

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特許公報(B2)

(11) 特許番号

特許第5957748号  
(P5957748)

(45) 発行日 平成28年7月27日(2016.7.27)

(24) 登録日 平成28年7月1日(2016.7.1)

(51) Int. Cl. F I  
 H O 1 F 41/00 (2006.01) H O 1 F 41/00 Z  
 G O 1 R 27/02 (2006.01) G O 1 R 27/02 R

請求項の数 4 (全 24 頁)

(21) 出願番号 特願2011-53697(P2011-53697)  
 (22) 出願日 平成23年3月11日(2011.3.11)  
 (65) 公開番号 特開2012-191022(P2012-191022A)  
 (43) 公開日 平成24年10月4日(2012.10.4)  
 審査請求日 平成26年3月6日(2014.3.6)

(73) 特許権者 504180239  
 国立大学法人信州大学  
 長野県松本市旭三丁目1番1号  
 (74) 代理人 100088306  
 弁理士 小宮 良雄  
 (74) 代理人 100126343  
 弁理士 大西 浩之  
 (72) 発明者 水野 勉  
 長野県長野市若里四丁目17番1号 国立  
 大学法人信州大学工学部内  
 審査官 五貫 昭一

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 コイルの交流抵抗計算方法

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

N回巻きのコイルの線材の直流抵抗 R<sub>dc</sub>を算出する直流抵抗算出ステップと、  
 該線材の表皮効果に起因する抵抗 R<sub>s</sub>を算出する表皮効果抵抗算出ステップと、  
 該N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、該1回巻きのコイル  
 の該線材に、他の(N-1)個の該1回巻きのコイルから作用する磁界の強さ H<sub>n</sub>を算出  
 する磁界強度算出ステップと、

該磁界の強さ H<sub>n</sub>に基づいて該線材の渦電流損 P<sub>e</sub>を算出する渦電流損算出ステップと、  
 渦電流損 P<sub>e</sub>に基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗 R<sub>p</sub>を算出する近接効果抵抗算  
 出ステップと、

該直流抵抗 R<sub>dc</sub>、該抵抗 R<sub>s</sub>、該抵抗 R<sub>p</sub>の総和を算出してコイルの交流抵抗 R とする交  
 流抵抗算出ステップとを含み、

前記線材が導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(1)式により前記直流抵抗 R<sub>dc</sub>を算出し、

【数1】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (1)$$

(式中、 $\rho_1$  : 導線の抵抗率(m),  $r_1$  : 導線の半径(m),  $l$  : 導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(2)式により前記抵抗 R<sub>s</sub>を算出し、

【数2】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[ j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (2)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

(式中、 $\omega$  : コイルを使用する交流の角周波数 (rad/s) ,  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m) ,  $J_n$  : 第一種  $n$  次ベッセル関数である)

10

前記磁界強度算出ステップでは、前記1回巻きのコイルの番号を1から  $m$  ( $m$  は1から  $N$  の正数) としたときに、下記(3)式により前記磁界の強さ  $H_n$  を算出し、

【数3】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (3)$$

ここで、

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m})$$

20

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

30

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流 (A) ,  $r_m$  ,  $z_m$  : 磁界を生ずるコイル番号  $m$  の座標 (m) ,  $r_n$  ,  $z_n$  : 任意の点  $n$  の座標 (m) ,  $K$  : 第1種完全楕円積分関数 ,  $E$  : 第2種完全楕円積分関数 ,  $N$  : コイルの巻数 (回) である)

40

前記渦電流損算出ステップでは、下記(4)式により前記渦電流損  $P_e$  を算出し、

【数4】

$$P_e = -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (4)$$

ここで、

$$C_e = \frac{4\mu_0 H_n r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A})$$

10

(式中、 $\mu_0$ ：真空透磁率(H/m)， $\mu_1$ ：導線の透磁率(H/m)， $\rho_1$ ：導線の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $r_1$ ：導線の半径(m)， $H_n$ ：式(2)中で求めた値， $J_n$ ：第一種n次ベッセル関数， $*$ ：共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記(5)式により前記抵抗  $R_p$  を算出し、

【数5】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (5)$$

(式中、 $I_c$ ：電流(A)， $r_n$ ：任意の点nの座標(m)である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記(6)式

20

【数6】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (6)$$

により前記交流抵抗  $R$  を算出することを特徴とするコイルの交流抵抗算出方法。

【請求項2】

N回巻きのコイルの線材の直流抵抗  $R_{dc}$  を算出する直流抵抗算出ステップと、  
 該線材の表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  を算出する表皮効果抵抗算出ステップと、  
 該N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、該1回巻きのコイルの該線材に、他の(N-1)個の該1回巻きのコイルから作用する磁界の強さ  $H_n$  を算出する磁界強度算出ステップと、

30

該磁界の強さ  $H_n$  に基づいて該線材の渦電流損  $P_e$  を算出する渦電流損算出ステップと、  
 渦電流損  $P_e$  に基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  を算出する近接効果抵抗算出ステップと、

該直流抵抗  $R_{dc}$ 、該抵抗  $R_s$ 、該抵抗  $R_p$  の総和を算出してコイルの交流抵抗  $R$  とする交流抵抗算出ステップとを含み、

前記線材が、磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(7)式により前記直流抵抗  $R_{dc}$  を算出し、

【数7】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \left\{ \rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_1 r_1^2 \right\}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (7)$$

40

(式中、 $\rho_1$ ：導線の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $\rho_2$ ：磁性薄膜の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $r_1$ ：導線の半径(m)， $r_2$ ：磁性薄膜を含めた線材の半径(m)， $l$ ：導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(8)式により前記抵抗  $R_s$  を算出し、

【数8】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[ -j \frac{\omega \mu_2 \{C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2)\}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (8)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1)\} \quad (\text{A})$$

$$B_{s2} = \frac{j \{k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (\text{A})$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & j k_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & k_2 \{r_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) - r_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\} & -j k_2 \{r_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) - r_1 K_1(j^{1/2} k_2 r_1)\} \end{vmatrix} \quad (\text{H/m}^2)$$

(式中、 $\omega$  : コイルを使用する交流の角周波数 (rad/s),  $\mu_0$  : 真空透磁率 (H/m),  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m),  $\mu_2$  : 磁性薄膜の透磁率 (H/m),  $J_n$  : 第一種 n 次ベッセル関数,  $K_n$  : 第二種 n 次変形ベッセル関数,  $\rho_1$  : 導線の抵抗率 (Ω・m),  $\rho_2$  : 磁性薄膜の抵抗率 (Ω・m),  $r_1$  : 導線の半径 (m),  $r_2$  : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m),  $I_c$  : コイルの励振電流 (A) である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きの各コイルの番号を 1 から m (m は 1 から N の整数) としたときに、下記 (9) 式により前記磁界の強さ  $H_n$  を算出し、

【数 9】

$$H_n = \sqrt{H_{r_n}^2 + H_{z_n}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (9)$$

ここで、

$$H_{r_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{r_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{z_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{z_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{r_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{z_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流(A) ,  $r_m$  ,  $z_m$  : 磁界を生ずるコイル番号mの座標(m) ,  $r_n$  ,  $z_n$  : 任意の点nの座標(m) ,  $K$  : 第1種完全楕円積分関数 ,  $E$  : 第2種完全楕円積分関数 ,  $N$  : コイルの巻数(回)である)

前記渦電流損算出ステップでは、下記(10)式により前記渦電流損  $P_e$  を算出し、

10

20

【数 1 0】

$$\begin{aligned}
P_e(H_n) &= P_{e1}(H_n) + P_{e2}(H_n) \\
&= \frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^* H_n^2}{j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\
&\quad + \frac{\pi \rho_2 k_2^3 H_n^2}{j} \left[ -C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\
&\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\
&\quad \left. - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \\
&\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\
&\quad \left. - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} \\
&\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (W/m)
\end{aligned} \tag{10}$$

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[ j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$C_{e2} = \frac{2\mu_0 \left[ j^{3/2} \mu_2 k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$B_{e2} = \frac{-2j^{3/2} \mu_0 \left[ \mu_2 k_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} - \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$\Delta_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2} k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} & j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} & -j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} & 0 \\ \mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \tag{30}$$

(式中、 $\rho_1$  : 導線の抵抗率 (Ω/m),  $\rho_2$  : 磁性薄膜の抵抗率 (Ω/m),  $\mu_0$  : 真空の透磁率 (H/m),  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m),  $\mu_2$  : 磁性薄膜の透磁率 (H/m),  $r_1$  : 導線の半径 (m),  $r_2$  : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m),  $J_n$  : 第一種 n 次ベッセル関数,  $K_n$  : 第二種 n 次変形ベッセル関数, \* : 共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記 (11) 式により前記抵抗  $R_p$  を算出し、

【数 1 1】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots \tag{11} \tag{40}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流 (A),  $r_n$  : 任意の点 n の座標 (m) である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記 (12) 式

【数 1 2】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots \tag{12}$$

により前記交流抵抗  $R$  を算出することを特徴とするコイルの交流抵抗算出方法。

【請求項 3】

請求項 1 または 2 のコイルの交流抵抗算出方法でコンピュータを演算処理させることを特徴とするコイルの交流抵抗計算プログラム。

## 【請求項 4】

請求項 1 または 2 のコイルの交流抵抗算出方法で演算処理することを特徴とするコイルの交流抵抗計算装置。

## 【発明の詳細な説明】

## 【技術分野】

## 【0001】

本発明は、コイルの交流抵抗を精度よく計算することができるコイルの交流抵抗計算方法に関するものである。

## 【背景技術】

## 【0002】

近年新しいワイヤレス電力伝送方式として、2006年にMIT (Massachusetts Institute of Technology) から *W i T r i c i t y* (Wireless Electricityの造語) という非放射型の電磁界共振結合 (電磁共鳴) 技術が発表された。これは共鳴法により高周波で電力を給電する技術であり、二つのコイル間において、距離 1 m で効率約 90%、また、距離 2 m で効率約 45 ~ 50% かつ 60 W をワイヤレスで電力伝送できることが示された (非特許文献 1 参照)。

## 【0003】

この技術を利用して、車両外部の電源からワイヤレスで充電電力を受電し、車載の蓄電装置を充電する電動車両の発明が特許文献 1 に開示されている。同文献中の図 1 に示されるように、地下に配された給電装置 200 の一次自己共振コイル 240 と、電動車両 100 に配された二次自己共振コイル 110 とが磁場の共鳴により磁氣的に結合され、一次自己共振コイル 240 から二次自己共振コイル 110 に非接触で高周波電力が給電可能に構成されている。また、この給電装置 200 の一次自己共振コイル 240 には、高周波電力ドライバ 220 に繋がる一次コイル 230 から電磁誘導によって非接触で高周波電力が送られる。また、電動車両 100 の二次自己共振コイル 110 から二次コイル 120 に電磁誘導によって非接触で高周波電力が送られる。

## 【0004】

このように使用されるこれらコイルには、一般的に銅線が用いられている。銅線のコイルは、高周波では、表皮効果および線間近接効果により交流抵抗が増加するために Q 値が低下する。この Q 値の低下は、長距離、高効率の電力伝送の障害要因となるため、高周波におけるコイルの Q 値の向上が望まれている。

## 【0005】

また従来から、いわゆる R F I D (Radio Frequency IDentification) と称される個体管理を行うシステムが各種業界で注目されている。この R F I D システムは、トランスポンダと称されて、各種データを記憶するとともに通信機能を有する小型の非接触型集積回路 (Integrated Circuit; 以下、IC という。) デバイスと、リーダ/ライタとの間で無線通信を行うことにより、トランスポンダに対して非接触でデータの読み出しや書き込みを行うシステムである。この R F I D システムは、例えば、トランスポンダを IC タグとして構成し、この IC タグを商品に取り付けることによって生産・物流管理を行う用途の他、トランスポンダを IC カードとして構成し、交通機関の料金徴収や身分証明書、さらには電子マネーといった様々な用途への適用が期待されている。

## 【0006】

トランスポンダには、パッシブタイプと称される、リーダ/ライタの発信する高周波の電力をエネルギー源として作動するタイプのものがある。このようなパッシブタイプのトランスポンダは、例えば特許文献 2 に開示されているような平面内で渦巻状に巻回されたアンテナコイルを有している。このようなトランスポンダのアンテナコイルがリーダ/ライタのアンテナコイルと磁束結合して、電磁誘導によってトランスポンダに電力が給電される。トランスポンダとリーダ/ライタとの通信距離を長くするためには、トランスポンダが、リーダ/ライタから送電される高周波電力を高効率で受電する必要がある。そのため、前述した電動車両等のコイルと同様に、高周波におけるアンテナコイル (コイル) の

10

20

30

40

50

Q値の向上が望まれている。

【0007】

コイルのQ値を向上させるためには、コイルの交流抵抗を小さくする必要がある。この交流抵抗をコイルの設計時に計算することができれば、高いQ値のコイルの設計に役立つ。しかしながら、コイルの表皮効果および近接効果を考慮した交流抵抗の計算方法は確立されていない。有限要素法(FEM)による磁界解析によってコイルの交流抵抗を求めることができるが、計算に長時間を要する。

【先行技術文献】

【特許文献】

【0008】

【特許文献1】特開2009-106136号公報

【特許文献2】特開2003-224415号公報

【非特許文献】

【0009】

【非特許文献1】アンドレ・クルス(Andre kurs)、他5名、“ワイヤレス パワー トランスファー バイア ストロングリイ カップルド マグネティック レゾナンス(Wireless Power Transfer via Strongly Coupled Magnetic Resonances) ”、[online]、2007年7月6日、サイエンス(SCIENCE)、第317巻、p. 83-86、インターネット<URL: <http://www.sciencemag.org/cgi/reprint/317/5834/83.pdf>>

【発明の概要】

【発明が解決しようとする課題】

【0010】

本発明は、コイルの交流抵抗を精度良く、短時間で計算することができるコイルの交流抵抗計算方法を提供することを目的とする。

【課題を解決するための手段】

【0011】

前記の目的を達成するためになされた、特許請求の範囲の請求項1に記載されたコイルの交流抵抗計算方法は、N回巻きのコイルの線材の直流抵抗R<sub>dc</sub>を算出する直流抵抗算出ステップと、該線材の表皮効果に起因する抵抗R<sub>s</sub>を算出する表皮効果抵抗算出ステップと、該N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、該1回巻きのコイルの該線材に、他の(N-1)個の該1回巻きのコイルから作用する磁界の強さH<sub>n</sub>を算出する磁界強度算出ステップと、該磁界の強さH<sub>n</sub>に基づいて該線材の渦電流損P<sub>e</sub>を算出する渦電流損算出ステップと、渦電流損P<sub>e</sub>に基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗R<sub>p</sub>を算出する近接効果抵抗算出ステップと、該直流抵抗R<sub>dc</sub>、該抵抗R<sub>s</sub>、該抵抗R<sub>p</sub>の総和を算出してコイルの交流抵抗Rとする交流抵抗算出ステップとを含むことを特徴とする。

【0012】

前記線材が導線であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(1)式により前記直流抵抗R<sub>dc</sub>を算出し、

【数1】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (1)$$

(式中、 $\rho_1$  : 導線の抵抗率(Ω・m)、 $r_1$  : 導線の半径(m)、 $l$  : 導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(2)式により前記抵抗R<sub>s</sub>を算出し、

10

20

30

40



【数2】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[ j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (2)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

(式中、 $\omega$  : コイルを使用する交流の角周波数 (rad/s) ,  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m) ,  $J_n$  : 第一種  $n$  次ベッセル関数である)

10

前記磁界強度算出ステップでは、前記1回巻きのコイルの番号を1から  $m$  ( $m$  は1から  $N$  の正数) としたときに、下記(3)式により前記磁界の強さ  $H_n$  を算出し、

【数3】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (3)$$

ここで、

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m})$$

20

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

30

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流 (A) ,  $r_m$  ,  $z_m$  : 磁界を生ずるコイル番号  $m$  の座標 (m) ,  $r_n$  ,  $z_n$  : 任意の点  $n$  の座標 (m) ,  $K$  : 第1種完全楕円積分関数 ,  $E$  : 第2種完全楕円積分関数 ,  $N$  : コイルの巻数 (回) である)

40

前記渦電流損算出ステップでは、下記(4)式により前記渦電流損  $P_e$  を算出し、

【数4】

$$P_e = -\frac{\pi\rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (4)$$

ここで、

$$C_e = \frac{4\mu_0 H_n r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A})$$

10

(式中、 $\mu_0$ ：真空透磁率(H/m)， $\mu_1$ ：導線の透磁率(H/m)， $\rho_1$ ：導線の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $r_1$ ：導線の半径(m)， $H_n$ ：式(2)中で求めた値， $J_n$ ：第一種n次ベッセル関数， $*$ ：共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記(5)式により前記抵抗  $R_p$  を算出し、

【数5】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (5)$$

(式中、 $I_c$ ：電流(A)， $r_n$ ：任意の点nの座標(m)である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記(6)式により前記交流抵抗  $R$  を算出することを特徴とする。

20

【数6】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (6)$$

により前記交流抵抗  $R$  を算出することを特徴とする。

【0013】

同じく、特許請求の範囲の請求項2に記載されたコイルの交流抵抗計算方法は、N回巻きのコイルの線材の直流抵抗  $R_{dc}$  を算出する直流抵抗算出ステップと、該線材の表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  を算出する表皮効果抵抗算出ステップと、該N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、該1回巻きのコイルの該線材に、他の(N-1)個の該1回巻きのコイルから作用する磁界の強さ  $H_n$  を算出する磁界強度算出ステップと、該磁界の強さ  $H_n$  に基づいて該線材の渦電流損  $P_e$  を算出する渦電流損算出ステップと、渦電流損  $P_e$  に基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  を算出する近接効果抵抗算出ステップと、該直流抵抗  $R_{dc}$ 、該抵抗  $R_s$ 、該抵抗  $R_p$  の総和を算出してコイルの交流抵抗  $R$  とする交流抵抗算出ステップとを含み、

30

前記線材が、磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(7)式により前記直流抵抗  $R_{dc}$  を算出し、

【数7】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \{ \rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_1 r_1^2 \}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (7)$$

40

(式中、 $\rho_1$ ：導線の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $\rho_2$ ：磁性薄膜の抵抗率( $\Omega \cdot \text{m}$ )， $r_1$ ：導線の半径(m)， $r_2$ ：磁性薄膜を含めた線材の半径(m)， $l$ ：導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(8)式により前記抵抗  $R_s$  を算出し、

【数 8】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[ -j \frac{\omega \mu_2 \{C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2)\}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (8)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1)\} \quad (\text{A})$$

$$B_{s2} = \frac{j \{k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (\text{A})$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & j k_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & k_2 \{r_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) - r_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\} & -j k_2 \{r_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) - r_1 K_1(j^{1/2} k_2 r_1)\} \end{vmatrix} \quad (\text{H/m}^2)$$

(式中、 $\omega$  : コイルを使用する交流の角周波数 (rad/s),  $\mu_0$  : 真空透磁率 (H/m),  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m),  $\mu_2$  : 磁性薄膜の透磁率 (H/m),  $J_n$  : 第一種 n 次ベッセル関数,  $K_n$  : 第二種 n 次変形ベッセル関数,  $\rho_1$  : 導線の抵抗率 (m),  $\rho_2$  : 磁性薄膜を含めた線材の抵抗率 (m),  $r_1$  : 導線の半径 (m),  $r_2$  : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m),  $I_c$  : コイルの励振電流 (A) である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きの各コイルの番号を 1 から m (m は 1 から N の整数) としたときに、下記 (9) 式により前記磁界の強さ  $H_n$  を算出し、

【数 9】

$$H_n = \sqrt{H_{r_n}^2 + H_{z_n}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (9)$$

ここで、

$$H_{r_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{r_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{z_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{z_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

10

$$H_{r_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{z_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

20

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流(A) ,  $r_m$  ,  $z_m$  : 磁界を生ずるコイル番号mの座標(m) ,  $r_n$  ,  $z_n$  : 任意の点nの座標(m) ,  $K$  : 第1種完全楕円積分関数 ,  $E$  : 第2種完全楕円積分関数 ,  $N$  : コイルの巻数(回)である)

前記渦電流損算出ステップでは、下記(10)式により前記渦電流損  $P_e$  を算出し、

【数 1 0】

$$\begin{aligned}
P_e(H_n) &= P_{e1}(H_n) + P_{e2}(H_n) \\
&= \frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^* H_n^2}{j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\
&\quad + \frac{\pi \rho_2 k_2^3 H_n^2}{j} \left[ -C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\
&\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\
&\quad \left. - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} \\
&\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\
&\quad \left. - j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \\
&\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{W/m})
\end{aligned} \tag{10}$$

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[ j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$C_{e2} = \frac{2\mu_0 \left[ j^{3/2} \mu_2 k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$B_{e2} = \frac{-2j^{3/2} \mu_0 \left[ \mu_2 k_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} - \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A}$$

$$\Delta_e = \begin{vmatrix}
-j^{3/2} k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} & j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} & -j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} & 0 \\
\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\
0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} & \frac{1}{r_2^2} \\
0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2}
\end{vmatrix} \tag{30}$$

(式中、 $\rho_1$  : 導線の抵抗率 (Ω/m),  $\rho_2$  : 磁性薄膜の抵抗率 (Ω/m),  $\mu_0$  : 真空の透磁率 (H/m),  $\mu_1$  : 導線の透磁率 (H/m),  $\mu_2$  : 磁性薄膜の透磁率 (H/m),  $r_1$  : 導線の半径 (m),  $r_2$  : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m),  $J_n$  : 第一種 n 次ベッセル関数,  $K_n$  : 第二種 n 次変形ベッセル関数, \* : 共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記 (11) 式により前記抵抗  $R_p$  を算出し、

【数 1 1】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots \tag{11} \tag{40}$$

(式中、 $I_c$  : コイルの励振電流 (A),  $r_n$  : 任意の点 n の座標 (m) である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記 (12) 式

【数 1 2】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots \tag{12}$$

により前記交流抵抗  $R$  を算出することを特徴とする。

【0014】

請求項 3 に記載されたコイルの交流抵抗計算プログラムは、請求項 1 または 2 のコイルの交流抵抗算出方法でコンピュータを演算処理させることを特徴とする。

## 【 0 0 1 5 】

請求項4に記載されたコイルの交流抵抗計算装置は、請求項1または2のコイルの交流抵抗算出方法で演算処理することを特徴とする。

## 【 発明の効果 】

## 【 0 0 1 6 】

以上の本発明によれば、コイルの直流抵抗  $R_{dc}$ 、表皮効果に起因する抵抗  $R_s$ 、線材の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  を計算して、コイルの交流抵抗  $R$  を精度よく、短時間で計算することができる。したがって、高い  $Q$  値のコイルの設計に資する。

## 【 0 0 1 7 】

線材が導線である場合のコイルや、線材が磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗を計算することができる。

## 【 図面の簡単な説明 】

## 【 0 0 1 8 】

【 図 1 】 本発明を適用するコイルの交流抵抗計算方法のフローチャートである。

【 図 2 】 本発明を適用して交流抵抗を計算するコイルを模式的に示す構造図である。

【 図 3 】 コイルの表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  の算出式を導出するための導出モデルである。

【 図 4 】 コイルの近接効果に起因する抵抗  $R_p$  の算出式を導出するためのコイル構造図である。

【 図 5 】 1 回巻きのコイルが発生する磁界を示す図である。

【 図 6 】 コイルの近接効果に起因する抵抗  $R_p$  の算出式を導出するための導出モデルである。

【 図 7 】 実施例および参考例を示すグラフである。

【 図 8 】 本発明を適用して交流抵抗を計算する他のコイルを模式的に示す構造図である。

【 図 9 】 他のコイルの表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  の算出式を導出するための導出モデルである。

## 【 発明を実施するための形態 】

## 【 0 0 1 9 】

以下、本発明の実施形態を詳細に説明するが、本発明の範囲はこれらの実施形態に限定されるものではない。

## 【 0 0 2 0 】

本発明のコイルの交流抵抗計算方法は、後述するステップ  $S_2 \sim S_7$  に対応する計算式でコンピュータを演算処理させるためのプログラム（本発明のコイルの交流抵抗算出プログラム）をコンピュータの記憶装置に記憶させておき、コンピュータがこのプログラムに基づき演算処理して交流抵抗を計算することが好ましい。また、このプログラムにしたがって動作するコンピュータが本発明のコイルの交流抵抗計算装置に相当する。

## 【 0 0 2 1 】

図1のフローチャートに示すように、先ず、データ入力ステップ  $S_1$  で、オペレータは、キーボードなどを操作して、コンピュータにコイルの物理的特性及びコイルの使用条件の入力を行う。入力する物理的特性等については後述する。次に、コンピュータは、直流抵抗算出ステップ  $S_2$  を行い、 $N$  回巻きのコイルの線材の直流抵抗  $R_{dc}$  を算出する。続いて、コンピュータは、表皮効果抵抗算出ステップ  $S_3$  を行い、線材の表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  を算出する。続いて、コンピュータは、磁界強度算出ステップ  $S_4$  を行い、 $N$  回巻きのコイルが  $N$  個の1回巻きのコイルであるものとして、1回巻きのコイルの線材に、他の  $(N - 1)$  個の1回巻きのコイルから作用する磁界の強さ  $H_n$  を算出する。続いて、コンピュータは、渦電流損算出ステップ  $S_5$  を行い、磁界の強さ  $H_n$  に基づいて線材の渦電流損  $P_e$  を算出する。続いて、コンピュータは、近接効果抵抗算出ステップ  $S_6$  を行い、渦電流損  $P_e$  に基づいて線材の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  を算出する。最後にコンピュータは、交流抵抗算出ステップ  $S_7$  を行い、直流抵抗  $R_{dc}$ 、抵抗  $R_s$ 、抵抗  $R_p$  の総和を算出してコイルの交流抵抗  $R$  とする。以下、具体的に説明する。

【 0 0 2 2 】

[金属導線の場合]

最初に、コイルの線材が、一例として銅などの金属製の導線である場合のコイルの交流抵抗の計算方法について説明する。

【 0 0 2 3 】

図 2 に示すコイル 1 は、図の上部に示す長さ l、半径 r<sub>1</sub> の導線 2 を用いて、N 回（図では一例として 5 回）巻きにした円形コイルである。なお、導線 2 は、線間の通電を防止するために、図示しない絶縁膜で被覆されている。

【 0 0 2 4 】

図 1 のデータ入力ステップ S 1 では、この導線 2 の長さ（コイルの線長）l (m)、半径 r<sub>1</sub> (m)、抵抗率 ρ<sub>1</sub> (Ω・m)、透磁率 μ<sub>1</sub>、巻き数 N を物理的特性として入力する。また、コイル 1 を使用する交流の角周波数 ω (rad/s)、コイルに流す励磁電流 I<sub>c</sub> (A) を使用条件として入力する。なお、真空透磁率 μ<sub>0</sub> (H/m) をプログラム中に定数として設定しておく。また、下記の各計算式では、これら値の単位系はここに示した単位系で計算を行うが、入力時には例えば周波数 f (Hz) を入力して、これをプログラムで角周波数 ω に変換して使用してもよい。またコイルの長さ l は、コイルを巻く径や導線を被覆する絶縁薄膜の厚さを入力して、巻き数 N から計算で求めるようにしてもよい。また、導線 2 の比透磁率 μ<sub>r1</sub> を入力して、透磁率 μ<sub>1</sub> = μ<sub>r1</sub> × μ<sub>0</sub> を計算して求めてもよい。

10

【 0 0 2 5 】

[直流抵抗 R<sub>dc</sub>の算出]

20

図 1 の直流抵抗算出ステップ S 2 では、導線 2 の直流抵抗 R<sub>dc</sub> を、下記 ( 1 ) 式で算出する。

【数 1 3】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (13)$$

【 0 0 2 6 】

[表皮効果に起因する抵抗 R<sub>s</sub>の算出]

表皮効果とは、交流電流が導線 2 を流れるとき、電流密度が導体の表面で高く、表面から離れると低くなる現象のことである。表皮効果によって、交流周波数が高くなるほど電流が表面へ集中するので、導体の交流抵抗は大きくなる。図 3 に、導線 2 の表皮効果に起因する抵抗 R<sub>s</sub> の計算式導出モデルを示す。同図中の領域 II を空気領域と考えることで、下記 ( 2 ) 式を導出した。表皮効果抵抗算出ステップ S 3 では、この下記 ( 2 ) 式で抵抗 R<sub>s</sub> を算出する。

30

【 0 0 2 7 】

【数 1 4】

$$R_s = \text{Re} \left[ j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (14)$$

ここで、

40

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

式中の J<sub>n</sub> は第一種 n 次ベッセル関数である。

【 0 0 2 8 】

[コイルから導線に作用する磁界の強さ H<sub>n</sub>の算出]

図 4 に示すように、磁界強度算出ステップ S 4 では、1 回巻き円形コイルが N 個あるものとして導線 2 に作用するコイルの磁界の強さ H<sub>n</sub> を算出する。1 回巻きの各コイルを示す番号 m を、同図に示すように 1 から N とする。

【 0 0 2 9 】

50

図5に、コイル番号mの一つの1回巻きコイルの磁界を示す。ここで、コイルの巻き軸方向をz軸、巻き軸に直交する方向をr軸としている。m( $r_m, z_m$ )のmはコイル番号を表し、 $r_m, z_m$ はコイル番号mの導線2の座標を表す。n( $r_n, z_n$ )のnは任意の点を表し、 $r_n, z_n$ は任意の点nの座標(m)を表す。同図に示すように、1回巻きコイルに流れる励振電流Ic(A)によって、任意の点n( $r_n, z_n$ )に磁界の強さHnmが生じている。この磁界の強さHnmは、r方向成分Hrnmとz方向成分Hznmとからなる。

【0030】

Hrnmは、下記(15)式で算出され、Hznmは下記(16)式で算出される。

【数15】

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (15) \quad 10$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (16) \quad 20$$

ここで、

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}}$$

ここで、Kは第1種完全楕円積分関数、Eは第2種完全楕円積分関数である。

【0031】

図6に一例として3個の1回巻き円形コイルによる近接効果モデルを示す。同図に示すように、導線W<sub>2</sub>の円形コイルに励振電流Icが流れることで、導線W<sub>1</sub>の円形コイルに磁界の強さH<sub>21</sub>が生じる。同様に、導線W<sub>3</sub>の円形コイルに励振電流Icが流れることで、導線W<sub>1</sub>の円形コイルに磁界の強さH<sub>31</sub>が生じる。したがって、導線W<sub>1</sub>の円形コイルには、H<sub>21</sub>及びH<sub>31</sub>を合成した磁界の強さHが生じる。ここでは、3個の円形コイルで説明したが、N個のコイルの場合、一つのコイルの導線には、他の(N-1)個のコイルが各々発生する磁界の強さが掛かり、これらを合成した磁界の強さHnが生じる。

【0032】

以下、N個の円形コイルが導線2に作る磁界の強さを求める。なお、ここでは導線2の周囲が、空気領域であると考えて各式を導出している。このように空気領域と考えることで、計算式が簡便になるため、計算時間を短くすることができる。

【0033】

まず、(15)式および(16)式を用いて、他の(N-1)個のコイルが、一つのコイルの導線の位置に各々生じるr方向成分とz方向成分の磁界の強さHrnmおよびHznmを各々求める。次に、各コイルの磁界の強さHrnmを下記(17)式で総和演算し、各コイルの磁界の強さHznmを下記(18)式で総和演算して、r方向成分とz方向成分の磁界の強さHrnおよびHznを求める。

10

20

30

40



【数 1 6】

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (17)$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (18)$$

【0034】

次に、(17)、(18)式で算出した磁界の強さ  $H_{rn}$  および  $H_{zn}$  を下記(19)式で合成する。 10

【数 1 7】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (19)$$

以上で、導線 2 に生じる磁界の強さ  $H_n$  が算出される。

【0035】

[渦電流損  $P_e$  の算出]

図 6 に示すように、導線  $W_1$  の円形コイルに磁界の強さ  $H$  が生じることで導線  $W_1$  に渦電流  $I_{ec}$  が流れる。この渦電流  $I_{ec}$  により導線  $W_1$  に渦電流損  $P_e$  が生じる。渦電流損算出ステップ S5 では、磁界強度算出ステップ S4 で算出した磁界の強さ  $H_n$  から、1 回巻きコイルの渦電流損  $P_e$  を下記(20)式で算出する。 20

【数 1 8】

$$P_e = -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \{j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1)\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (20)$$

ここで、

$$C_e = \frac{4\mu_0 H_n r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \{J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1)\} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A}) \quad 30$$

式中の、 $r_1$  は式(14)中で求めた値、 $J_n$  : 第一種  $n$  次ベッセル関数、 $*$  : 共役複素数である。

【0036】

[導線の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  の算出]

近接効果抵抗算出ステップ S6 では、渦電流損算出ステップ S5 で算出した渦電流損  $P_e$  に基づいて、 $N$  回巻きのコイル 1 における近接効果に起因する抵抗  $R_p$  を下記(21)式で算出する。

【数 1 9】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (21) \quad 40$$

式中、 $r_n$  は任意の点  $n$  の座標 (m) である。

【0037】

[直流抵抗  $R_{dc}$ 、抵抗  $R_s$ 、抵抗  $R_p$  の総和の算出]

コイル 1 の交流抵抗は、直流抵抗  $R_{dc}$ 、該抵抗  $R_s$ 、該抵抗  $R_p$  の総和であるので、交流抵抗算出ステップ S7 では、交流抵抗  $R$  を下記(22)式で算出する。

【数 2 0】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (22)$$

以上で、線材が導体 2 であるコイル 1 の交流抵抗の計算が終了する。 50

## 【 0 0 3 8 】

なお、直流抵抗  $R_{dc}$ 、抵抗  $R_s$ 、抵抗  $R_p$ を算出する順番は適宜変更してもよい。

## 【 0 0 3 9 】

## [計算結果の検討]

実施例として、前述したステップ S 1 ~ S 7 を行うプログラムを作成し、表 1 の計算条件でコンピュータに演算処理させて、コイルの交流抵抗特性を求めた。また、参考例として、FEM解析ソフトウェアを使用して表 2 の解析条件でコンピュータに演算処理させて、コイルの抵抗特性を求めた。なお、表 2 中に記載のない条件は表 1 に記載した条件と同様である。各計算結果を図 7 に示す。

## 【 0 0 4 0 】

## 【表 1】

表 1 計算条件

| 項目       | 内容   |
|----------|--|
| 導線の長さ    | $l = 785.4$ (mm) ※下記条件から計算で算出  |
| 導線の半径    | $r_1 = 250$ ( $\mu\text{m}$ )  |
| 絶縁被膜     | 導線表面に厚さ $17\mu\text{m}$ の絶縁膜が付されている                                    |
| 巻き数      | 5 回 (密巻)   |
| コイルの内径   | 50(mm)   |
| コイル軸方向長さ | $l_a = 2.5$ (mm)   |
| 材料       | 銅 ( $\rho = 1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ , $\mu_r = 0.999991$ ) |
| 電流       | $I = 1.41$ (A)   |
| 周波数      | 100k-13M(Hz)   |

## 【 0 0 4 1 】

## 【表 2】

表 2 FEM解析条件

| 項目                | 内容  |
|-------------------|---|
| 使用ソフト             | JMAG-Studio (x64) Ver. 10.013001d (株式会社 JSOL 製)   |
| 解析条件              | 軸対称周波数応答磁界解析 (渦電流を考慮する)   |
| 解法                | FEM   |
| メッシュタイプ,<br>入力データ | 手動分割, 領域  |
| メッシュ<br>要素サイズ, 形状 | 1)銅線 $1.5\text{-}5 \mu\text{m}$ , 三角形<br>2)空気 $200 \mu\text{m}$ , 三角形 (手動作成 5 倍)  |
| 周波数               | 100k-13M (Hz)   |
| 電流設定              | $I = 1.41$ (A)  |
| 材料                | 1)銅 ( $\rho = 1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ , $\mu_r = 0.999991$ )<br>2)空気 ( $\rho = \infty \Omega\text{m}$ , $\mu_r = 1$ ) |

## 【 0 0 4 2 】

図 7 に示すように、実施例 (計算値) と参考例 (FEM値) との計算結果は、良く近似している。周波数  $f = 13 \text{ MHz}$  において、実施例と参考例との交流抵抗値は  $1.3$  、

10

20

30

40

50

1.1 であり、実施例は参考例と比較して妥当性のある結果となった。また、実施例と参考例とを同じコンピュータを使用して計算させたが、実施例では約3秒、参考例では約44分であり、参考例よりも遥かに短時間で計算が終了した。

【0043】

[磁性薄膜付きの導線の場合]

次に、コイルの線材が、一例として銅などの金属製の導線の表面に、磁性薄膜が付されている場合のコイルの交流抵抗の計算方法について説明する。

【0044】

磁性薄膜を表面に付した導線でコイルを巻くと、コイルの交流抵抗を小さくすることができる。そのため、このような線材のコイルの交流抵抗を計算することができれば、コイルの設計に有益である。磁性薄膜は、例えば、フェライト、鉄、ニッケル、コバルト、Fe-N、 $Fe-X^1-N$  ( $X^1=Ta, Nb$ 、または $Hf$ )、 $Fe-X^2-O$  ( $X^2=Mg$ 、または $Al$ )、NiFe、CoFe、CoNiFe、CoFeB、FeP、NiFeP、CoNiFeMoC、CoFeB、CONbZr、Fe-Siなどである。

10

【0045】

図8に示すコイル4は、図の上部に示す長さ $l$ の線材5を使用して、 $N$ 回巻きにした円形コイルである。線材5は、銅などの金属製の導線6の周囲に、磁性薄膜7が付されたものである。導線6は半径 $r_1$ であり、線材5(導線6及び磁性薄膜7)は半径 $r_2$ である。なお、線材5は、線間の通電を防止するために、図示しない絶縁膜で被覆されている。

【0046】

図1のデータ入力ステップS1では、この線材5の長さ $l$ (m)、導線6の半径 $r_1$ (m)、線材5の半径 $r_2$ (m)、導線6の抵抗率 $\rho_1$ ( $\Omega/m$ )、磁性薄膜7の抵抗率 $\rho_2$ ( $\Omega/m$ )、導線6の透磁率 $\mu_1$ 、磁性薄膜7の透磁率 $\mu_2$ 、巻き数 $N$ を物理的特性として入力する。また、コイル5を使用する交流の角周波数 $\omega$ (rad/s)、コイルに流す励磁電流 $I_c$ (A)を使用条件として入力する。なお、導線6の比透磁率 $\mu_{r1}$ 、磁性薄膜7の比透磁率 $\mu_{r2}$ を入力して、透磁率 $\mu_1=\mu_{r1} \times \mu_0$ 、透磁率 $\mu_2=\mu_{r2} \times \mu_0$ を計算して求めてもよい。

20

【0047】

[直流抵抗 $R_{dc}$ の算出]

図1の直流抵抗算出ステップS2では、線材5の直流抵抗 $R_{dc}$ を、下記(23)式で算出する。

【数21】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \{ \rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_2 r_1^2 \}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (23)$$

30

【0048】

[表皮効果に起因する抵抗 $R_s$ の算出]

図9に、線材5の表皮効果に起因する抵抗 $R_s$ の計算式導出モデルを示す。同図中の領域IIIを空気領域と考えることで、下記(24)式を導出した。表皮効果抵抗算出ステップS3では、この下記(24)式で抵抗 $R_s$ を算出する。

【数 2 2】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[ -j \frac{\omega \mu_2 \{C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2)\}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (24)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (\text{m}^{-1}) \quad 10$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1)\} \quad (\text{A})$$

$$B_{s2} = \frac{j \{k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (\text{A})$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & j k_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & k_2 \{r_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) - r_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\} & -j k_2 \{r_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) - r_1 K_1(j^{1/2} k_2 r_1)\} \end{vmatrix} \quad (\text{H/m}^2) \quad 20$$

式中の  $J_n$  は第一種  $n$  次ベッセル関数、 $K_n$  は第二種  $n$  次変形ベッセル関数である。

【0049】

[コイルから導線に作用する磁界の強さ  $H_n$  の算出]

磁界強度算出ステップ S 4 では、1 回巻き円形コイルが  $N$  個あるものとして線材 5 に作用するコイルの磁界の強さ  $H_n$  を算出する。このコイル 5 においても、磁界の強さ  $H_n$  は、線材が導線であるコイル 1 と同様に、図 5, 6 から算出式が導出される。つまり、コイル 1 の場合と同様に (15) ~ (19) 式で磁界の強さ  $H_n$  を算出する。 30

【0050】

[渦電流損  $P_e$  の算出]

コイル 5 は、磁性薄膜 7 を有している。渦電流損算出ステップ S 5 では、磁性薄膜 7 を考慮して下記 (25) 式で、渦電流損  $P_e$  を算出する。

## 【数 2 3】

$$\begin{aligned}
P_e(H_n) &= P_{e1}(H_n) + P_{e2}(H_n) \\
&= \frac{\pi \rho k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^* H_n^2}{j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\
&\quad + \frac{\pi \rho k_2^3 H_n^2}{j} \left[ -C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\
&\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\
&\quad - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \left. \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \\
&\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\
&\quad - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \left. \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) - j^{-1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} \\
&\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (W/m) \quad \dots (25)
\end{aligned}$$

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[ j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \quad (A)$$

$$C_{e2} = \frac{2\mu_0 \left[ j^{3/2} \mu_2 k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \quad (A) \quad 20$$

$$B_{e2} = \frac{-2j^{3/2} \mu_0 \left[ \mu_2 k_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} - \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \quad (A)$$

$$\Delta_e = \begin{vmatrix}
-j^{3/2} k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} & j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} & -j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} & 0 \\
\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\
0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} & \frac{1}{r_2^2} \\
0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2}
\end{vmatrix} \quad 30$$

式中の  $\mu_1$  ,  $\mu_2$  は ( 2 4 ) 式中で求めた値、 $J_n$  は第一種  $n$  次ベッセル関数、 $K_n$  は第二種  $n$  次変形ベッセル関数である。

## 【 0 0 5 1】

[ 導線の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  の算出 ]

近接効果抵抗算出ステップ S 6 では、線材が導線である場合と同様に ( 2 1 ) 式で抵抗  $R_p$  を算出する。

## 【 0 0 5 2】

[ 直流抵抗  $R_{dc}$ 、該抵抗  $R_s$ 、該抵抗  $R_p$  の総和の算出 ]

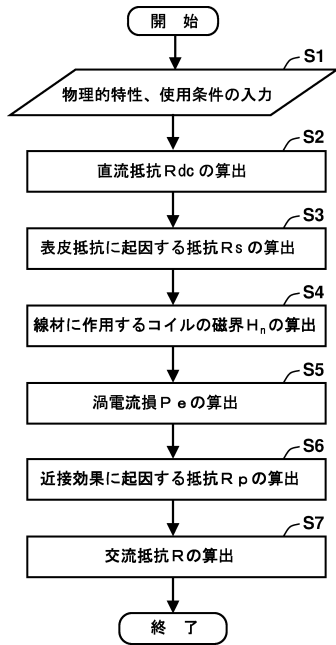
交流抵抗算出ステップ S 7 では、交流抵抗  $R$  を ( 2 2 ) 式で算出する。以上で、コイル 5 の交流抵抗  $R$  の計算が終了する。 40

## 【符号の説明】

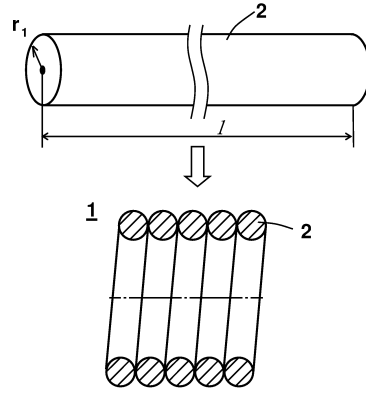
## 【 0 0 5 3】

1 はコイル、2 は導線 ( 線材 )、4 はコイル、5 は線材、6 は導線、7 は磁性薄膜、1 は導線の長さ、 $r_1$  は導線の半径、 $r_2$  は線材の半径、 $W_1$  ,  $W_2$  ,  $W_3$  は導出モデルにおける円形コイルの導線。S 1 はデータ入力ステップ、S 2 は直流抵抗算出ステップ、S 3 は表皮効果抵抗算出ステップ、S 4 は磁界強度算出ステップ、S 5 は渦電流損算出ステップ、S 6 は近接効果抵抗算出ステップ、S 7 は交流抵抗算出ステップである。

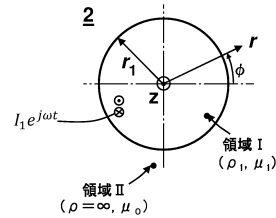
【図1】  
図1



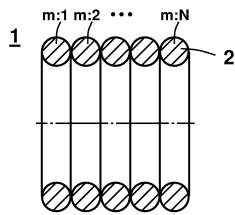
【図2】  
図2



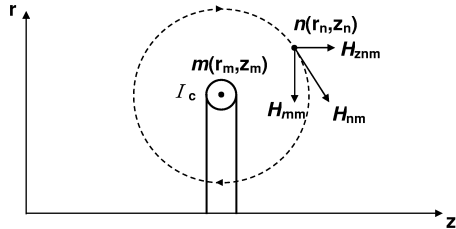
【図3】  
図3



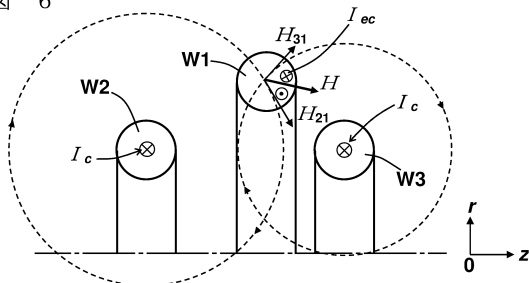
【図4】  
図4



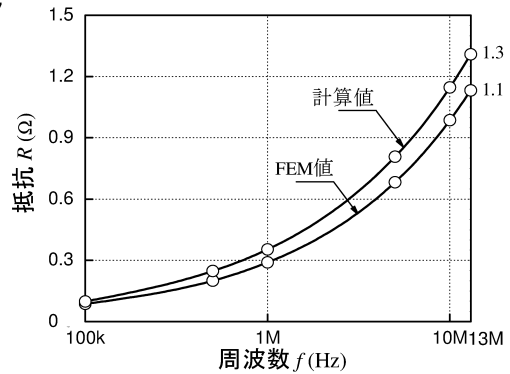
【図5】  
図5



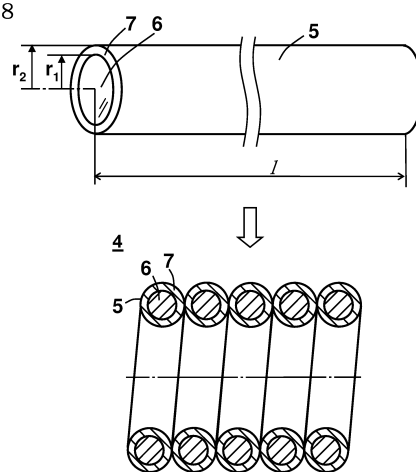
【図6】  
図6



【図7】  
図7

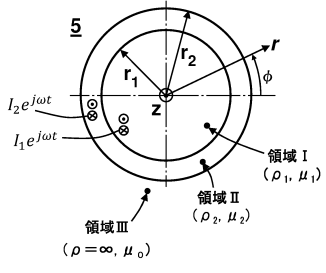


【図8】  
図8



【 図 9 】

図 9



---

フロントページの続き

(56)参考文献 水野勉等, 磁性めっき線を用いたコイルの交流抵抗の低減, 電気学会研究会資料, 2006年1月19日, p. 51 - 56

(58)調査した分野(Int.Cl., DB名)

H01F 41/00  
G01R 27/02