

銅クラッドアルミ線の高周波抵抗の理論解析

国立大学法人 千葉大学 八代 健一郎¹
ケーブル・機器開発センター 上 滝 千 尋²
インフラ事業部門 新 元 孝³
応用電磁気研究室 官 寧⁴

Theoretical Analysis on AC Resistance of Copper Clad Aluminum Wires

K. Yashiro, C. Kamidaki, T. Shinmoto, and N. Guan

磁界の結合を利用するタイプの非接触給電装置は、その伝送効率が回路のQ値に依存するため高周波で抵抗の低いコイルが求められる。アルミニウム (Al) 線に銅 (Cu) を一様に被覆した銅クラッドアルミ (Copper Clad Aluminum, 以下CCAと記す) 線で巻回したコイルは、特定の周波数範囲で同じ形状のCu線コイルよりも低い高周波抵抗を示す。当社では、CCA線の表皮効果と近接効果を解析的に定式化し、高周波抵抗の数値解析を行った。得られた計算値は測定値とよい一致を見せた。また、CCA線コイルがCu線コイルより高周波抵抗の上昇が抑制される現象について解明した。

Wireless power transfer system using inductive coupling through a magnetic field requires low resistance coil at high frequency because its efficiency significantly influenced by its quality factor. Copper clad aluminum wire (CCA) is an aluminum wire coated by a thin copper (Cu) layer, and is used for winding wires. A CCA coil shows lower AC resistance than Cu one with the same dimension at high frequencies under certain circumstances. We formulated both the skin and proximity effects on CCA wires and analyzed numerically the AC resistance of the CCA-wound coils. The analysis has successfully explained the unusual phenomenon that CCA wires can suppress the AC resistance than Cu ones.

1. ま え が き

近年、電線を用いずに電磁気を利用して電力を伝送する、いわゆる非接触給電の技術が注目を集めている。当技術はスマートフォンやタブレットなどの小型電子機器だけでなく、大型家電や電気自動車への搭載も盛んに開発が進められている¹⁾。空間を介して電力を伝送する伝送効率は回路のQ値に依存するため、磁界の結合を利用するタイプの非接触給電装置においてコイルは重要な部品である²⁾。コイルのQ値は周波数に比例し、抵抗に反比例するため、可能な限り高い周波数で低い抵抗が求められる。しかし、高周波電流はコイルの周囲に高周波磁界をつくり、コイルを構成する導線の内部に渦電流を発生させるため、コイルの抵抗は周波数の上昇に従い増大してしまう。これを損失の発生源で区別して表皮効果および近接効果と呼ぶ。抵抗の上昇は電力伝送効率の低下のみでなく、発熱量の増大を招くのでできる限り抑制することが求められる。

銅クラッドアルミ (Copper Clad Aluminum, 以下CCAと記す) 線はアルミ (Al) 線に一様な薄い銅 (Cu) の層を被覆した電線であり、CuとAlの界面は強固な金属結合を形成している (図 1)。CCA線は主原料が資源豊富なAlで構成され、一般的に用いられるCu線よりも軽量であり、接続性・はんだ性がCu線と同等である³⁾。Alの導電率はCuよりも低いため、CCA線は通常Cu線よりも太い導体径で用いられる。しかしわれわれはCCA線コイルが、特定の条件下で同じ形状のCu線コイルよりも低い高周波抵抗を示すことを見出した⁴⁾。

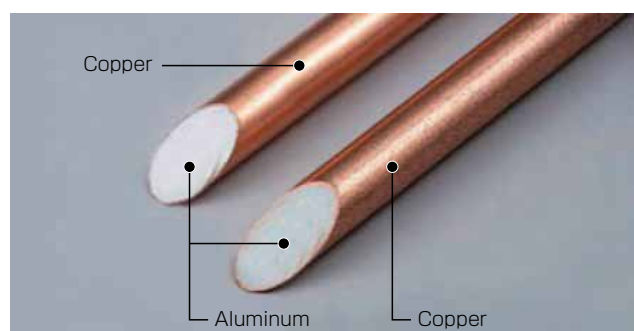


図1 CCA線

Fig. 1. Copper clad aluminum wires.

1 国立大学法人千葉大学大学院工学研究科 教授
2 メタルケーブル・機器開発部
3 インフラ事業部門統括付 (工学博士)
4 応用電磁気研究室フェロー室長 (工学博士)

略語・専門用語リスト

略語・専門用語	正式表記	説明
Q値	Quality factor	共振系において、一周期の間に蓄えられるエネルギーと系から散逸するエネルギーの比。コイルのQ値はインダクタンスと角周波数の積を抵抗で除して求める。
表皮効果	Skin effect	高周波電流が導体を流れるとき、電流が導体の表面に集中し、電流の流れる実効面積が小さくなり抵抗が上昇する現象。
近接効果	Proximity effect	近接した導体に流れる電流の作る高周波磁界が導体に侵入し、渦電流が生じて損失が発生する現象。

本論文では、CCA線の表皮効果と近接効果を解析的に定式化し、数値解析した結果からCCA線およびCu線コイルの高周波抵抗の比較を行った。その結果、CCA線は近接効果による損失がCu線よりも小さく、CCA線コイルはCu線コイルよりも周波数の上昇に対する高周波抵抗の増大が抑制されることを解明した。数値解析の結果は測定結果とよく一致し、高周波でCCA線コイルの高周波抵抗がCu線よりも低くなる現象が再現された。

2. 定式化

2.1 CCA線の表皮効果

CCA線を図2のように断面が円形で2層の異なる素材で構成される、 z 軸方向に一様に分布する導線としてモデル化し解析を行った。導線の内側から i ($i=1, 2$) 層目の直径、導電率、比透磁率をそれぞれ $2r_i$, σ_i , μ_i とし、時間因子を $e^{j\omega t}$ とする。電流 I を通電したとき、電界の z 成分 E_z は以下の方程式を満たす。

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - j\omega\mu_i\mu_0\sigma_i E_z = 0 \quad (1)$$

この方程式の解は、次式で表される。

$$E_z = \begin{cases} A_1 J_0(k_1 r) & (r \leq r_1) \\ A_2 J_0(k_2 r) + B_2 Y_0(k_2 r) & (r_1 < r \leq r_2) \end{cases} \quad (2)$$

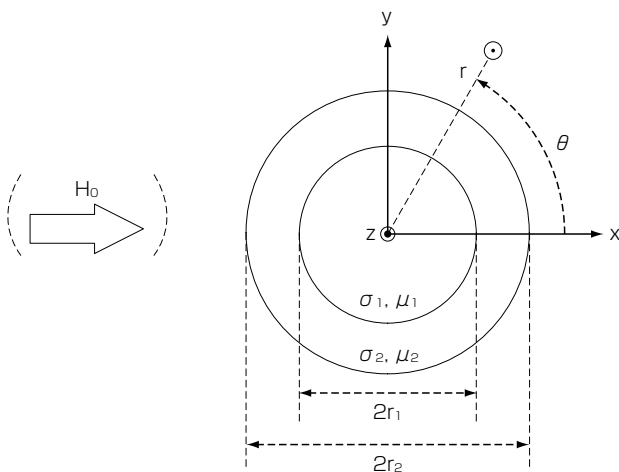


図2 CCA線の解析モデル
Fig. 2. Wire model for analysis.

ここに、 $k_i^2 = -j\omega\sigma_i\mu_i\mu_0$ であり、 J_ν , Y_ν はそれぞれ ν 次の Bessel 関数と Neumann 関数であり、 A_n , B_n は次式で表される境界条件から求められる定数である⁵⁾。

$$E_z|_{r=r_1^-} = E_z|_{r=r_1^+} \quad (3)$$

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial E_z}{\partial r} \Big|_{r=r_1^-} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial E_z}{\partial r} \Big|_{r=r_1^+} \quad (4)$$

ただし、考える波長は導線よりも十分に大きく、電磁波の放射の影響は無視できる準定常状態と仮定した。式(2)より、磁界の θ 成分 H_θ は次式で表される。

$$H_\theta = \begin{cases} -\frac{\sigma_1}{k_1} A_1 J_0(k_1 r) & (r \leq r_1) \\ -\frac{\sigma_2}{k_2} [A_2 J_0(k_2 r) + B_2 Y_0(k_2 r)] & (r_1 < r \leq r_2) \end{cases} \quad (5)$$

Ampère の法則より、導線に流れる電流 I は導線表面の磁界の線積分で与えられる。

$$I = \oint H_\theta|_{r=r_2} dl = \frac{2\pi\xi}{j\omega\mu_2\mu_0} [A_2 J_0'(\xi) + B_2 Y_0'(\xi)] \quad (6)$$

ここに、 $\xi = k_2 r_2$ である。式(6)から、導線周囲の電磁界はすべて I を含む関数として表される。

ここで、長さ l の導線内部における 1 周期あたりの電力損失平均 \bar{P}_s は、導線表面から導線内部に流れ込むパワーフローに等しい。

$$\begin{aligned} \bar{P}_s &= -\frac{1}{2} \oint E \times H^* \cdot dS \\ &= \frac{j\omega\mu_2\mu_0 l |I|^2}{4\pi\xi} \cdot \frac{A_2 J_0(\xi) + B_2 Y_0(\xi)}{A_2 J_0'(\xi) + B_2 Y_0'(\xi)} \end{aligned} \quad (7)$$

一方、抵抗 R 、インダクタンス L の導線に電流 I を通電したときの損失 \bar{P}_s は次式で表される。

$$\bar{P}_s = \frac{1}{2} (R + j\omega L) |I|^2 \quad (8)$$

式(7)、(8)より、導体に高周波電流を通電したとき単位長さあたりの高周波抵抗 R_s は次式で表される。

$$R_s = \Re \left[\frac{j\omega\mu_2\mu_0}{2\pi\xi} \cdot \frac{A_2J_0(\xi) + B_2Y_0(\xi)}{A_2J'_0(\xi) + B_2Y'_0(\xi)} \right] \quad (9)$$

ここに、 \Re は複素数の実部を表す。

2.2 CCA線の近接効果

図2のようにCCA線に x 軸方向から外部磁界 H_0 が作用したとき、磁気ポテンシャルの z 成分 A_z は次式で表される。

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \theta^2} + k_i^2 A_z = 0 \quad (10)$$

この方程式の解は、次式で表される。

$$A_z = \sin\theta \times \begin{cases} C_1 J_1(k_1 r) & (r \leq r_1) \\ C_2 J_1(k_2 r) + D_2 Y_1(k_2 r) & (r_1 < r \leq r_2) \\ C_3 r + D_3 r^{-1} & (r_2 < r) \end{cases} \quad (11)$$

ここに、 C_n 、 D_n は次式で表される境界条件から求められる定数である。

$$\mu_i A_z|_{r=r_i-} = \mu_{i+1} A_z|_{r=r_i+} \quad (i=1, 2) \quad (12)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial r} \Big|_{r=r_i-} = \frac{\partial A_z}{\partial r} \Big|_{r=r_i+} \quad (i=1, 2) \quad (13)$$

また、 $r \rightarrow \infty$ の極限で $A_z = H_0 r \sin\theta$ であることから、

$$C_3 = H_0 \quad (14)$$

である。式(10)、(13)より、導線周囲の電磁界は H_0 を含む関数として求められる。

長さ l の導線の外部磁界による電力損失平均 \bar{P}_p は、導線表面から導線内部に流れ込むパワーフローに等しい。

$$\begin{aligned} \bar{P}_p &= -\frac{1}{2} \oint E \times H^* \cdot dS \\ &= -\frac{2\pi l |\xi|^2 |H_0|^2}{\sigma_2} \cdot \frac{\xi XY^*}{|Z|^2} \end{aligned} \quad (15)$$

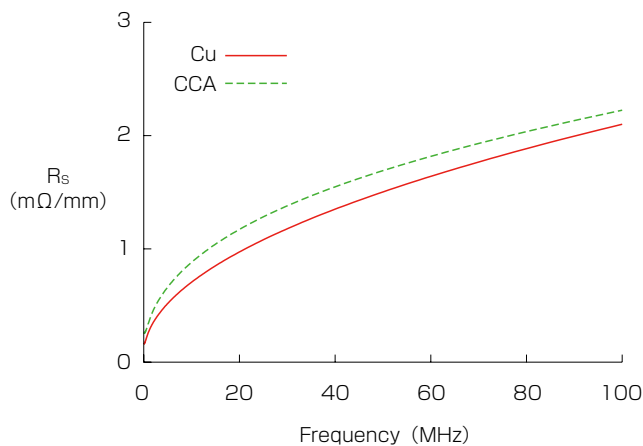


図3 R_s の計算値

Fig. 3. Calculated R_s in CCA and Cu wires.

ここに、

$$X = C_2 J_1(\xi) + D_2 Y_1(\xi)$$

$$Y = C_2 J'_1(\xi) + D_2 Y'_1(\xi)$$

$$Z = (\mu_2 - 1)X + \xi [C_2 J_0(\xi) + D_2 Y_0(\xi)] \quad (16)$$

である。 \bar{P}_p の実部は渦電流による損失を与える。

2.3 高周波抵抗の定式化

導線を巻いたコイルの場合、コイルに作用する磁界は導線に流れる電流自身によって作られるため、磁界大きさは電流の大きさに比例する。

$$|H_0| = a |I| \quad (17)$$

ここに、 a はコイルの構造に依存する形状因子である。形状因子 a を用いて高周波抵抗は次式で表される。

$$R_{ac} = R_s + a^2 D_p \quad (18)$$

ここに、 D_p は近接効果による単位長さあたりの損失であり、次式で表される。

$$D_p = -\frac{4\pi |\xi|^2}{\sigma_2} \cdot \Re \left(\xi \frac{XY^*}{|Z|^2} \right) \quad (19)$$

3. 数値計算

3.1 表皮効果

図3は直径が0.4 mmのCu線と5%CCA線(断面にシめる銅の割合が5%のCCA線)の表皮効果による高周波抵抗 R_s を計算した結果である。CuとAlの導電率はそれぞれ 5.8×10^7 、 3.3×10^7 S/mとした。CCA線の R_s は高い周波数でCu線に漸近するものの、100 MHzまでの全周波数でCu線よりも高い。図4はCu線の単位電流密度で正規化された500 kHzにおける導線内部の電流密度分布である。CCA線内部の電流密度は、導電率差のため $r = 0.195$ mmのAl層とCu層の界面で不連続に増減する。

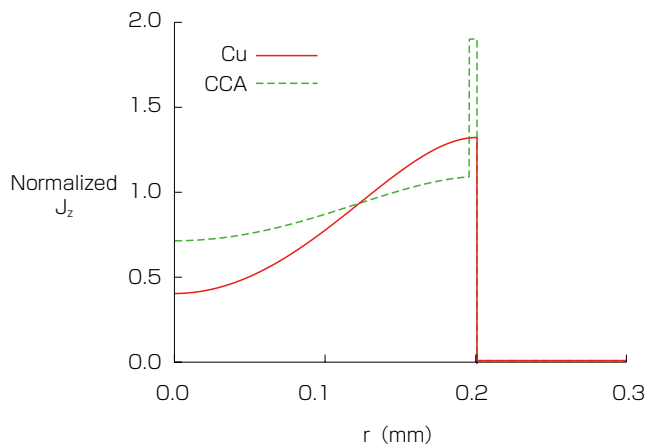


図4 導線内の電流密度分布 (500 kHz)

Fig. 4. Distribution of current density at 500 kHz.

図5は1 A, 500 kHzの電流を通電したときの導線内部の損失分布である。CCA線の電流密度はCu層で高くなるため、導電率の低いAl層に流れる電流密度は一般的なAl線の場合よりも低くなるが、導電率の差によって損失密度はすべての位置でCu線よりも大きい。そのため、すべての周波数でCCA線の R_s はCu線よりも小さくならない。

3.2 近接効果

図6は直径が0.4 mmのCu線と5%CCA線の近接効果による損失 D_p を計算した結果である。 D_p は周波数の上昇に従い増大する。また、420 kHz以下ではCCA線のほうが低く、420 kHz以上ではCCA線のほうが高い。

CCA線の D_p がCu線よりも低い理由は、以下のように説明される。図7, 8にx軸方向から1 A/mm, 100 kHzの高周波磁界を印加したときの、導線周囲におけるy軸上の磁界分布と渦電流損密度分布を計算した結果を示す。周波数が高いため、磁界は導線内部に侵入せず導線表面に集中する。CCA線はAl層の導電率が低くCu線よりも磁界が内部に侵入するので各所での磁界の時間変化が小さい。渦電流は磁界変化の大きさに比例するため、CCA線の渦電流損密度はCu線よりも小さい。しかし、

周波数がさらに上昇すると、磁界はほぼ導線表面に集中しCCA線の渦電流密度分布はCu線と同様になるので、導電率の低いCCA線の渦電流損はかえって増大する。図9には1 A/mm, 1 MHzの高周波磁界を印加したときの

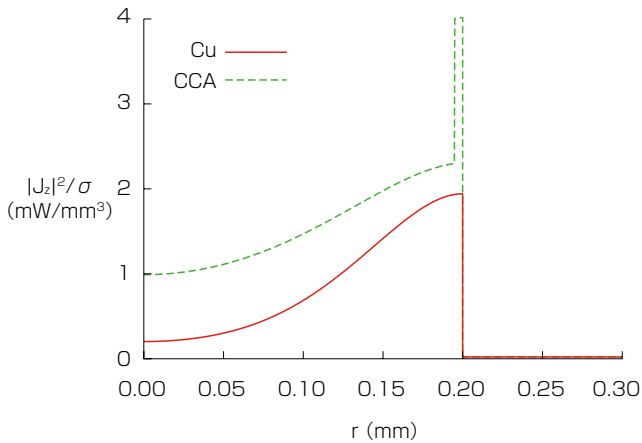


図5 導線内の損失密度分布 (500 kHz)
Fig. 5. Distribution of loss density at 500 kHz.

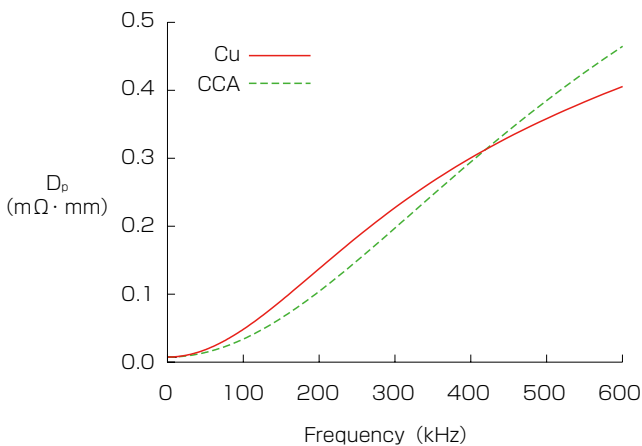


図6 D_p の計算値
Fig. 6. Calculated D_p in CCA and Cu wires.

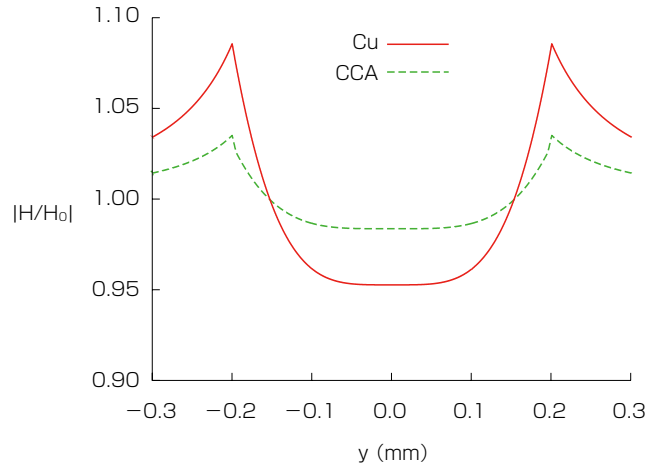


図7 導線付近の磁界分布 (100 kHz)
Fig. 7. Distribution of magnetic field at 100 kHz.

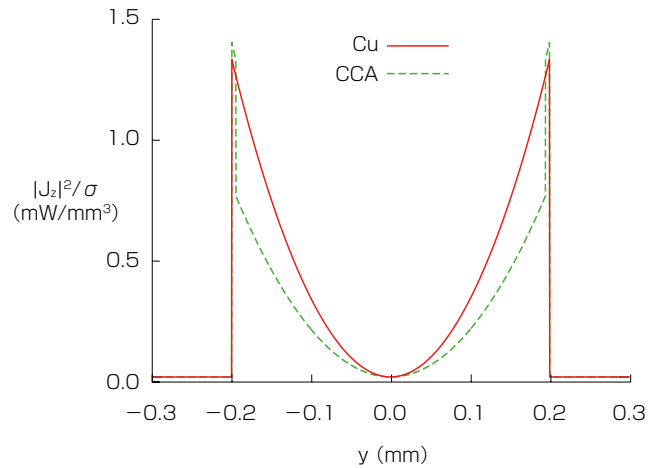


図8 導線内の渦電流損密度分布 (100 kHz)
Fig. 8. Distribution of eddy-current loss density at 100 kHz.

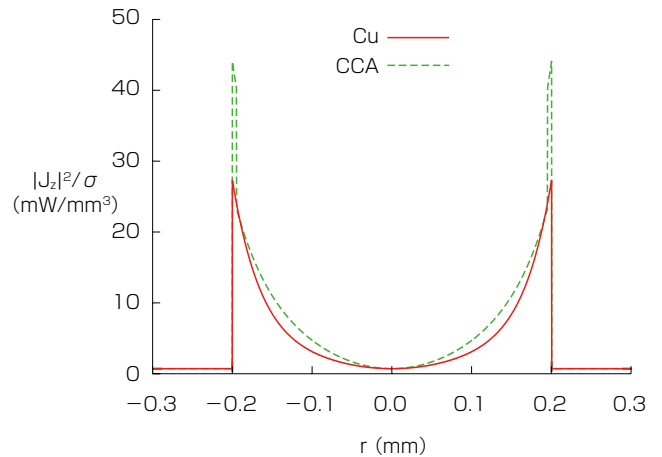


図9 導線内の渦電流損密度分布 (1 MHz)
Fig. 9. Distribution of eddy-current loss density at 1 MHz.

渦電流損密度分布を示した。CCA線の渦電流損密度がCu線よりも高いことが確認できる。

CCA線の近接効果損が低周波でCu線よりも小さく高周波で大きくなる現象について、さらに定性的に考察する。簡単のため、断面が円形の一様な材料で構成された導線を考える。この導線の近接効果損は式(19)を簡略化し次式で表される⁶⁾。

$$D_p = 4\pi\omega\mu a^2 f_{\text{prox}}(\zeta) \tag{20}$$

ここに、

$$f_{\text{prox}}(\zeta) = \frac{1}{\zeta} \frac{\text{ber}\zeta \cdot \text{ber}'\zeta \cdot \text{bei}\zeta \cdot \text{bei}'\zeta}{\text{ber}^2\zeta + \text{bei}^2\zeta} \tag{21}$$

$$\zeta = \sqrt{2} a / \delta = \sqrt{\omega\mu\sigma} a \tag{22}$$

であり、berとbeiはそれぞれ第一種、第二種のケルビン関数であり、 a 、 μ 、 σ はそれぞれ導線の半径、透磁率、導電率である。また、 $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu\sigma)}$ は表皮深さであり、変数 ζ は素線径で正規化した表皮深さである。図10、11に $a/\delta = 1$ または 10 として導線に磁界を印加したときの導線周囲の磁界分布を示した。 ζ が大きいほど磁界の偏りは強くなり、また ζ が一定ならば素線径で正規化した磁界分布は不変である。

関数 f_{prox} は ζ を変数とするから、断面が一様かつ円形のすべての導線に共通の関数である。また、関数 f_{prox} は

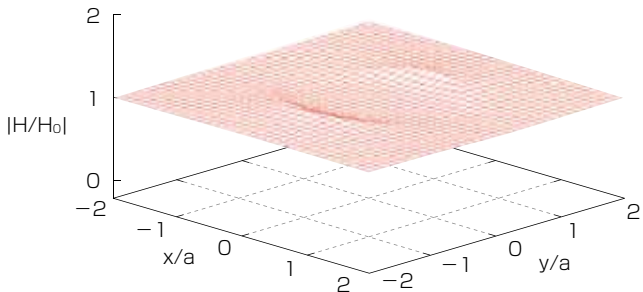


図10 外部磁界が印加されたときの導線周囲の磁界分布 ($a/\delta = 1$)

Fig. 10. Magnetic field distribution for $a/\delta = 1$ when external field is applied.

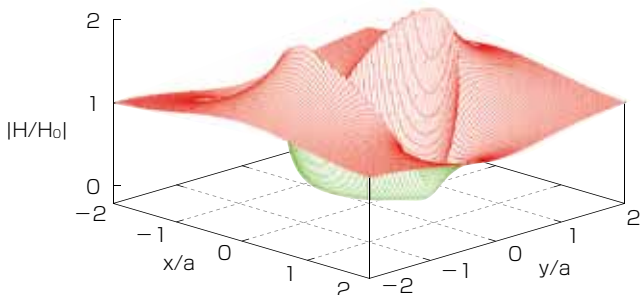


図11 外部磁界が印加されたときの導線周囲の磁界分布 ($a/\delta = 10$)

Fig. 11. Magnetic field distribution for $a/\delta = 10$ when external field is applied.

D_p の σ に依存する変数をまとめるので、 a 、 ω および μ を固定した D_p の σ 依存性を与える。図12に示すように、 f_{prox} は $\zeta < 2.5$ の範囲で増加関数であり、 $\zeta > 2.5$ の範囲で減少関数である。つまり、 $\zeta = 2.5$ を境界として a 、 μ 、 ω が小さい場合は導電率が高い程損失が大きく、大きい場合は導電率が低いほど損失が小さい。CCA線の近接効果損の振舞いは以上のような理由による。

3.3 コイルの高周波抵抗

図13に示す直径20mmのボビンに直径0.4mmのCu線と5%CCA線を14本束ねて80ターン巻回したコイルの高周波抵抗の測定値と計算値を図14に示した。用いた導線の長さはそれぞれ7.2mであり、波長に対して十分短い。形状因子 a は最小二乗法を用いた測定値と計算値のフィッティングから 11.8 mm^{-1} と求めた。測定値と計算値はよく一致し、CCA線コイルの高周波抵抗が15~350kHzの範囲でCu線コイルよりも小さくなる現象が再現された。60kHzにおけるCCA線の抵抗はCu線の69%であり、同径の導線を巻回したコイルでありながら30%以上の抵抗低減となった。

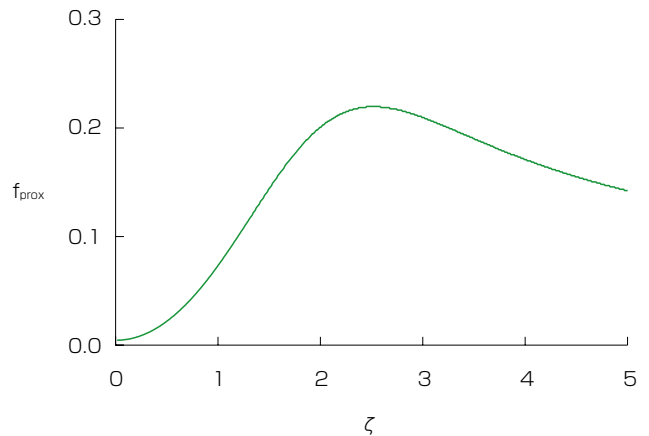


図12 関数 f_{prox}

Fig. 12. Function of proximity effect.



図13 CCA線コイル

Fig. 13. Coil wound by CCA wires.

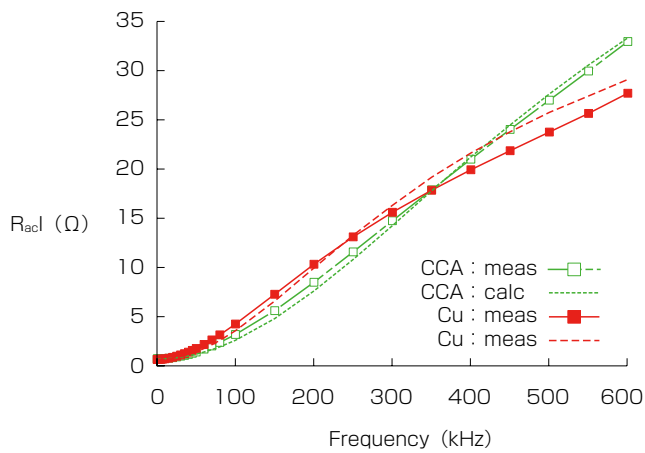


図14 高周波抵抗の比較
Fig. 14. Comparison of AC resistance.

4. む す び

本報告では、断面が円形で二層構造の導線の表皮効果と近接効果による高周波抵抗の数値解析を行った。また、低周波においてCCA線の渦電流損がCu線よりも小さい現象について、理論的な解明を行った。CCA線コイルの高周波抵抗がCu線コイルよりも低くなる現象を計

算と数値計算の両方で示した。高周波においてCCA線は軽量かつ低損失な導線として用いることができるため、特に移動体に搭載する非接触給電用の導線として有用である。

参 考 文 献

- 1) N. Shinohara : "Power without wires," IEEE Microw. Magazine, vol. 12, no.7 pp.S65-S73, 2011
- 2) 松木英敏 : 非接触電力伝送技術の最前線, シーエムシー出版, pp.1-7, 2009
- 3) C. R. Sullivan : "Aluminum windings and other strategies for high-frequency magnetics design in an era of high copper and energy costs," IEEE Trans. Power Electron., vol. 23, no. 4, pp. 2044-2051, 2008
- 4) N. Guan, et al. : "AC resistance of copper clad aluminum wires," IEICE Trans, on Commun., Vol. E96-B, No. 10, pp. 2462-2468, 2012
- 5) 竹山説三 : 電磁気学現象論, 丸善, 1964
- 6) J. A. Ferreira : "Improved analytical modeling of conductive losses in magnetic components," IEEE Trans. Power Electron., vol.9, no. 1, pp.127-131, 1994