互いに平行および直交する低周波電界・磁界内の球状導体モデル内部の誘導電流密度解析

正員 松本 高志 (阿南工業高等専門学校)

正員 林 則行 (九州大学)

正員 伊坂 勝生 (徳島大学)

Analysis of Induced Current Density in Spherical Conductive Model Exposed to Mutually Parallel and Orthogonal Low Frequency Electric and Magnetic Fields

Takashi Matsumoto, Member (Anan College of Technology), Noriyuki Hayashi, Member (Kyushu University), and Katsuo Isaka, Member (The University of Tokushima)

With the recent increase in the attention of low frequency electromagnetic environment, we focus on the induced current density in the conductive object exposed to mutually parallel and orthogonal low frequency electric and magnetic fields. In this paper, effects of the electric and the magnetic field components on the total induced current density in a homogeneous spherical conductive model exposed to 60 Hz electric and magnetic fields is investigated through computer analysis. First, each of the distribution profiles of the induced current density in the model exposed to the electric and the magnetic fields is different. The magnitude of the induced current density of the electric field is maximum under the applied conditions. Second, the distribution profiles of the induced current density in the model exposed to low frequency electric and magnetic fields in parallel with each other are almost dominated by the electric field but the one exposed to mutually orthogonal low frequency electric and magnetic fields is different. Third, the total induced current density is affected by the relationship between the magnitude and the phase difference of the mutually orthogonal low frequency electric and magnetic fields. These results show that the relationship between mutually orthogonal low frequency electric and magnetic fields has strong effect on the total induced current density in the model exposed to the ordinary electric and magnetic environment.

キーワード：誘導電流密度，交流磁界，交流電界，導体モデル，低周波

1. まえがき

近年、生活環境に存在する低周波の電磁界が、生体に対して何らかの影響を及ぼすのではないかと懸念が高まっている。交流電磁界中の導体内部では電流の誘導現象が起ることが知られており、電磁界による生体影響を定量的に解析する上で重要な物理量として、この誘導電流の密度を挙げる事ができる⁽¹⁾⁽²⁾。

生体が電界と磁界に同時に暴露された場合、その内部の誘導電流は、電界と磁界による誘導電流を合成して検討しなければならない。一般的に交流の電界・磁界はそれぞれ位相を有しているため、これらの位相差が合成誘導電流に及ぼす重要性が指摘されているが⁽³⁾、その計算例はわずかな⁽⁴⁾。

現在までに、詳細な生体モデルを用いた内部誘導電流密度の解析が、それぞれ外部の電界および磁界に対して行われているが⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾、本解析では位相差の影響を検討する上

から、単純な球状生体モデルを用いる。球モデルに対しては、1975年 C.H.Durney によって、平面波の電磁界中に存在する、生体と同程度の導電率をもった導体内部に誘導される誘導電界の解析理論が示されている⁽⁸⁾。また、1976年 R.J.Spiegel によって低周波電磁界と球状導体モデルとのカップリング現象が解析されている⁽⁹⁾。これらの文献では1方向の電界および磁界による誘導電流密度がそれぞれ単独に計算され、その大きさが比較されている。筆者らは、磁界成分間の位相を考慮し、交流磁界中の球状モデル内部の合成誘導電流密度の分布特性に関して報告している⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。これらの文献では2方向の外部磁界成分間の関係が合成誘導電流密度に及ぼす影響を考察している。

本論文では、平等な電界と磁界中にある球状の導体モデル内部に誘導される電流の密度特性について検討している。外部の電界と磁界の位相差を考慮し、合成誘導電流密度に及ぼす影響についての検討を目的としている。本解析では、

導体モデル内部に誘導される電流による2次磁界は無視しているため、モデル内部の磁界は平等とみなせる。また、モデルは大地の影響がないと仮定しているため、外部電界によるモデル内部の電界は平等となる。ここでは、まず外部の電界と磁界それぞれによるモデル内部の誘導電流密度特性を示し、次に電界と磁界が同一方向の場合と直交している場合の誘導電流密度の関係を明らかにする。

2. 誘導電流密度解析方法

〈2. 1〉 モデルの条件 球状導体モデルは X 、 Y 、 Z 軸の原点(0, 0, 0)を中心とする球⁽¹⁾で、内部は一様な導電率 σ の非磁性媒質で満たされ、モデル外部の媒質は空気を仮定している。また、モデルは大地の影響は受けないと仮定している。図1に1方向の電界と2次元磁界に対するモデルを示している。ここで外部磁界 $\dot{B}_x$ は磁界の X 軸方向成分、 $\dot{B}_z$ は磁界の Z 軸方向成分である。外部電界 $\dot{E}_z$ は Z 軸方向の電界成分である。外部電界および磁界は低周波数の平等電磁界と仮定し、本論文では“磁束密度”を単に、“磁界”と呼んでいる。

〈2. 2〉 誘導電流密度の計算法 Z 軸方向の電界と2次元の磁界が生体内部に誘導する合成誘導電界 $\bar{E}$ は(1)式で表される。

$$\bar{E} = \bar{E}_{Ez} + \bar{E}_{Bx} + \bar{E}_{Bz} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\bar{E}_{Ez}$ は $\dot{E}_z$ によって Z 軸方向に誘導される電界、 $\bar{E}_{Bx}$ は $\dot{B}_x$ によって X 軸の回りに誘導される電界、 $\bar{E}_{Bz}$ は $\dot{B}_z$ によって Z 軸の回りに誘導される電界であり、それぞれ複素ベクトル量である。

外部電界による誘導電界 $\bar{E}_{Ez}$ は、球モデルが大地の影響を受けないため強度は均一で、方向は外部電界と同方向となる。一様電界中の球モデル内部の $\bar{E}_{Ez}$ は外部電界より位相が 90° 進むことを考慮すれば(2)式のように表される⁽⁹⁾。また、磁界の X 成分 $\dot{B}_x$ 、磁界の Z 成分 $\dot{B}_z$ をファラデーの法則に適用した誘導電界を X 、 Y 、 Z 軸方向の成分に分解し、

図1 モデル形状と外部電磁界成分

Fig. 1. Shape of the model and the components of electric and magnetic fields applied in parallel with X -axis and Z -axis.

誘導電界の位相は外部磁界より 90° 遅れることを考慮した内部誘導電界成分 $\bar{E}_{Bx}$ および $\bar{E}_{Bz}$ は、それぞれ(3)および(4)式のように表される⁽¹⁰⁾。

$$\bar{E}_{Ez} = \frac{3\omega\epsilon_0}{\sigma} \hat{z} |\dot{E}_z| e^{j(\pi/2 + \varphi_{Ez})} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\bar{E}_{Bx} = \frac{\omega}{2} (z\hat{y} - y\hat{z}) |\dot{B}_x| e^{j(-\pi/2 + \varphi_{Bx})} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\bar{E}_{Bz} = \frac{\omega}{2} (y\hat{x} - x\hat{y}) |\dot{B}_z| e^{j(-\pi/2 + \varphi_{Bz})} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\omega = 2\pi f$ 、 f は外部磁界の周波数、 $\hat{x}$ 、 $\hat{y}$ 、 $\hat{z}$ は X 、 Y 、 Z 軸方向の単位ベクトル、 φ_{Ez} 、 φ_{Bx} 、 φ_{Bz} はそれぞれ $\dot{E}_z$ 、 $\dot{B}_x$ 、 $\dot{B}_z$ の位相角である。位相は $\dot{B}_x$ を発生させる電流の位相を基準としている。

(1)式および(2)～(4)式を(5)式に代入して、電界と磁界によるモデル内部の合成誘導電流密度 $\bar{J}$ が求められる。

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここでは生体を対象とし、低周波の磁界を考えているために、 $\sigma \gg \omega\epsilon$ (ϵ :モデル内誘電率)となるので、変位電流の項は無視している⁽¹¹⁾⁽⁶⁾。また、モデル内に誘導された電流による2次磁界も無視している。このためモデル内部の磁界は平等とみなせる。

3. 計算結果と考察

〈3. 1〉 計算条件 以下の誘導電流密度の計算には、(1)～(5)式を用いている。外部磁界の周波数は低周波の中で電力周波数の60 Hzを採用し、磁界強度は $1 \mu\text{T}$ 、電界強度は 1 kV/m を用い、球モデルの半径は 0.1 m 、モデル内部の導電率は 0.2 S/m としている⁽¹²⁾。この磁界 $1 \mu\text{T}$ と電界 1 kV/m は、交流500 kV 垂直2回線送電線下の地表面近傍における広い範囲での電界・磁界強度⁽¹³⁾を計算例と実測の経験から選定している。(3)、(4)式より外部磁界による誘導電流密度は、外部磁界強度、周波数およびモデル中心と計算点との距離に比例することがわかる。従って異なる磁界強度、周波数およびモデル半径の場合の誘導電流密度は比例計算によって導き出せる。また、(5)式より、異なる導電率に対する解析も比例計算で行うことができることが分かる。

電界・磁界3成分の相互関係を考察する前にまず、各成分間の相互関係を明らかにする必要がある。筆者らは、すでに2次元磁界 $\dot{B}_x$ および $\dot{B}_z$ の合成誘導電流密度への影響に関しては報告しているので電界と磁界の関係を中心に述べていく。本論文では、各点の計算結果として、誘導電流密度成分は実効値を、合成誘導電流密度は実効値の描く楕円の長軸の半分の値を採用している。

〈3. 2〉 電磁界各成分による誘導電流密度 外部磁界 $\dot{B}_x$ および外部磁界 $\dot{B}_z$ は、それぞれ $1 \mu\text{T}$ 、外部電界 $\dot{E}_z$ は

図2 Z=0 m 断面内における磁界の X 成分および磁界の Z 成分による誘導電流密度分布

Fig. 2. Induced current density on the cross section at Z=0 m produced by B_x and B_z .

1 kV/m とし、各電界・磁界成分による X-Y 平面上の断面 ($Z=0$ m の断面) での誘導電流密度分布を図 2 に示す。誘導電流密度の単位は $[\mu\text{A}/\text{m}^2]$ である。

図 2 (a) は $\dot{B}_x$ のみ、同図 (b) は $\dot{B}_z$ のみによる誘導電流密度分布である。磁界による誘導電流は、うず電流の経路となる円の半径に比例するため、 $\dot{B}_x$ に対しては図 2 (a) 中の白い部分 (X 軸上) で電流が流れない。一方、 $\dot{B}_z$ に対しては同図 (b) の中心 (Z 軸上) で電流が流れないことがわかる。また、最大値に関しては同図 2 (a) の場合、うず電流の経路となる円の半径が最大となる点 (0, 0.1, 0) および点 (0, -0.1, 0) 付近で現れる。一方、同図 (b) の場合、同心円状の分布のため半径の最も大きい円周上に一様に現れる。Z=0 m 断面内では $\dot{B}_x$ および $\dot{B}_z$ による誘導電流密度分布は異なるが最大値は等しい。 $\dot{E}_z$ のみによる誘導電流は Z 軸方向に流れ、大地の影響を受けないと仮定しているのでその電流密度分布は均一となる。

表 1 に各断面内における各電界・磁界成分による誘導電流密度の平均値と最大値を示している。 $\dot{B}_x$ のみの場合、各断面内の最大値は等しいが平均値は Z 座標の増加につれて増加していることがわかる。また、Z 座標の最も大きい点 (0, 0, 0.1) では平均値は最も大きくなり最大値と等しくなる。 $\dot{B}_z$ のみの場合、各断面内の最大値も平均値も Z 座標の増加につれて減少している。点 (0, 0, 0.1) では 0 となる。これは Z 座標の増加につれて、うず電流の経路となる円の半径が減少していくためである。 $\dot{E}_z$ のみの場合は球の内部全体にわたって均一な分布なので変化はない。

表 1 断面内の平均値と最大値の比較 $[\mu\text{A}/\text{m}^2]$

Table 1. Comparison of average and maximum value of the total induced current density among the value on the cross sections.

	Z=0 [m]		Z=0.06 [m]		Z=0.08 [m]	
	平均値	最大値	平均値	最大値	平均値	最大値
B_x only	1.6	3.8	2.7	3.8	3.2	3.8
B_z only	2.5	3.8	2.0	3.0	1.5	2.3
E_z only	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0

このような特性の磁界および電界による各誘導電流密度の合成を考えた場合に、その合成誘導電流密度がどのような分布特性を示すかについて次に示す。

〈3. 3〉 互いに平行な電界と磁界による合成誘導電流密度

$\dot{E}_z$ と $\dot{B}_z$ の位相差 φ_z をパラメータとして合成誘導電流密度分布を図 3 (a) および同図 (b) に示す。

図 3 (a) は同位相の場合で、様々な位相の組み合わせの中で誘導電流 2 成分の合成は最大になるが、その合成値は $\dot{E}_z$ のみによる値 (約 $10 \mu\text{A}/\text{m}^2$) と比較して 10 % 未満しか増加していない。断面内の $\dot{B}_z$ のみによる誘導電流密度の最大値は、 $\dot{E}_z$ のみによるその 40 % 程度だが、合成すると磁界の Z 成分 $\dot{B}_z$ は合成値に対し、ほとんど影響を及ぼしていないことになる。これは $\dot{E}_z$ および $\dot{B}_z$ による誘導電流成分のなすベクトル角⁽¹¹⁾が 90° となっていて、誘導電流成分の大きさが等しい場合でも合成値は $\sqrt{2}$ 倍にしか増加しないためである。このベクトル角の関係は Z 軸に垂直な断面内ではどこでも成立し、Z 座標が増加すると断面内の $\dot{B}_z$ のみによる誘導電流成分は小さくなるため、合成値に対する $\dot{B}_z$ の影響はますます小さくなり $\dot{E}_z$ が支配的となる。

図 3 (b) は位相差が 90° の場合だが、合成値の分布は $\dot{E}_z$ のみによる誘導電流密度成分の分布と一致している。これは、位相差が 90° の場合には $\dot{E}_z$ および $\dot{B}_z$ による誘導電流のうち大きい方が合成値に反映されるためである。 0° および 90° 以外の位相関係では 90° に近づくほど合成誘導電流密度に対する $\dot{B}_z$ の影響は小さくなる。

これらの結果から、ここでの計算条件における互いに平行な電界と磁界が合成誘導電流密度に及ぼす影響としては、電界が支配的であるといえる。

図 3 Z=0 m 断面内での B_z と E_z による合成誘導電流密度分布

Fig. 3. Distribution of the induced current density on the surface of cross section at Z=0 m caused by both B_z and E_z with phase differences as a parameter.

〈3. 4〉 直交する電界と磁界による合成誘導電流密度

次に $\dot{E}_z$ と $\dot{B}_x$ の関係が合成誘導電流密度に及ぼす影響について述べる。電磁界強度は〈3. 1〉節と同様、 $\dot{E}_z$ と $\dot{B}_x$ の位相差を φ_x とし、まず Z=0 m 断面内で考える。図 4 (a) は同位相の場合である。この場合、最大値は点 (0, 0.1, 0) で

図4 $Z=0$ m 断面内での B_x と E_z による合成誘導電流密度分布

Fig. 4. Distribution of the total induced current density on the surface of cross section at $Z=0$ m caused by both B_x and E_z with phase differences as a parameter.

約 $13.8 \mu\text{A}/\text{m}^2$ 、最小値は点(0, -0.1, 0)で約 $6.2 \mu\text{A}/\text{m}^2$ となっている。これらは図2(a)で示した $\dot{B}_x$ による最大値 $3.8 \mu\text{A}/\text{m}^2$ が $\dot{E}_z$ による成分 $10 \mu\text{A}/\text{m}^2$ に加減された結果である。この理由は $Z=0$ m 断面内では $\dot{E}_z$ および $\dot{B}_x$ による誘導電流成分がなすベクトル角が 0° あるいは 180° となるためである。

Y 座標が正の領域ではベクトル角が 0° となって合成誘導電流密度は単純な代数和として増加する。 Y 座標が 0 の領域では $\dot{B}_x$ による誘導電流成分が 0 なので $\dot{E}_z$ に支配されている。一方、 Y 座標が負の領域ではベクトル角が 180° となって合成誘導電流密度は単純な減算として減少する。

図4(b)は位相差が 45° の場合である。位相差が増加すると上述の強め合いと打ち消しは小さくなることがわかる。位相差が 90° (同図(c)) の場合は、合成誘導電流密度の最大値の増加はわずかに $0.7 \mu\text{A}/\text{m}^2$ となり、 $\dot{E}_z$ が支配的となる。さらに位相差が増加して鈍角となると、 φ_x が鋭角の場合と比較して、 X 軸に対称な位置で強め合いと打ち消し合いが発生する。位相差が 180° (同図(d)) では位相差が 0° (同図(a)) と X 軸について対称となることがわかる。

次に、 $Z=0$ m 断面以外の位置に関して述べる。図4の場合と同様にして、 $Z=0.06$ m 断面内での誘導電流密度分布を図5に示す。同図(a)から $Z=0.06$ m 断面内の $\dot{B}_x$ のみによる誘導電流密度の最大値は、図2(a)に示す $Z=0$ m 断面内と等しい。一方、同図(b)からは図2(b)に示す $Z=0$ m 断面内と比較して $\dot{B}_z$ のみによる成分は小さくなっていることがわかる。同図(c)～同図(f)は $\dot{E}_z$ と $\dot{B}_x$ の位相差をパラメータと

図5 $Z=0.06$ m 断面内での B_x と E_z による合成誘導電流密度分布

Fig. 5. Distribution of the total induced current density on the surface of cross section at $Z=0.06$ m caused by both B_x and E_z with phase differences as a parameter.

して合成誘導電流密度分布を示している。これから位相差の変化に対する分布特性の傾向は、 $Z=0$ m 断面内と類似していることがわかる。最大値に着目すると、合成値に大きな影響を及ぼす $\dot{E}_z$ と $\dot{B}_x$ の強度は変わらないが、 $Z=0.06$ m 断面内の合成値が、図4に示す $Z=0$ m 断面内よりわずかに小さくなっている。これは最大値の現れている点において $\dot{E}_z$ および $\dot{B}_x$ による誘導電流成分のなすベクトル角が変化するためである。ベクトル角の変化は最大値の現れるモデル表面の点(0, 0.1, 0)～点(0, 0, 0.1)の間を結ぶ曲線上では $0^\circ \sim 90^\circ$ であると考えられる。点(0, 0.1, 0)では電流密度成分の代数和で決定される合成値が、別の点ではベクトル和になるため Z 座標の増加に伴って合成値は小さくなる。

図6は図4と同様にして $Z=0.08$ m 断面内での $\dot{B}_x$ と $\dot{E}_z$ による合成誘導電流密度分布を示している。この場合も図4と比較して同様の傾向を示していることがわかる。また、 Z 座標が増加するにつれて断面内の最大値と最小値の差が

図6 Z=0.08 m 断面内での B_x と E_z による合成誘導電流密度分布

Fig. 6. Distribution of the total induced current density on the surface of cross section at $Z=0.08$ m caused by both B_x and E_z with phase differences as a parameter.

小さくなっていることがわかる。この現象も断面ごとに B_x と E_z による誘導電流成分のなすベクトル角が変化するために起こる。なお、2つのベクトル成分のうち一方が他方より十分大きければ、ベクトル角が変化しても合成ベクトルの大きさは、大きい方のベクトルが支配的となり、合成ベクトルの大きさの変化は小さい。一方、同等な大きさに近づくと合成ベクトルの変化は大きくなり、2つのベクトル成分の大きさが等しい場合、ベクトル角の変化に伴って合成ベクトルの大きさが著しく変化する。

ここまで検討した磁界強度 $1 \mu\text{T}$ に対する電界強度 1 kV/m では、ほぼ電界が支配的であることがわかる。そこで磁界強度の比率を大きくした場合について次に示す。

図7は、球モデルの条件は同様とし、電界強度を 1 kV/m 、磁界強度を $5 \mu\text{T}$ 、それぞれ同位相とした場合の磁界の X 成分と電界による合成誘導電流密度分布を示す。送電線下の磁界は負荷変動によって電流が増えれば、電流に比例して磁界強度は増加するが、電界はほぼ一定である。ここではこのような条件を考慮している。同図(a)は $Z=0.06 \text{ m}$ 断面内、同図(b)は $Z=0 \text{ m}$ 断面内、また、同図(c)は $X=0 \text{ m}$ の Y - Z 断面内での合成誘導電流密度を表している。

図7(a)から最大値は点(0, 0.08, 0)で現れ、これまで述べた結果と同じ傾向であるが、最小値は断面内の $Y=-0.05 \text{ m}$ 付近で現れ、これまでとは異なった分布を示している。一方、同図(b)は点線で示した位置で合成誘導電流密度が0になっている。これは、この位置で磁界の X 成分 $5 \mu\text{T}$ に

図7 同位相の磁界の X 成分 $5 \mu\text{T}$ および電界 1 kV/m による合成誘導電流密度分布

Fig. 7. Distribution of the total induced current density in the case that B_x is $5 \mu\text{T}$ and E_z is 1 kV/m with same phase differences.

よる誘導電流密度と電界 1 kV/m による誘導電流密度の大きさが等しく、方向が反対(ベクトル角が 180°) となり打ち消しが起こったためである。この合成誘導電流密度が0になる位置を求めるために、式(2)と式(3)を等しいとおけば、

$$(y + r \cos \varphi_x)^2 + z^2 - r^2 \sin^2 \varphi_x = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。ここで、 φ_x は $\dot{E}_z$ と $\dot{B}_x$ の位相差であり、 r は次式で表される。

$$r = \frac{6\varepsilon_0 |\dot{E}_z|}{\sigma |\dot{B}_x|} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(6)式と(7)式から、電流密度が0になる座標は $y = -r \cos \varphi_x$ となり、 $\dot{E}_z$ および $\dot{B}_x$ の強度比に比例することがわかる。同図(c)中の白い部分の中心は同図(b)中の点線に一致している。

同図(a)の場合は、ベクトル角が 180° に近づくが、ちょうど 180° にはならないためベクトル和である合成誘導電流密度は0にならない。一方、点(0, 0.08, 0)付近では各成分のベクトル角が0に近づき、合成誘導電流密度の強め合いが起こっている。これらの結果から、この電界・磁界条件では合成誘導電流密度がモデル内部の X 軸に平行な直線上で0になり、その直線の周りに合成誘導電流密度は同心円柱状の分布となることがわかる。

4. むすび

本論文では低周波の中で特に、60 Hz の平等な2成分磁

界および電界中に位置する、一様な導電率の球状導体モデル内部の誘導電流密度の分布特性を検討した。着目したのは、外部の電界と磁界の方向の組み合わせが合成誘導電流密度におよぼす影響の違いである。まず磁界の2成分と電界それぞれによるモデル内部の誘導電流密度分布の特性を示し、電界と磁界が同一方向の場合と直交している場合の合成誘導電流密度分布を計算した結果を示した。その結果から、直交している電界と磁界の場合に、合成誘導電流密度に及ぼす影響が大きく、位相差によって合成誘導電流密度分布は大きく変化することがわかった。さらに、このモデルにおいては誘導電流密度での比較に関して、直交する電界 1 kV/m と磁界 1 μ T は相互に影響を及ぼし合う量であると確認できた。また、この磁界が 5 μ T 程度になれば誘導電流の打ち消し合いが起こり、モデル内部に電流が流れない場所が現れ、モデル内の誘導電流密度分布が大きく変化することを視覚化して示した。

本論文では導体モデルとして球を取り上げたが、モデル形状が変わってもモデル内部において誘導電流の強め合いと打ち消し合いの現象が起こると考えられる。本解析によって得られた結果は、電界・磁界によって誘導される大地近傍の人体内の誘導電流分布を考察する際に参考にできる。

(平成 10 年 10 月 6 日受付、平成 11 年 1 月 28 日再受付)

文 献

- (1) E. L. Carstensen, "Biological Effect of Transmission Line Fields", Elsevier, pp. 36-41, 1987.
- (2) World Health Organization: "Environmental Health Criteria 69 Magnetic Fields", WHO Report, pp. 20-22, 1987.
- (3) R. G. Olsen: "Calculations of ELF Electric and Magnetic Fields in Air", Proc. of EMF Engineering Review Symposium, No. 6A, pp. 1-5, April 1998.
- (4) K. Isaka, Y. Yokoi, N. Hayashi, M. Nagata and A. Chiba: "Interaction of ELF Electric and Magnetic Fields with Human Body", Proc. of The 1988 U.S.-Japan Seminar on Electromagnetic Interference in Highly Advanced Social Systems (Modeling, Characterization, Evaluation and Protection), No.7, pp. 21-30, Hawaii, 1988.
- (5) T. W. Dawson, K. Caputa and M. A. Stuchly: "High-Resolution Organ Dosimetry for Human Exposure to Low-Frequency Electric Fields", IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 13, No. 2, pp. 366-373, 1998.
- (6) W. Xi, M. A. Stuchly and O.P. Gandhi: "Induced Electric Currents in Models of Man and Rodents from 60Hz Magnetic Fields", IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol. 41, No.11, pp.1018-1023, 1994.
- (7) T. W. Dawson, K. Caputa and M. A. Stuchly: "Influence of Human Model Resolution on Computed Currents Induced in Organs by 60Hz Magnetic Fields", Bioelectromagnetics, Vol.18, pp. 478-490, 1997.
- (8) C. H. Durney, C. C. Johnson and H. Massoudi: "Long-Wavelength Analysis of Plane Wave Irradiation of a Prolate Spheroid Model of man", IEEE Trans. on Microwave

Theory and Techniques, Vol. MTT-23, pp. 246-253, February 1975.

- (9) R. J. Spiegel: "ELF Coupling to Spherical Model of Man and Animals", IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol. BME-23, No. 5, pp. 387-391, 1976.
- (10) 松本高志・林則行・伊坂勝生: 「位相差を有する低周波水平・垂直磁界内の球状人体モデル内部の誘導電流密度解析」, 電気学会論文誌A, Vol. 117, No.3, pp. 276-282, 1997.
- (11) T. Matsumoto, N. Hayashi and K. Isaka: "Quantification of Interaction between 2-Dimensional Low Frequency Magnetic Fields and Spherical Model of Biological Object", Proc. of International Symposium on High Voltage Engineering, Vol. 6, pp. 1-4, Montreal, August 1997.
- (12) International Non-ionizing Radiation Committee of the International Radiation Protection Association: "Interim Guidelines on Limits of Exposure to 50/60 Hz Electric and Magnetic Fields", Health Physics, Vol. 58, No. 1, pp. 113-122, 1990.
- (13) 伊坂勝生・林則行・横井良秀: 「身の周りの電磁界」, 第1回電磁界の生体影響に関するシンポジウム, 電気学会電磁界生体影響問題調査特別委員会, pp. 13-22, 1997.

松本高志

(正員) 昭和40年4月15日生。平成2年3月徳島大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月(株)日清紡入社。平成4年10月阿南工業高等専門学校電気工学科助手、平成9年4月同電気工学科講師、現在に至る。低周波数の電磁界環境に関する研究に従事。電子情報通信学会会員。

林 則 行

(正員) 昭和30年8月8日生。55年3月九州大学大学院工学研究科修士課程修了。57年3月同総合理工学研究科博士後期課程退学。同年4月徳島大学工学部助手、60年8月同講師、平成元年12月同工業短期大学部助教授、平成5年10月同工学部助教授、平成9年7月九州大学工学部助教授、現在に至る。工学博士。電力システム周辺の電磁環境に関する研究に従事。電気設備学会、静電気学会、IEEE会員。

伊坂勝生

(正員) 昭和19年3月3日生。41年3月広島大学工学部卒業。46年3月東京大学大学院工学研究科博士課程修了。同年4月より徳島大学工学部助手、講師、助教授を経て63年7月より教授、現在に至る。工学博士。汚損がいし、送配電線に関連した電磁環境に関する研究に従事。電気学会論文賞(昭和51年度)。電気設備学会、静電気学会、環境科学会、放電グループ、IEEE会員。