

## 非接触生体電気インピーダンス計測

## Non-contact measurement of the Bioelectric Impedance Analysis(BIA)

浦滝真理子, 太田裕治

Mariko URATAKI, Yuji OHTA

お茶の水女子大学大学院ライフサイエンス

## 1. はじめに

現在我が国では既に超高齢化社会となっており介護保健制度が平成12年4月から施行され、在宅介護を受ける高齢者が増加している。高齢化に伴う介護・看護問題の一つとして褥瘡があり、施設介護より在宅介護を受ける人に発生率が高いため今後褥瘡患者の増加が危惧される。また褥瘡は長時間臥位で過ごす高齢者だけでなく、車椅子利用者や麻痺患者にも発生し易い。

褥瘡は進行につれ治癒にかかる時間、労力、費用が増加する。また難治性、易再発性という特徴を持つため他の病気と同様に徹底した予防と早期発見・早期対策が重要となる。

褥瘡の初期段階では皮膚に発赤症状が現れることから、臨床的には発赤の発見が重要視されている。しかし褥瘡は仙骨部、坐骨部など見えにくい部位での発生頻度が高い<sup>1)</sup>こと、また自ら確認を行う場合、合わせ鏡などを利用して一日に数回の観察を行わなければならないこと、更に目視観察のためには自分自身なり介護・看護者が脱衣させなくてはならないため、実際には発赤の早期発見は困難である。

この問題に対し、本研究では、電気インピーダンス計測により発赤の発見を検討した。即ち、この発赤部位では血管拡張や浮腫が生じるため間質液は非発赤部分に比べ増加すると考えられ、<sup>2)</sup>この水分増加を生体電気インピーダンス計測(Bioelectric Impedance Analysis: BIA)により定量的に計測可能と考える。更に、ここでは上で述べた検査の煩雑さを軽減する工夫として非接触によるBIA計測<sup>3, 4, 5, 6)</sup>による発赤検出法を提案する。

非接触による電気インピーダンス計測法は約200年前から利用されており、地球物理学観測、海洋測器(海水の塩分濃度の測定)、金属や半導体の非破壊純度測定などに用いられてきた<sup>3)</sup>。生体に対しては、1968年にPeter P. Tarjanらが初めて非接触BIA計測法を適用し、呼吸による胸部の抵抗率との関係を報告している。非接触BIA計測の利点は①経時的变化・圧感受性を伴う接触インピーダンスを考慮する必要がない、②磁界が生体に入り込むため絶縁膜である皮膚の影響が少ない、③電極を貼り付ける必要がな

いため心理的擾乱がないこと、④本研究に関しては着衣上からの計測が可能、等である<sup>3)</sup>。褥瘡における発赤観察では創口を計測する場合があり、非接触であることが第一条件であると言える。

非接触BIA計測<sup>3, 5)</sup>の概念図をFig. 1に示す。計測には3つのコイルを用いる。即ちcoil1に交流電流を流し変動磁界を作成し、これに対して組織中に誘導される渦電流を互いに逆方向に巻いた2つのコイルcoil2a, coil2bの直列接続により計測する。coil1の変動磁界によりcoil2a, coil2bに誘導起電力が発生し、同時に生体表面に生じた渦電流 $I_t$ のために変動磁界が発生する。coil2aとcoil2bはcoil1からは等距離であるが、生体表面からの距離が異なる。そのため $I_e$ による起電力 $U_t$ は等しいが $I_t$ による起電力 $U_t$ は異なることとなり、 $V = U_{e2a} \cdot U_{e2b}$ となる。 $I_t$ はBIA値に依存するためその値に変化の生じた部位(発赤部位)を検出することができる。

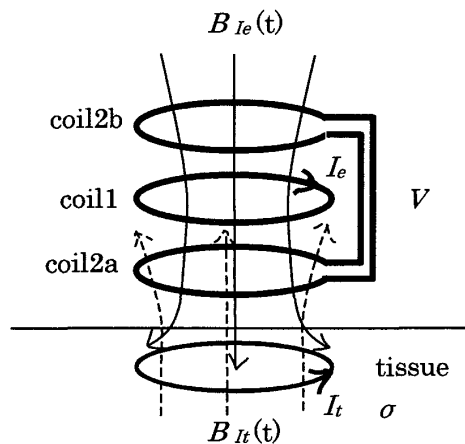


Fig. 1 Schematic diagram of the mechanism of contactless BIA measurement<sup>5)</sup>.

## 2. 渦電流誘導

導体が変動磁界に曝されると、導体表面及び内部には渦電流が流れる(Fig. 2)。生体も導体であり、以下では生体を変動磁界に曝された場合を考える。

生体内に誘導される電界 $E$ 、生体の導電率 $\sigma$ 、生体内の電流密度(current density) $i$ とすると

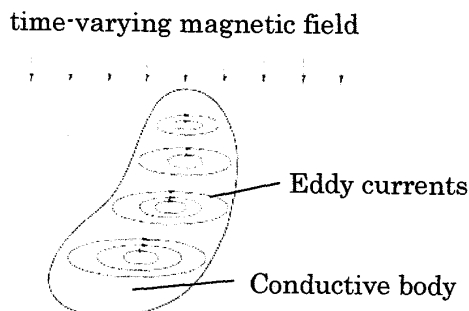


Fig. 2 Eddy currents in a conductive body induced by time-varying magnetic field<sup>7)</sup>.

$$i = \sigma E \quad (1)$$

$$\text{rot } E = -\partial B / \partial t \quad (B: \text{磁束密度}) \quad (2)$$

(1), (2)より

$$\text{rot } i = -\partial B / \partial t \quad (3)$$

を得る。式(3)は生体内部で磁束密度の変化があれば電流の回転が生じることを示す。これは電流ベクトルが閉曲線を描き渦状になることを表す。このように導体内部を貫く磁束密度の変化により電流が生じ、導体表面及び内部で渦状に流れるものを渦電流(eddy current)と呼ぶ<sup>1)</sup>。渦電流は磁束変化を妨げるように流れる。

生体は生体液で満たされており生体液組成は電解質であるため、生体内の電流の流れは電解質によって行われる(但し、周波数帯域としては約100MHzまで)。褥瘡の場合については、発赤部位における細胞外液量と血液量の増加から発赤部位では非発赤部位よりも導電率が増加し、渦電流値も増加すると考えられる。電流値*i*と磁束密度*B(t)*との関係を以下に示す<sup>7)</sup>。

導電率 $\sigma$ の生体組織が交流磁界(約5kHzまで)に曝された場合、*B(t)*と垂直に薄い輪切りの一部を仮想的に取り出す(Fig. 3)。

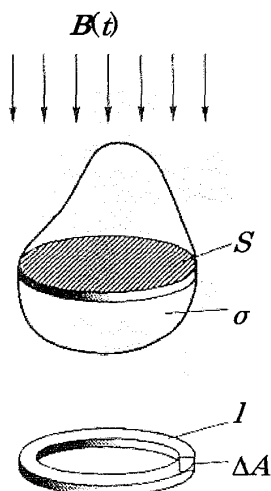


Fig. 3 A conductive body exposed in oscillating magnetic field<sup>7)</sup>.

さらにその内部の閉ループを図に示すように取

り出し、1回巻きコイルであると想定する。ループに囲まれる面積を*S*とすると誘導起電力*U*の大きさは

$$U = S(dB/dt) \quad (4)$$

となる。このループ抵抗を*R*とすると

$$R = (1/\sigma)(l/\Delta A) \quad (5)$$

(*l*: 閉ループ長さ,  $\Delta A$ : 閉ループ断面積)

から(4), (5)より

$$i = U/R = (\sigma S \Delta A / l) \cdot (dB/dt) \quad (6)$$

が得られる。ここで*S*を半径*r*の円と考えると*i*は

$$i = (1/2)(\sigma r \Delta A / l) \cdot (dB/dt) \quad (7)$$

と表されることより電流密度*J*は

$$J = (1/2)\sigma r(dB/dt) \quad (8)$$

となる。さらに、

$$B(t) = B \sin(2\pi ft) \quad (9)$$

とすると*J*として

$$J = \sigma r B f \pi \cos(2\pi ft) \quad (10)$$

が得られる。これより渦電流密度は半径*r*、導電率 $\sigma$ 、磁束密度*B*および周波数*f*に比例することが分かる。

### 3. 表皮効果

励磁コイルに流れる電流の周波数に比例して導体内の磁界の変化を妨げる渦電流も増加するため、導体内部に向かうに連れて磁界は減少する。これを表皮効果(skin effect)<sup>8, 9, 10, 11)</sup>という。この現象は磁束の拡散として表すことが可能である。いま、Fig.4 (a)のように導体のxz平面のz方向に外部から磁界を加え、 $t=0$  [s]で磁界を0 [Wb]にした場合を考える。

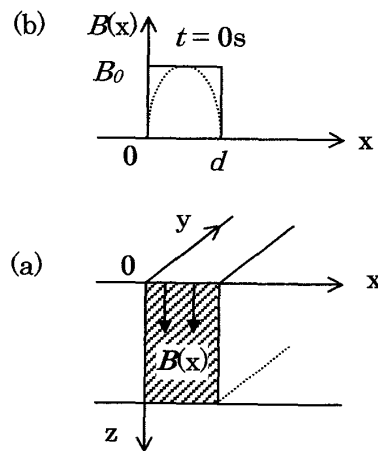


Fig. 4 Diffusion of magnetic flux in a conductive body<sup>8)</sup>. (a): direction of *B(x)*, (b): *B(x)* at 0s.

$t = 0[s]$ で導体内部の磁界は外部の磁界に応じて減少しようとするが、電磁誘導の法則により外部磁界の変化を妨げるように渦電流が発生し、磁界の変化を補おうとする。しかしこの渦電流は導体の抵抗によりジュール熱を生じ減少するので外部磁界に遅れながら内部磁界も減少する。即ち導体内部の磁界は一定の速度で拡散することになる。その様子を以下に示す。

Maxwell 方程式

$$\text{rot} \mathbf{E} = -(\partial \mathbf{B} / \partial t) \quad (19)$$

に  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  を代入し、 $\text{rot rot} = \text{grad div} - \nabla^2$  を用いると

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \sigma \mu (\partial \mathbf{B} / \partial t) \quad (20)$$

という拡散方程式を得る。ここで、磁束密度を  $\mathbf{B} = (0, B_z(x, t), 0)$  とおくと式(20)は

$$(1 / \sigma \mu) (\partial^2 B_z / \partial x^2) = (\partial B_z / \partial t) \quad (21)$$

と表すことができる。ここで、 $B_z$  の初期条件は

$$\begin{cases} B_z(x, 0) = B_0 & (0 < x < d) \\ B_z(x, 0) = 0 \text{ Wb} & (x \leq 0, x \geq d) \end{cases} \quad (22)$$

である。

$t = 0[s]$ 後の磁界分布の時間的変化を Fig. 5 に示す。ここではその変化を単純化し Fig. 4(b) の点線のような  $\sin(x\pi/d)$  ( $0 < x < d$ ) で表される分布を考える。

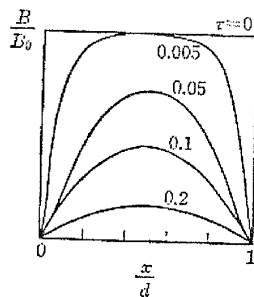


Fig. 5 Skin effect: diffusion of magnetic flux in a conductive body ( $\tau = t / \sigma \mu d^2$ )<sup>8)</sup>.

磁束密度減少の場合とは逆の  $B = 0[T]$  の導体板内に磁界が侵入する場合も時間  $\tau_m$  がかかる。そこで 次に交流磁界中にある導体内へ侵入する磁界の深さを考える。交流磁界の周期を  $T$  とすると、 $T/2$  の時間ごとに磁界は逆転する。 $\tau_m = T/2$  とおくと侵入深さ  $d$  は

$$d \approx (\pi / \sigma \mu \omega)^{1/2} \quad (25)$$

と表せる<sup>8)</sup>。これは磁界が  $T/2$  の時間に  $d$  程度しか侵入できないことを示す。また  $\sigma$ ,  $\omega$  の増加に伴い  $d$  は減少する。この現象は、 $\mathbf{B}$  のみでなく  $\mathbf{B}$  と共に変化する電流、電界などすべてに対して起こる。

#### 4. 計測コイルに発生する誘導起電力

励磁コイルに交流電流  $I_e = I_e \sin(\omega t)$  ( $\omega$ : 角周波数) を流し Fig. 6 に示す非接触 BIA センサで導電率  $\sigma$  の導体を計測したときに計測コイルに発生する誘導起電力を以下に示す。

コイルの半径  $R$ 、生体表面から coil2a までの距離  $H$ 、coil2a から coil2b までの距離を  $2L$ 、生体表面の渦電流の半径  $r$ 、渦電流が流れているループの断面積  $\Delta A$  とする。

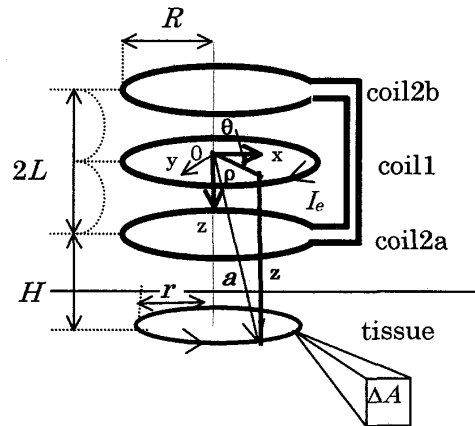


Fig. 6 A sensor for non-contact BIA measurement.

今 coil1 の中心に  $z$  を下向きとする円筒座標系を考える。coil1 を磁気双極子能率(magnetic dipole moment)  $\mathbf{m}_0$  とすると、点  $(\rho, \theta, z)$  における電界の大きさは

$$\mathbf{E} = -(\partial \mathbf{A} / \partial t) \quad (26)$$

$$\mathbf{A} = (\mu_0 / 4\pi) (\mathbf{m} \times \mathbf{a} / a^3) \quad (27)$$

( $\mathbf{A}$ : ベクトルポテンシャル,  $\mathbf{a}$ : 磁気双極子を始点とするベクトル)

より

$$E = (\omega \mu_0 m_0 / 4\pi) \{ \rho / (\rho^2 + z^2)^{3/2} \} \quad (28)$$

と表される。これより生体に流れる渦電流  $I_t$  の最大値は

$$I_t = (\sigma \Delta A / 2\pi r) (\omega \mu_0 m_0 / 4\pi) \cdot [r^2 \{ r^2 + (H+L)^2 \}^{3/2}] \quad (29)$$

となる。 $I_t$  により coil2a, coil2b に誘導される起電力をそれぞれ  $v_1, v_2$  とすると, coil2a, coil2b 全体での誘導起電力  $v$  は

$$v = v_1 + v_2 = -(M_{L1} + M_{L2}) (dI_e / dt) \quad (30)$$

となる。これより  $v$  の最大値は

$$v = |I_t \omega N (M_{L1} + M_{L2})| \quad (31)$$

となる。ここで、 $M_{L1}$ :  $I_t$  によるループと coil2a との相互インダクタンス,  $M_{L2}$ :  $I_t$  によるループと coil2b との相互インダクタンス,  $N$ : コイルの巻き数である<sup>3)</sup>。

さらに、距離  $d$  離れた半径  $a$ , 半径  $b$  のコイ

ル(Fig. 7)の相互インダクタンス  $M$ は

$$M = \mu_0 \{ (a+b)^2 + d^2 \}^{1/2} \cdot$$

$$\{ (1 - k^2/2) K(k) \cdot E(k) \} \quad (32)$$

( $K(k)$ : 第一種完全楕円積分,  $E(k)$ : 第二種完全楕円積分,  $k^2 = 4ab / \{ (a+b)^2 + d^2 \}$ )と表されることより

$$M_{L1} = \mu_0 \{ (r+R)^2 + H^2 \}^{1/2} \cdot$$

$$\{ (1 - k_1^2/2) K(k_1) \cdot E(k_1) \} \quad (33)$$

$$M_{L2} = \mu_0 \{ (r+R)^2 + (H+2L)^2 \}^{1/2} \cdot$$

$$\{ (1 - k_2^2/2) K(k_2) \cdot E(k_2) \} \quad (34)$$

$$(k_1^2 = 4rR / \{ (r+R)^2 + H^2 \},$$

$$k_2^2 = 4ab / \{ (r+R)^2 + (H+2L)^2 \}).$$

となる<sup>12)</sup>.

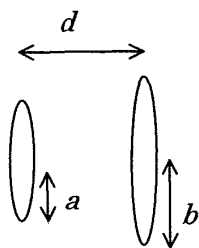


Fig. 7 Arrangement of two coils.

以上の考察に基づき計測コイルに発生する起電力の最大値をANSYS5.2により電磁場解析した. 結果をTable. 1に示す. 設定条件は,  $I_e = 10A$ , 周波数  $f = 1kHz$ ,  $R = 7.5 \times 10^{-3}m$ ,  $H = 2 \times 10^{-3}m$ ,  $2L = 4 \times 10^{-3}m$ ,  $r = 7.5 \times 10^{-3}m$ ,  $\Delta A = 1 \times 10^{-6}m^2$ ,  $\sigma_{skin} = 4.0 \times 10^{-3} Sm^{-1}$  (皮膚導電率),  $\sigma_{ery} = 4.4 \times 10^{-3} Sm^{-1}$  (発赤部分皮膚導電率, である. その結果  $\sigma_{skin}$  の減少 (発赤) による計測コイルに誘導される電流値は16%程度上昇することが分かった.

Table. 1 Estimated eddy current by ANSYS.

$\sigma / Sm^{-1}$	$I / A (1turn)$
$4.0 \times 10^{-3}$	$1.83 \times 10^{-12}$
$4.4 \times 10^{-3}$	$2.12 \times 10^{-12}$

電磁場解析により見積もった計測コイルに誘導される電流値は微小であることから, 実際の計測系ではプリアンプ, ロックインアンプを組み込みコイルの巻数を増加させるなどの必要があると考える. また電流値の絶対値はコイル・皮膚間の距離に依存し, 凹凸のある生体への適用は難しいとも考えられるが, 一方, 2つのコイルの電流位相差はコイル-皮膚間距離に依存しないため, 位相差も計測することで精度向上を図ることが可能と考えられる.

## 5. おわりに

本稿では褥瘡初期段階としての発赤の検出手段として非接触BIA計測法につき述べた. この計測法は非侵襲で電極装着の必要性が無いため臨床での簡便な使用が期待できる. また褥瘡の検出以外にも, 接触を許されない創傷部位の回復段階の評価<sup>5, 6)</sup>や, 電極の特性を含めない生体そのものの情報を得る事ができると期待できる<sup>3, 4, 12)</sup>.

## [参考文献]

1. 中條俊夫, 「創傷・褥瘡ケア最前線」, メヂカルフレンド社, 2001.
2. Joseph A. Witkowski, M. D., and Lawrence Charles Parish, M. D., "Histopathology of the decubitus ulcer", *J Am Acad Dermatol*, 6: 1014-1021, 1982.
3. Peter P. Tarjan and Richard McFee, "Electrodeless Measurements of the Effective Resistivity of the Human Torso and Head by Magnetic Induction", *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, 15 (4), 266-278, 1968.
4. Johannes Netz, Edward Forner and Sabine Haagemann, "Contactless impedance measurement by magnetic induction - a possible method for investigation of brain impedance", *Physiol. Meas.* 14(4), 463-471, 1993.
5. C. H. Riedel, M.-A. Goldmanbeck, O. Dössel, "Simulation of non-contact measurement of the electrical impedance using an anatomical model", In *Biomedizinische Technik*, 47(1): 257-260, 2002.
6. M. v. Saint-George, C. H. Riedel, and O. Dössel. "Design of a system for contact-free measurement of the conductivity of biological tissue", In *Biomedizinische Technik*, 47(1), 794-797, 2002.
7. 渥美和彦, 小谷誠, 上野照剛. バイオマグネトロニクス入門, オーム社, 1986.
8. 桂井誠. 電磁気学の学び方, オーム社, 1986.
9. エリ・ランダウ, イェ・リフシッツ. 電磁気学1, 東京図書, 1982.
10. アーノルド・ゾンマーフェルト. 電磁気学III, 講談社, 1969.
11. 飯田修一監訳, 電磁気 (下). 丸善, 1971.
12. Nevzat G. Gencer, Tek MN, "Electrical Conductivity Imaging via Contactless Measurements", *IEEE Transactions on medical imaging*, 18 (7), 617-627, 1999.