）において測定系のゼロ調整を行った。また、プローブと媒質の接触を保つために、プローブの挿入により生じた媒質中の空洞に、媒質と同じ導電率の食塩水を注入しながら測定を行った。プローブとリード線の幾何学的な位置の条件を同じにするため、プローブ位置は固定とし媒質を移動した。電源などからの50Hz成分のノイズの影響を最小限にするため、周辺には存在しない80Hzの磁界を用いることにし、大きさは1mTとした。得られたプローブの誘起電圧から誘導電流密度への換算は、(6)式により行った。本測定系では $d=10\text{mm}$ であり、 $\sigma=1.1\text{S/m}$ のとき、プローブ誘起電圧 $10\mu\text{V}$ は誘導電流 1.1mA/m^2 に相当する。

4. 数値計算法

<4.1> 2次磁界無視の根拠 生体を対象とした誘導電流計算において、誘導電流により生じる2次磁界の影響について検討する。例として、一様磁界中に置かれた無限長導体を考え、電界の強さの厳密解⁽²⁶⁾を E_1 、誘導電流による2次磁界を無視した場合の電界の強さを E_2 とすると E_1 と E_2 の比は、

$$E_2/E_1 \approx 1 + \varepsilon \quad (7)$$

$$\varepsilon = k^2(2r_0^2 - r^2)/8 \quad (8)$$

で与えられる。ここに、 $k: \sqrt{j\omega\sigma\mu}$ 、 σ : 導電率、 ω : 角周波数、 μ : 透磁率、 r_0 : 導体の半径、 r : 中心軸からの距離である。 r が0に近いほど相対的な差が大きくなるが、電界の強さも小さくなるので、絶対値の差は小さい。生体を模擬するものとして、本研究で用いる多媒質モデルを考えると、 $r=r_0$ 、 $r_0=50\text{mm}$ 、周波数 $f=80\text{Hz}$ の条件で誤差 ε が 10^{-3} 程度であるためには、媒質の導電率 σ が $5 \times 10^3\text{S/m}$ 以下であれば良い。モデルの導電率は最大でも 20S/m なのでこれを満足する。また、表皮深さ $\delta(\sqrt{2/\omega\mu\sigma})$ は約13mmとなるが、多媒質モデルの大きさは十分小さい。これらの検討により、2次磁界による誤差は無視して良いことになる。

<4.2> 基本式 本論文で用いるマクスウェルの方程式と構成方程式は以下の通りである。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (\text{電流連続の式}) \quad (10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{オームの法則}) \quad (11)$$

ここで、 $\mathbf{E}$: 誘導電界強度、 $\mathbf{B}$: 磁束密度、 ω : 角周波数、 σ : 導電率、 $\mathbf{J}$: 誘導電流密度である。時間微分は $j\omega$ に置き換えている。また、 σ と $\omega\varepsilon$ の比較において、生体が対象で低周波の場合、 $\sigma \gg \omega\varepsilon$ ($\varepsilon=10^{-5}$ 程度)なので変位電流の項は無視できる。

<4.3> 電荷重畳法 第1章で種々の誘導電流計算法（インピーダンス法、差分法、有限要素法など）の生体を対象とした適用例と、これらの方法が領域分割型の手法であり入力データの作成が容易ではないことについて述べた。我々は、電気スカラポテンシャルを未知数とした手法

がラプラスの方程式になることに着目し、誘導電流分布の計算に対し、電荷重畳法の適用を試みた。

ラプラスの方程式となる問題には静電界計算の問題が知られ、計算法として領域分割型の手法のほかに電荷重畳法、表面電荷法、境界要素法などの境界分割型の手法が用いられてきた。境界分割型の計算法では、境界のみを分割すれば良く、領域分割型に比べ入力データ数が少なく、入力データの作成が容易である。以下に、電荷重畳法が適用可能な電気スカラポテンシャルを用いた計算法について述べる。

磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) およびクーロンゲージ ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) を導入し、媒質内で σ が一定とすれば、(9)~(11)式より

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} - \nabla \phi \quad (12)$$

$$-\sigma \nabla^2 \phi = 0 \quad (13)$$

が導かれる。ここに、 ϕ : 電気スカラポテンシャルである。この(13)式はラプラスの方程式であり、より高精度な電界計算法である電荷重畳法を適用することができる。

媒質Aと媒質Bの境界面を考えると、

$$\sigma_A \mathbf{E}_A \cdot \mathbf{n} = \sigma_B \mathbf{E}_B \cdot \mathbf{n} \quad (14)$$

$$\phi_A = \phi_B \quad (15)$$

である。ここに、 $\mathbf{n}$: 媒質Aから媒質Bへの境界面法線方向単位ベクトル、 σ : 導電率、 $\mathbf{E}$: 電界、 ϕ : 電位であり、それぞれのサフィクスは媒質A側、B側であることを示す。(14)式の $\mathbf{E}_A$ 、 $\mathbf{E}_B$ に(12)式を代入し、 $\mathbf{A}$ を外部磁界による磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}_0$ に置き換えると、

$$\sigma_B \nabla \phi_B \cdot \mathbf{n} - \sigma_A \nabla \phi_A \cdot \mathbf{n} = j\omega(\sigma_A - \sigma_B) \mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{n} \quad (16)$$

となる。電荷重畳法では(15)、(16)式の、電気スカラポテンシャルとその勾配を仮想電荷による作用として表わすことができ、仮想電荷の電荷量を未知数として計算する。

<4.4> 有限要素法 電荷重畳法による計算の妥当性を検証するため、これまでに報告のある電流ベクトルポテンシャルを未知数とする有限要素法⁽²⁰⁾についても、これを多媒質モデルに適用し、計算を行った。

(10)式の電流連続の式より、以下のような電流ベクトルポテンシャル $\mathbf{T}$ が定義できる。

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T} \quad (17)$$

(17)式と(11)式を(10)式に代入、媒質内で σ が一定とし、また誘導電流による2次磁界は無視できるので $\mathbf{B}$ は外部磁界 $\mathbf{B}_0$ のみで表され、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{T} = -j\omega \mathbf{B}_0 \quad (18)$$

が導かれる。

ここで、2次元場を考えると、 $\mathbf{T}$ および $\mathbf{B}_0$ の成分は z 方向成分のみである。 $\mathbf{T}$ および $\mathbf{B}_0$ の z 方向成分を T 、 B_0 とすると、(18)式は、

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = j\omega \sigma B_0 \quad (19)$$

となる。(19)式は2次元場のポアソンの方程式であり、

限要素法や差分法で容易に計算することができる(12)。2次元場の有限要素法は領域を三角形あるいは四角形の要素で分割するが、本論文では媒質形状に柔軟に対応でき、誘導電流が精度良く計算できることから、6節点の2次三角形要素を用いた。なお、Tの境界条件は媒質から空気側に電流が流れ出さない ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0$, $\mathbf{n}$: 媒質-空気境界面の法線方向単位ベクトル) ことから、媒質-空気境界上の節点でTが一定である条件 ($T=0$) を課した。

<4.5>計算条件 印加磁界の条件は測定実験と同じとした。すなわち、印加磁界方向はモデルの面に対して垂直な方向、大きさは1mT、周波数は80Hzである。

電荷重畳法による計算に用いた輪郭点および仮想電荷配置を図3に、有限要素法による計算に用いた有限要素分割図を図4に示す。ともに、多媒質モデルの対称性を利用して、モデルの1/4に対して分割を行った。表2に両手法について、計算条件と1ケース当たりの計算時間を示した。用いた計算機はHP9000モデル750である。

図3 輪郭点と仮想電荷配置
Fig.3. Contour points and position of fictitious charges

図4 有限要素分割図
Fig.4. Elements for finite element method

表2 計算条件と計算時間
Table 2. Calculation parameters and CPU time

電荷重畳法	有限要素法
無限長線電荷数: 108	三角形2次要素数: 350
輪郭点数: 72	節点数: 751
計算時間: 4秒	計算時間: 12秒

5. 結果

測定および2種類の数値計算法による結果の比較を図5に示し、媒質の1/4領域全体における誘導電流分布の電荷重畳法による計算結果を図6に示す。

まず、測定結果を媒質2の導電率の違いの観点より見る。均一媒質のときは、媒質中心からの半径に比例して誘導電流密度が増加するのに対し、導電率が大きい媒質が測定位置の近傍にあるとき、測定位置の誘導電流密度が上昇する現象がみられ、導電率が小さい物質が測定位置の近傍にあるときは、その逆の現象が見られた。すなわち、生体内部において、導電率が異なる空間では電流の集中が生じることがあり、生体を一様媒質で模擬することには限界がある。

2種類の数値計算法の比較では、2%以内の差で結果が一致し、手法の違いによる差異は見られなかった。また、測定値と計算値も良く一致した。これらの結果より、今回新たに適用した簡便なプローブによる測定法は十分な精度があり、同様に、今回新たに適用した電荷重畳法による数値計算により、誘導電流分布が精度良く推定評価できることが明らかとなった。実験および数値計算は、一方向磁界に対してのみ行なったが、これらの手法は、円磁界、楕円磁界など、磁界特性を変えて行う場合の測定や数値計算に対しても適用可能である。

6. 考察

磁界特性の違いが生体にどのように作用するかを誘導電流分布の違いにより明らかにすることを目的とし、生体を単純化した2次元多媒質モデルを対象に電荷重畳法による数値計算法および2極プローブ法による測定手法を確立した。今後は、より詳細に頭部を模擬した3次元モデルを対象に評価を行っていくが、回転対称でなめらかな形状の多媒質モデルに対しては、電荷重畳法による計算は精度および入力データ作成の面で有利であることが予想される。また、さらに複雑な形状に対しては、電荷重畳法と同じ境界分割型の計算法である表面電荷法を適用することも検討している。一方、モデル実験による測定は、複雑な形状のモデルに対しては、計算結果の検証にも有用であり、今後は位置精度および分解能をさらに向上させることが課題である。

磁界特性の違いによる誘導電流分布評価については、次のような予備検討を行っている。まず、合成磁界の実効値

a) σ_2 : 1.1S/m (0.9%食塩水, 一樣媒質)

b) σ_2 : 0.03S/m (水道水)

c) σ_2 : 20S/m (24%食塩水)

図5 測定位置における誘導電流の比較

Fig.5. Comparison of induced current at measuring points

の等しい一方向磁界あるいは円磁界と、これらの磁界空間におかれた球状の一樣媒質を仮定する。媒質中の1点における誘導電流は、一方向磁界の場合、大きさと向きが正弦波状に時間とともに変動し、大きさが0となる点を横切る

a) σ_2 : 0.03S/m (水道水)

b) σ_2 : 20S/m (24%食塩水)

図6 多媒質モデル内誘導電流分布

Fig.6. Distribution of induced current inside multi-medium model

のに対し、円磁界による誘導電流は、大きさは常に一定で、外部磁界と同じ周期で方向が常に変化し、誘導電流ベクトルは円状に回転する。一方向磁界による誘導電流のピーク値は、円磁界によるものの $\sqrt{2}$ 倍となる。また、誘導電流の媒質へのエネルギーの吸収(エネルギー密度)については、実効値は双方同じで、ピーク値は一方向磁界によるものが円磁界によるものの2倍の大きさとなり、これらの違いが、生体への作用の指標となる可能性がある。

以上のような検討を念頭に置き、今後は、本論文で確立した誘導電流測定法および数値計算法を、頭部および頭蓋内組織を模擬する、球や回転楕円体等の組み合わせによる3次元多媒質モデルに適用し、印加磁界の特性を変えた際の誘導電流分布の違いを把握することを検討している。

本論文をまとめるにあたりご教示を賜った、電力中央研究所電気物理部須永孝隆上席研究主幹ならびに藤波秀雄電磁界グループリーダーに深謝する。

(平成7年5月29日受付, 平成7年8月31日再受付)

文 献

- (1) W.Löschner and M.Mevissen: "Minireview: Animal Studies on the Role of 50/60-Hertz Magnetic Fields in Carcinogenesis", Life Sciences, 54, 21, 1531~1543 (1994)
- (2) J.L.Kirschvink, A.K.Kirschvink, J.C.Diaz-Ricci and S.J.Kirschvink: "Magnetite in Human Tissues: A Mechanism for the Biological Effects of Weak ELF Magnetic Fields", Bioelectromagnetics Supplement 1, 101~113 (1992)
- (3) M.Kato, K.Honma, T.Shigemitsu and Y.Shiga: "Effects of Exposure to a Circularly Polarized 50-Hz Magnetic Field on Plasma and Pineal Melatonin Levels in Rats", Bioelectromagnetics, 14, 97~106 (1993)
- (4) 志賀健・宮本博司・上野照剛: 「磁場の生体への影響」, てらべいあ (平3)
- (5) J.H.Bernhardt: "The Establishment of Frequency Dependent Limits for Electric and Magnetic Fields and Evaluation of Indirect Effects", Radiat Environ Biophys, 27, 1~27 (1988)
- (6) IRPA/INIRC Guidelines: "Interim Guidelines on Limits of Exposure to 50/60 Hz Electric and Magnetic Fields", Health Physics, 58, 1, 113~122 (1990-1)

- (7) W.Löscher, U.Wahnschaffe, M.Mevissen, A.Lerchl and A.Stamme: "Effects of Weak Alternating Magnetic Fields on Nocturnal Melatonin Production and Mammary Carcinogenesis in Rats", *Oncology*, 51, 288~295 (1994)
- (8) W.R.Rogers, J.L.Orr and R.J.Reiter: "60Hz Electric and Magnetic Fields and Primate Melatonin", Martin Blank (Ed.), *Electricity and Magnetism in Biology and Medicine*, San Francisco Press, 393~397 (1993)
- (9) S.M.Yellon: "Acute 60 Hz Magnetic Field Exposure Effects on the Melatonin Rhythm in the Pineal Gland and Circulation of the Adult Djungarian Hamster", *Journal of Pineal Research*, 16, 136~144 (1994)
- (10) M.Kato, K.Honma, T.Shigemitsu and Y.Shiga: "Horizontal or Vertical 50-Hz, 1- μ T Magnetic Fields Have No Effect on Pineal Gland or Plasma Melatonin Concentration of Albino Rats", *Neuroscience Letters*, 168, 205~208 (1994)
- (11) M.Kato, K.Honma, T.Shigemitsu, M.Yasui and T.Kikuchi: "Ellipsoidal Magnetic Field Exposure for 6 Weeks Has No Effect on Pineal or Plasma Melatonin Concentration of the Rat", Abstract from the 16th Meeting of Bioelectromagnetics, 98 (1994)
- (12) 中田高義・高橋則雄: 「電気工学の有限要素法(第2版)」, 森北出版(昭61-4)
- (13) 宅間董・高橋則雄: 「電磁界解析の方法とその応用」, 電学論D, 115, 1~12(平7-1)
- (14) C.Polk and J.H.Song: "Electric Fields Induced by Low Frequency Magnetic Fields in Inhomogeneous Biological Structures That Are Surrounded by Electric Insulator", *Bioelectromagnetics*, 11, 235~249 (1990)
- (15) 林則行・丸尾和也・伊坂勝生・横井良秀: 「ELF磁界中におかれた不均質生体内の誘導電界・電流の解析」電気学会放電研究会資料, ED-93-200(1993)
- (16) M.A.Stuchly and S.Zhao: "Magnetic Field-Induced Currents in the Human Body in Proximity of Power Lines", *IEEE PWRD* 95 WM 045-5 (1995-1)
- (17) F.X.Hart: "Numerical and Analytical Methods to Determine the Current Density Distributions Produced in Human and Rat Models by Electric and Magnetic Fields" *Bioelectromagnetics Supplement* 1, 27~42 (1992)
- (18) O.P.Gandhi and J.Y.Chen: "Numerical Dosimetry at Power-Line Frequencies Using Anatomically Based Models", *Bioelectromagnetics Supplement* 1, 43~60 (1992)
- (19) B.Hutzler, P.Baratton, J.L.Vicente, J.C.Antoine, M.Roux and J.P.Urbain: "Exposure to 50 Hz Magnetic Fields During Live Work", *CIGRE Session Paper* 36-106 (1994)
- (20) S.Ueno, T.Tashiro, S.Kamase and K.Harada: "Localized Hyperthermia by Means of a Paired-Coil Configuration: Calculation of Current Distributions in Cubical Model", *IEEE Transactions on Magnetics*, 23, 5, 2437~2439 (1987)
- (21) D.L.Miller: "Miniature-Probe Measurements of Electric Fields and Currents Induced by a 60-Hz Magnetic Field in Rat and Human Models", *Bioelectromagnetics* 12, 157~171 (1991)
- (22) 湯ノ口万友: 「生体磁気刺激装置の評価のための導体中の渦電流測定の一方式」, 電学論A, 111, 828~834(平3-9)
- (23) 湯ノ口万友・斎藤正男: 「パルス磁界内のヒトの脳モデルの誘導電流分布測定」, 医用電子と生体工学, 32, 3, 206~211(平6-9)
- (24) D.L.Miller: "Conductivity Differences Distort Probe Measurements of Magnetically Induced Electric Fields", *Bioelectromagnetics*, 15, 483-487 (1994)
- (25) J.L.Kirschvink: "Uniform Magnetic Fields and Double-Wrapped Coil Systems", *Bioelectromagnetics*, 13, 401~411 (1992)
- (26) 砂川重信: 「理論電磁気学」, 紀伊国屋書店(昭40)

山崎 健一

(正員) 1968年2月26日生。90年3月東京理科大学理学部応用物理学学科卒業, 92年3月北海道大学大学院工学研究科生体工学専攻修士課程修了。同年(財)電力中央研究所入所。電磁界計測および生物影響に関する研究に従事。BEMS, IEEE会員。

河本 正

(正員) 1953年11月26日生。74年3月奈良工業高等専門学校電気工学科卒業。79年3月東京理科大学理学部Ⅱ部物理学学科卒業。74年4月(財)電力中央研究所入所。主として, 電界・磁界計算法に関する研究に従事。平成元年論文賞受賞。IEEE会員。

重光 司

(正員) 1948年2月27日生。78年3月北海道大学大学院工学研究科電子工学専攻博士課程修了。80年4月(財)電力中央研究所入所。現在, 同所我孫子研究所生物部陸生生物グループ研究主幹。環境問題, 主として電磁界の生物影響に関する調査研究に従事。工学博士。第40回オーム賞受賞。BEMS, IEEE会員。