

## 学術論文

## 磁性めっき線を用いたリッツ線の交流抵抗

## AC Resistance of Litz Wire Using Magnetoplated Wires

水野 勉<sup>\*1</sup> (正員), 松下 和誉<sup>\*1</sup>, 飯田 和剛<sup>\*1</sup>, 神谷 旭<sup>\*1</sup>, 山本 大輔<sup>\*1</sup>

Tsutomu MIZUNO (Mem.), Kazunori MATSUSHITA, Kazutaka IIDA, Akira KAMIYA, Daisuke YAMAMOTO

Litz wires are used abundantly in induction cooking appliances and transformers, because the litz wires can reduce the resistance due to the skin effect. We propose the litz wire using magnetoplated wires (MPW) to reduce the resistance due to the proximity effect, MPW is a copper wire (COW) whose circumference is plated with a magnetic thin film. Furthermore the theoretical expressions of the AC resistances of the litz wires using COW and MPW due to the skin and proximity effects are derived. Resistances of the litz wires using COW and MPW at a frequency of 1 MHz are 23 mΩ and 15 mΩ respectively, and it is reduction in 34 %. The calculation errors of AC resistances of the litz wires using COW and MPW in the frequency range from 100 kHz to 1 MHz are within 10 %.

**Keywords:** litz wire, AC resistance, skin effect, proximity effect, magnetoplated wire, theoretical analysis.

## 1 まえがき

リッツ線は表皮効果に起因する抵抗の増加を抑制する効果があることから、IH 調理器用のコイルや人工心臓用の空心トランスなどによく用いられている[1, 2]。これらの応用分野では、効率を向上させるためにリッツ線を用いたコイルの交流抵抗の低減が強く要望されている。リッツ線の交流抵抗を低減させるためには、表皮効果に起因する抵抗だけではなく、特に近接効果に起因する抵抗を抑制させる必要がある。

リッツ線は、銅線(COW)の素線を撚り合わせたものが一般的である。しかし、COW を用いたリッツ線は、高周波領域における近接効果に起因する交流抵抗の増加を抑制できない。そこで本論文では、リッツ線の素線に磁性めっき線 (以下、MPW) を用いることを提案している。MPW は、COW の外周に磁性薄膜をめっきした構造を有しており[3]、(a)インダクタンスの増加、(b)磁束をより遠くに作用させる、(c)交流抵抗増加の抑制、の特徴がある[4]。上述の(a)と(b)は磁性薄膜の透磁率が大きいことに起因している。また、(c)は銅に比べて透磁率と抵抗率の両者が大きな磁性薄膜内を交流磁界が通過するために、COW と比較して導線内で生ずる渦電流損を低減することができることに起因している。

本論文では、MPW を用いたリッツ線 (以下、LMW)

連絡先: 水野 勉, 〒380-8553 長野県長野市若里 4-7-1, 信州大学工学部電気電子工学科,

e-mail: mizunot@gipwc.shinshu-u.ac.jp

<sup>\*1</sup> 信州大学

と COW を用いたリッツ線 (以下、LCW) の抵抗を実測して LMW の有用性について検討する。また、リッツ線の抵抗の理論式を導出して、その妥当性についても述べている。この理論式は、素線 1 本ごとを考慮しており、抵抗の各成分を算出できる。本論文では、以下の事項について述べる。

1) 交流抵抗の理論式の導出

2) LMW の有用性

## 2 素線とリッツ線の構造

Fig. 1 に COW と MPW の構造を示した。COW は銅 (Cu) 線径 50 μm の外周に厚さ 4 μm の絶縁層が設けられている。MPW は、銅 (Cu) 線径 50 μm の外周に Fe 薄膜と Ni 薄膜がめっきされている[3]。Fe 薄膜と Ni 薄膜の厚さは、それぞれ 0.6 μm と 0.05 μm である。Ni 薄膜は、

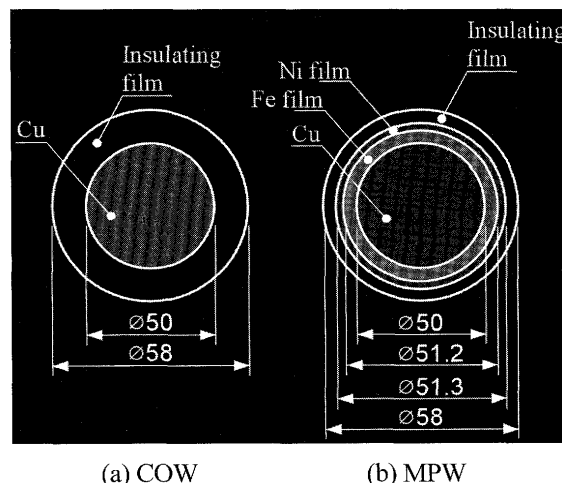


Fig. 1 Structures of COW and MPW (unit: μm).

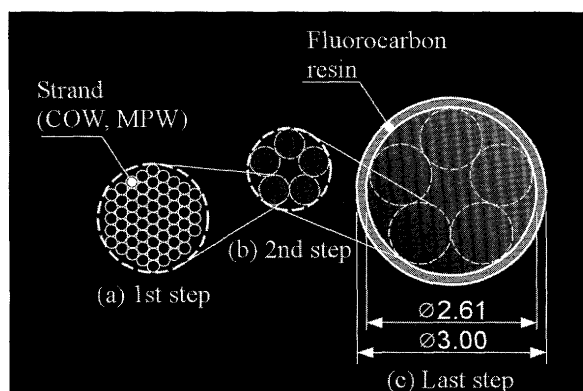


Fig. 2 Structure of litz wire (unit: mm).

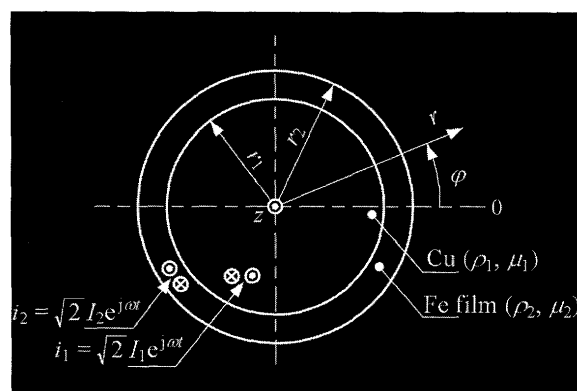


Fig. 3 Model for deriving the expressions for skin effect in MPW.

はんだ付けを容易にするために設けてある。

Fig. 2 はリッツ線の撚り方である。まず Fig. 1 に示した導線を Fig. 2 (a) のように、素線を 60 本撚り孫撚りを作成した (撚りピッチ: 60 mm)。次に Fig. 2 (b) のように、孫よりを 5 本撚って子撚りを作成した (撚りピッチ: 5 mm)。さらに Fig. 2 (c) のように、子撚りを 5 本撚って親撚りとしたあとに (撚りピッチ: 5 mm)、全体をフッ素樹脂でコーティングした。したがって、素線数  $N=1500$  本である。そして、実測には LCW, LMW とともに長さ  $l=1.3$  m のリッツ線を用いた。

### 3 LMW の交流抵抗の理論式

リッツ線の交流抵抗を求める際には、以下の条件が成立しているものとする。

(a) リッツ線は均一に十分撚られており、各素線の抵抗とインダクタンスおよび流れる電流は等しい。

#### 3.1 表皮効果に起因する抵抗の理論式

Fig. 3 に MPW の表皮効果の理論式算出モデルを示した[5]。このモデルは、無限の長さをもつ、半径  $r_1$  の銅線に厚さ  $r_2 - r_1$  の磁性薄膜がめっきされている構造である。Fig. 1 に示したように Fe 薄膜と Ni 薄膜の厚さは、それぞれ  $0.6 \mu\text{m}$  と  $0.05 \mu\text{m}$  であり、Ni 薄膜の厚さは Fe 薄膜の  $1/12$  である。そこで計算を簡便にするために Ni 薄膜は Fe 薄膜として扱うことにする。ここでは、周波数  $f$  の総電流  $I (= I_1 + I_2)$  を流したときに生ずる表皮効果に起因する抵抗を導出する。

Maxwell の方程式を用いて MPW 内部の磁界に関する

の微分方程式を導出して、直流抵抗を含めた MPW の表皮効果に起因する抵抗  $R_s'$  を算出した[5]。次に、表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  を明確にするために、 $R_s'$  から直流抵抗  $R_{dc}$  を減算することで表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  は、以下ようになる[5]。

$$R_s = (R_s' - R_{dc}) = \text{Re} \left[ \frac{-j\omega\mu_2 \{C_{s2}J_0(j^{3/2}k_2r_2) + B_{s2}K_0(j^{1/2}k_2r_2)\}}{I} \right] - \frac{\rho_1\rho_2}{\pi\{\rho_1(r_2^2 - r_1^2) + \rho_2r_1^2\}} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (1)$$

$$R_{dc} = \frac{\rho_1\rho_2}{\pi\{\rho_1(r_2^2 - r_1^2) + \rho_2r_1^2\}} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (2)$$

$$k_1^2 = \frac{\omega\mu_1}{\rho_1} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (3)$$

$$k_2^2 = \frac{\omega\mu_2}{\rho_2} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (4)$$

$$C_{s2} = \frac{I}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2\mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1)K_1(j^{1/2}k_2r_1) - jk_1\mu_2 J_1(j^{3/2}k_1r_1)K_0(j^{1/2}k_2r_1)\} \quad (\text{A}) \quad (5)$$

$$B_{s2} = \frac{jI}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_1\mu_2 J_0(j^{3/2}k_2r_1)J_1(j^{1/2}k_1r_1) - k_2\mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1)J_1(j^{1/2}k_2r_1)\} \quad (\text{A}) \quad (6)$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2}k_1r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2}k_2r_1) & jk_2 K_1(j^{1/2}k_2r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2}k_2r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2}k_2r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2}k_1r_1) & k_2 \{r_2 J_1(j^{3/2}k_2r_2) - r_1 J_1(j^{3/2}k_2r_1)\} & -jk_2 \{r_2 K_1(j^{1/2}k_2r_2) - r_1 K_1(j^{1/2}k_2r_1)\} \end{vmatrix} \quad (\text{H/m}^2) \quad (7)$$

ここに、 $R_s'$ : 直流抵抗を含めた表皮効果に起因する抵抗( $\Omega/\text{m}$ )、 $\text{Re}$ : 実数成分、 $\omega$ : 角周波数(rad/s)、 $\mu_2$ : Fe 薄膜の透磁率(H/m)、 $J_n$ : 第1種  $n$  次ベッセル関数、 $r_2$ : MPW の外半径(m)、 $K_n$ : 第2種  $n$  次変形ベッセル関数、 $\rho_1$ : Cu の抵抗率( $\Omega\text{m}$ )、 $\rho_2$ : Fe の抵抗率( $\Omega\text{m}$ )、 $r_1$ : 銅線の半径(m)、 $\mu_1$ : Cu の透磁率(H/m)

COW の理論式は、下式の単位長さあたりの直流抵抗と表皮効果に起因する抵抗の理論式[6]を用いて、MPW と同様の手順で計算した。

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (8)$$

$$R_s = \text{Re} \left[ j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] - \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (9)$$

### 3.2 近接効果に起因する渦電流損の理論式

近接効果に起因する抵抗  $R_p$  は外部から作用する磁界に起因する渦電流損に起因している。そこで、 $R_p$  を計算するためには、まず外部磁界  $H$  が作用した場合の渦電流損  $P_e(H)$  を求める必要がある。そして、渦電流損  $P_e(H)$  を求めるためには導線に作用する磁界の強さ  $H$  を算出する必要がある。

Fig. 4 に MPW の近接効果の理論式算出モデルを示

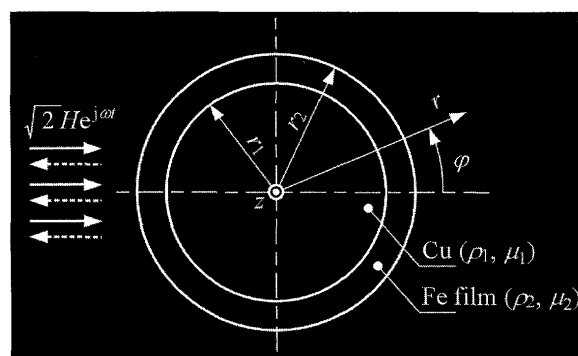


Fig. 4 Model for deriving the expressions for proximity effect in MPW.

した。このモデルは、無限の長さをもつ、半径  $r_1$  の銅線に厚さ  $r_2 - r_1$  の磁性薄膜がめっきされている構造である。ここでは、周波数  $f$  の交流磁界が MPW に垂直に作用するときの渦電流損を求めて、LMW の近接効果に起因する抵抗を導出する。

単位長さあたりの MPW(素線)に外部磁界が作用した場合の渦電流損を求める。MPW の単位長さあたりの渦電流損  $P_e$  は、銅線内の単位長さあたりの渦電流損  $P_{e1}$  と Fe 薄膜内の単位長さあたりの渦電流損  $P_{e2}$  の和で与えられる [5]。それぞれの渦電流損は、素線に作用する磁界の強さ  $H$  の関数となっており、 $P_e(H)$  は下式となる[5]。

$$\begin{aligned} P_e(H) &= P_{e1}(H) + P_{e2}(H) \\ &= -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^*}{4j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\ &\quad + \frac{\pi \rho_2 k_2^3}{4j} \left[ -C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\ &\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\ &\quad \left. - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \\ &\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\ &\quad \left. - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} \\ &\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{W/m}) \end{aligned} \quad (10)$$

$$C_{e1} = \frac{2\sqrt{2} \mu_0 \mu_2 k_2 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[ j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (11)$$

$$C_{e2} = \frac{2\sqrt{2} \mu_0 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[ j^{3/2} \mu_2 k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (12)$$

$$B_{e2} = -\frac{2\sqrt{2} j^{3/2} \mu_0 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[ \mu_2 k_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} - \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (13)$$

$$A_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2}k_1\{J_0(j^{3/2}k_1r_1)-J_2(j^{3/2}k_1r_1)\} & j^{3/2}k_2\{J_0(j^{3/2}k_2r_1)-J_2(j^{3/2}k_2r_1)\} & -j^{1/2}k_2\{K_0(j^{1/2}k_2r_1)+K_2(j^{1/2}k_2r_1)\} & 0 \\ \mu_1J_1(j^{3/2}k_1r_1) & -\mu_2J_1(j^{3/2}k_2r_1) & -\mu_2K_1(j^{1/2}k_2r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}j^{3/2}k_2\{J_0(j^{3/2}k_2r_2)-J_2(j^{3/2}k_2r_2)\} & -\frac{1}{2}j^{1/2}k_2\{K_0(j^{1/2}k_2r_2)+K_2(j^{1/2}k_2r_2)\} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2J_1(j^{3/2}k_2r_2) & \mu_2K_1(j^{1/2}k_2r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \quad (\text{H}^2/\text{m}^5) \quad (14)$$

ここに,  $C_{e1}$ ,  $C_{e2}$ ,  $B_{e2}$ : 渦電流における係数(A),  
 $\mu_0$ : 真空の透磁率 (H/m),  $H$ : 磁界の強さ  
 (A/m)

COW の理論式は, 下式の単位長さあたりの渦電流損の理論式[8]を用いて, MPW と同様の手順で計算した。

$$P_e = -\frac{\pi\rho_1k_1^3r_1C_eC_e^*}{4j} \left\{ j^{3/2}J_1(j^{3/2}k_1r_1)J_2(j^{3/2}k_1r_1) - j^{-3/2}J_1(j^{3/2}k_1r_1)J_2(j^{-3/2}k_1r_1) \right\} \quad (\text{W/m}) \quad (15)$$

$$C_e = \frac{4\sqrt{2}\mu_0Hr_1}{j^{3/2}\mu_0k_1r_1\{J_0(j^{3/2}k_1r_1)-J_2(j^{3/2}k_1r_1)\} + 2\mu_1J_1(j^{3/2}k_1r_1)} \quad (\text{A}) \quad (16)$$

Fig. 5 にリッツ線の任意の素線 1 本が任意の別の素線に作る磁界の強さを示した。リッツ線の素線番号  $m(x_m, y_m)$  の素線に電流  $I$  が流れており, リッツ線の素線番号  $n(x_n, y_n)$  の素線に磁界の強さ  $H_{nm}$  が作用している。素線番号  $m$  の素線に流れる電流  $I$  によって素線番号  $n$  の素線に作られる磁界の強さ  $H_{nm}$  は,  $x$  方向成分  $H_{xnm}$  と  $y$  方向成分  $H_{ynm}$  に分けることができ, それぞれ下式となる[7]。

$$H_{xnm} = \frac{I}{2\pi} \frac{y_n - y_m}{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2} \quad (\text{A/m}) \quad (17)$$

$$H_{ynm} = -\frac{I}{2\pi} \frac{x_n - x_m}{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2} \quad (\text{A/m}) \quad (18)$$

ここに,  $I$ : 素線に流れる電流(A),  $x_m, y_m$ : 磁界が発生する素線番号  $m$  の素線の中心座標,  
 $x_n, y_n$ : 磁界が作用する任意の点  $n$  の素線の中心座標

素線  $n$  に磁界の強さ  $H$  が作用することで素線  $n$  の内部に渦電流が生ずる。また, 素線数  $N$  本のリッツ線の場合, 任意の素線  $n(x_n, y_n)$  に作用する磁界の強さ  $H$  は, 他の  $(N-1)$  本の素線による磁界の強さのベクトル和となる。

次に, 単位長さあたりの MPW (素線) の渦電流損を用いて  $N$  本のリッツ線に生ずる近接効果に起因する抵抗を導出する。まず, リッツ線に用いる素線の物理特性 (比透磁率, 抵抗率, 長さ, および周波数) と座標を決定する。そして, 素線  $m$  から任意の素線  $n$  に作用する磁界の強さを導出する。ここで, 式(17)および式(18)を用いて任意の点  $n$  に作用する  $x$  方向成分と  $y$  方向線分の磁界の強さ  $H_{xnm}$  および  $H_{ynm}$  を求めるとそれぞれ下式となる。

$$H_{xn} = \sum_{m=1, m \neq n}^N H_{xnm} \quad (\text{A/m}) \quad (19)$$

$$H_{yn} = \sum_{m=1, m \neq n}^N H_{ynm} \quad (\text{A/m}) \quad (20)$$

式(19)および式(20)の合成和を求めることでリッツ線の任意の点  $n$  に作られる磁界の強さ  $H_n$  は下式となる。

$$H_n = \sqrt{H_{xn}^2 + H_{yn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad (21)$$

さらに, 磁界が作用する任意の素線  $n$  について MPW (素線) の渦電流損  $P_e$  とリッツ線の単位長さとの積の総和をリッツ線の素線数  $N$  まで求める。このとき,  $P_e(H)$  は式(10)より求められた値を代入する。これより, LMW の近接効果に起因する損失  $P_p$  は下式となる。

$$P_p = \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \quad (\text{W/m}) \quad (22)$$

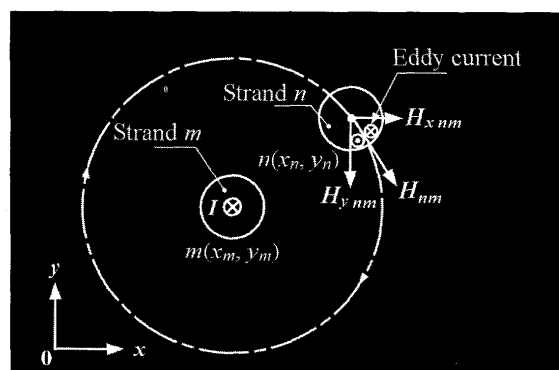


Fig. 5 Magnetic field made arbitrary by a strand of litz wire.

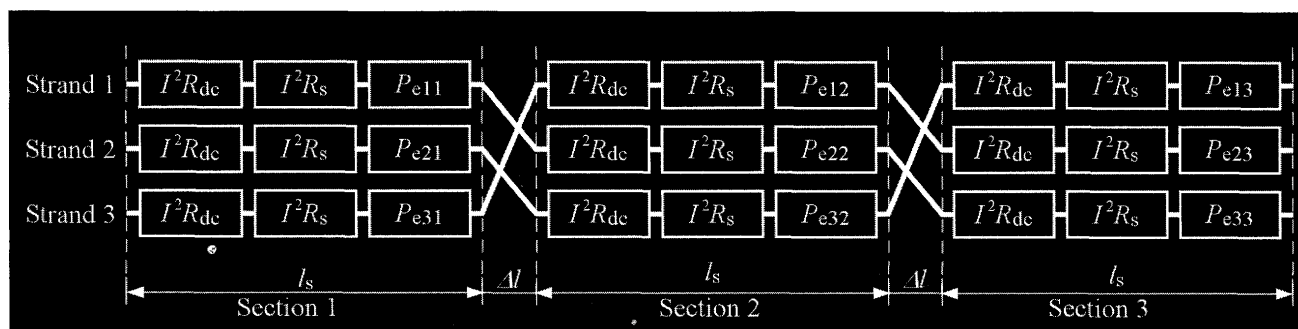


Fig. 6 Each loss of litz wire with three strands.

### 3.3 リッツ線の交流抵抗

Fig. 6 に素線数 3 本のリッツ線の各損失を示した。ここで、リッツ線は無限に長い 3 本の素線を均一に燃った構造であるとし、区間 1, 2, 3 の長さはすべて  $l_s$  とする。均一に燃られているリッツ線では、周期的に同一の燃り構造が現れ、同図はその 1 周期分 (燃りピッチ:  $3l_s$ ) を示してある。

そして、前述したようにリッツ線の交流抵抗を求める際には、以下の条件が成立しているものとする。

(a) リッツ線は均一に十分燃られており、各素線の抵抗とインダクタンスおよび流れる電流は等しい。

長さや材質および導体径ともに全て同じ素線を用いているために、直流抵抗  $R_{dc}$  と表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  は等しい。さらに、リッツ線の断面はどの場所においても同じ構造であるために、各区間の各素線は平行であるとする。次に、素線の位置が入れ替わる「燃り部」は、その区間の長さを  $\Delta l$  とした。ここで、 $\Delta l$  を微小区間とすると、リッツ線は区間 1, 2, 3 だけであると考えることができる。

さらに Fig. 6 において、区間 1, 2, 3 における各素線の渦電流損を  $P_e$  で表わしてある。例えば、 $P_{e11}$  は、区間 1 において素線 2 と素線 3 の作る磁界の和によって素線 1 に生ずる渦電流損である。上述の仮定から「リッツ線の任意の 1 区間で生ずる渦電流損の和 (例えば、 $P_{e11} + P_{e21} + P_{e31}$ )」と「リッツ線の任意の素線 1 本で生ずる燃りピッチ 1 周期分の渦電流損 (例えば、 $P_{e11} + P_{e22} + P_{e33}$ )」は等しい。

上述の素線数  $N = 3$  本を素線数  $N = 1500$  本に拡張する。本リッツ線の燃り部の燃りピッチは  $60 \text{ mm}$  と十分小さく、周期的に同一の燃り構造が現れる。LMW の近接効果に起因する抵抗  $R_p$  は式(22)を用いて次式となる。

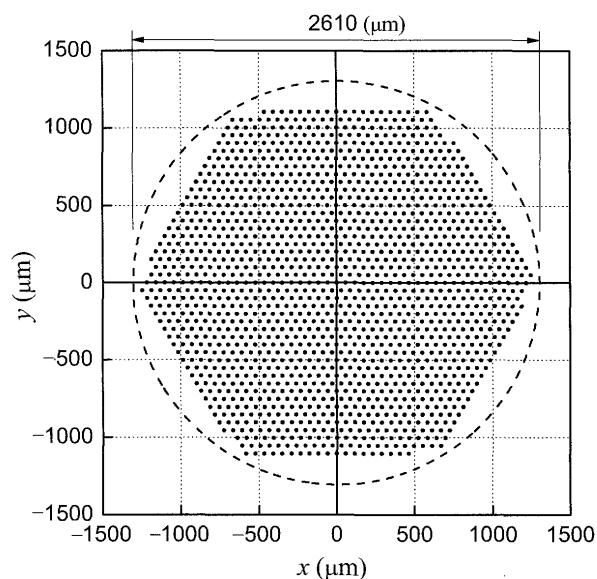


Fig. 7 Coordinate for theoretical calculation of resistance of litz wire.

$$R_p = \frac{P_p}{I^2} = \frac{\sum_{n=1}^N P_e(H_n)}{I^2} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (23)$$

リッツ線は各素線が並列に接続されているので、交流抵抗  $R$  は下式で表わされる。

$$R = \frac{R_{dc} + R_s + R_p}{N} \times l \quad (\Omega) \quad (24)$$

ここに、 $l$ : リッツ線の長さ(m)

リッツ線の交流抵抗  $R$  の導出過程をまとめると以下となる。

- 1)導線の物理的特性(比透磁率, 抵抗率, および周波数)の入力
- 2)各素線の中心座標の入力
- 3)直流抵抗  $R_{dc}$  の計算
- 4)表皮効果に起因する抵抗  $R_s$  の計算
- 5)各素線に作用する磁界  $H$  の計算

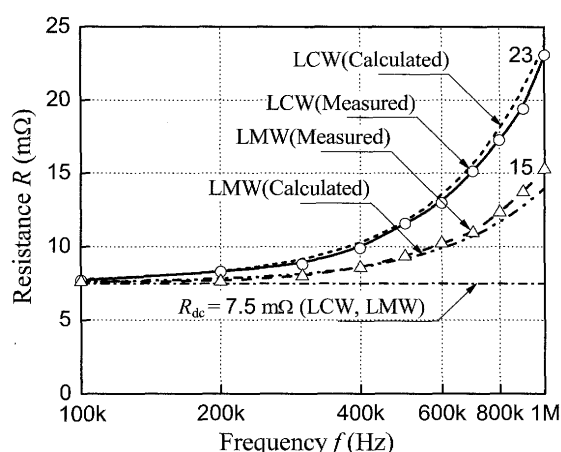


Fig. 8 Comparison with calculated and measured values of resistance of litz wire

( $l = 1.3$  m, Cu:  $\rho_1 = 1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ ,  $\mu_{r1} = 0.999991$ ,  
Fe:  $\rho_2 = 9.8 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ ,  $\mu_{r2} = 120$ ).

6)素線の近接効果に起因する損失  $P_e$  の計算

7)近接効果に起因する抵抗  $R_p$  の計算

8)交流抵抗  $R$  の計算

#### 4 リッツ線の交流抵抗

Fig. 7 にリッツ線の理論計算に用いた座標を示した。1500 本ある素線を、簡便に解析できるように対称かつ最密構造になるように並べた構造とした。

Fig. 8 にリッツ線の抵抗の計算値と実測値との比較を示した。ここで、解析に用いた Fe 薄膜の比透磁率  $\mu_{r2} = 120$  は、試料振動型磁力計を用いて求めた実測値である。素線数  $N = 1500$  本、長さ  $l = 1.3$  m のリッツ線の共振周波数は LCW, LMW とともに周波数  $f = 14$  MHz であり、周波数 1 MHz 以下の範囲においては共振の影響は無い。周波数  $f = 100$  kHz から 1 MHz の範囲において、抵抗の実測値と計算値との誤差は、LCW と LMW とともに  $\pm 10\%$  以内であった。周波数 1 MHz における LCW と LMW の抵抗は、それぞれ 23 mΩ と 15 mΩ であり、34% 低減した。

#### 5 あとがき

本論文で述べたことをまとめると以下ようになる。

##### 5.1 交流抵抗の理論式の導出

LMW の素線 1 本ごとを考慮した直流抵抗と表皮効果に起因する抵抗および近接効果に起因する抵抗の理論式をそれぞれ導出した。周波数  $f = 100$  kHz から 1 MHz の範囲において、抵抗の実測値と計算値との誤差は、

LCW と LMW とともに  $\pm 10\%$  以内であった。

##### 5.2 LMW の有用性

周波数 1 MHz における LCW と LMW の抵抗はそれぞれ 23 mΩ と 15 mΩ であり、リッツ線の素線に MPW を用いることにより交流抵抗が 34% 低減した。

#### 謝辞

本研究において東京特殊電線株式会社 植原 精作 執行役員、北沢 弘 氏に試作の協力を賜った。ここに感謝の意を表す次第である。

(2008 年 10 月 23 日受付, 2009 年 12 月 24 日受付)

#### 参考文献

- [1] Jesus Acero, Pablo J. Hernandez, Jose M. Burdio, Rafael Alonso, and Luis A. Barragan, Simple Resistance Calculation in Litz-Wire Planar Windings for Induction Cooking Appliances, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.41, No.4, pp.1280-1288, 2005.
- [2] 柴 健次, 糠谷 優之, 辻 敏夫, 越路 耕二, 人工心臓用 空心型経皮エネルギー伝送システム—体外情報による出力電圧の安定化制御—, 生体医工学, Vol.43, No.4, pp.670-676, 2005.
- [3] Yoshimura Shunichi, Yoshihara Sachio, Shirakashi Takashi, Sato Eiichi, Ishii Kiyoshi, Characteristics of high- $Q$  coils composed of Fe-plated Cu wire, *Magneto-Electronics International Symposium*, pp.485-487, 1994.
- [4] Tsutomu Mizuno, Shigemi Enoki, Toshiaki Hayashi, Takashi Asahina and Hiroki Shinagawa, Extending the Linearity Range of Eddy-Current Displacement Sensor With Magnetoplated Wire, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.43, No.2, pp.543-548, 2007.
- [5] 水野 勉, 鈴木 貴之, 朝比奈 孝, 野田 真裕, 榎木 茂実, 品川 宏樹, 植原 精作, 北沢 弘: 磁性めっき線を用いた導線内に生ずる渦電流損の低減, 電学論 A, Vol.127, No.10, pp.611-620, 2007.
- [6] G. H. Brown, C. N. Holyer, *Theory and application of ratio-frequency*, D. Van nostrand company, pp.4-21, 1947.
- [7] Robert A. Schill, Jr., General relation for the vector magnetics field of a circular current loop, a closer look, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.39, No.2, p.965, 2003.
- [8] J. Lammeraner, M. Stafl, *Eddy current*, Iliffe Book Ltd., pp.91-98, 1964.