## 電磁誘導を利用した電位差検出式表面割れ深さ評価法

- 理論的考察とプローブ開発 -

日大生産工 〇星川 洋, 小山 潔

1 はじめに

構造材料に表面割れが存在すると応力集中 のために破壊につながる恐れがあるから、安 全性を確保するために、表面割れが検出され た場合には、その深さを評価する非破壊検査 法が必要となる<sup>1)</sup>。近年は直接通電による電 位差法に代わって表面割れ深さの電磁誘導に よる電位差を利用した評価法の研究が行われ ている<sup>2-3)</sup>。本研究は電磁誘導を利用した電位 差法理論を解明し、割れ深さ評価精度の高い 電位差発生の現象を理論的に解明する共に 4-5)、従来のものよりも評価精度の高い電磁誘 導式4探針電位差プローブを提案する。

2 導体内の電界・渦電流・電位

導体内で原子から電子が離れると正と負の 電荷が発生し、電子が不足した領域には正電 荷が、過剰の領域には負電荷が現れる。正と 負の対となった分離による発生/中和による 消滅の外に、正および負の電荷が単独で発生/ 消滅することはない(電荷不滅の法則)。

クーロンの法則に則り正と負の電荷が中和 する力が働くから、導体内に発生した電荷は 瞬時に消滅する(電子の緩和時間~10<sup>-18</sup> s)。 したがって、電流が存在しない静電界では導 体内に電荷、電界、電位差は存在し得ない。 しかしながら、絶えず電荷を運ぶ導電電流が 存在する場合には、導体内に電荷、電界、電 位差が存在し得ない訳ではない。

電界は電荷に力を及ぼすものと定義され る。電荷相互間にはクーロン力が働くから, 電荷はその周囲に電界を発生する。二点間の 電位差は電界の力に抗して正の単位電荷を運 ぶに要する仕事として定義される。集積した 電荷は電位差を発生し,電位勾配は電界となる。一方,電界には磁束の時間的変化で電磁 誘導により発生する誘導電界も存在する。す なわち,電荷による電位勾配と磁束の時間的 変化による誘導電界との2種類の電界が存在 する。

導体内における流体のような電荷の玉突き 式移動で導電電流が流れる。一方,電荷の動 きを伴わずに,電界の時間的変化により真空 中や絶縁体内を流れる変位電流がある。電流 には電荷の移動による導電電流と電荷の移動 を伴わない変位電流との2種類があるが,変位 電流は導電電流に比べて桁違いに小さく,一 般に無視できる(導体を銅,周波数100kHzとす ると,変位電流/導電電流≈ 9.6×10<sup>-14</sup>)。

電荷保存の法則に従って導電電流が変化す る領域には電荷が集積する。導電電流が一様 であれば、運ばれた電荷の流れが滞ることは なく、導体内に電荷及び電位差が発生するこ とはない。導電電流が変化する領域では、電 荷の一部は滞留して集積分布する。集積した 電荷はクーロン力で互いに反発して電位勾配 を発生する。電荷分布は電流と電荷相互間の 反発力とに応じて自在に変化し、電位勾配は 自在に変化して電流の連続性を保つように新 たに電流を流す。

3 電位差発生の電磁気理論

交流磁束密度 **B** [Wb/m<sup>2</sup>] で電磁誘導により 誘導電界 **E** [V/m] が発生する。

$$abla \times E = -\partial B / \partial t$$
(1)
  
*B*は磁気ベクトルポテンシャル*A*[Wb/m]を
  
用いて次のように表せる。

Study on Potential Probe of Electromagnetic Surface Nondestructive Testing

Hiroshi HOSHIKAWA and Kiyoshi KOYAMA

$$B = \nabla \times A$$
 (2)  
式(1)と式(2)から次式が得られる。

$$\nabla \times E = \nabla \times (-\partial A/\partial t)$$
(3)  
電位を **d** [V] とすると ベクトル公式

$$\nabla \times \nabla \phi \equiv 0$$
 (4)  
により、式(3)からEは次式となる<sup>8)</sup>。

$$E = -\partial A / \partial t - \nabla \phi \tag{5}$$

式(5)の第一項は磁束の時間的変化による誘 導電界であり、第二項は集積した電荷による 電位勾配である。Eによって導電率 $\sigma$ [S/m] の試験体内部に発生する渦電流密度J[A/m<sup>2</sup>] は式(6)で与えられる。

 $J = \sigma \cdot E = \sigma(-\partial A/\partial t - \nabla \phi)$  (6) 式(6)から,渦電流の大きさと方向は誘導電界  $(-\partial A/\partial t)$ と電位勾配 $\nabla \phi$ のベクトル合成で ある。

励磁コイルにおける電流密度 $J_0$ とによって発生するAは式(7)で与えられる。

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V} \frac{J_0}{r} dV \tag{7}$$

ここで、Vは励磁コイルの体積、rは励磁コ イルの巻線からの距離、 $\mu$ は透磁率を表す。 式(7)から、Aは励磁コイルの近傍では巻線 とほぼ同じ方向のベクトルである。よって、 誘導電界 $(-\partial A/\partial t)$ は励磁コイルの巻線とほ ぼ同じ方向に渦電流を発生する。

渦電流は導電電流であり電荷を運ぶ。電荷 不滅の法則により電流が変化する部分では電 荷密度 *q* [C/m<sup>3</sup>]が変化し、次式が成り立つ。

$$\nabla \cdot J = -\partial a / \partial t \tag{8}$$

渦電流が一様であれば電荷は滞留することは ない。一方,渦電流が変化する領域では,運 ばれた電荷の一部は滞留する。電荷の分布は 渦電流の状況に対応して雲のように自在に変 化し,クーロン力は分布に依存して自在に変 化する。このように,自在に変化し得る電荷 の分布の変化に対応して電位勾配∇¢はあら ゆる方向成分を有することが可能なベクトル である。この結果,電位勾配が試験体におけ る割れのような不連続部において渦電流が連 続性を満足するために,不連続部を迂回して 渦電流を流す役割を果たしている。

渦流探傷で適用される数MHz以下の周波数 においては、 $\omega \epsilon$ 角周波数[rad/s],導体の 導電率を $\sigma$ ,誘電率を $\epsilon$ [F/m]とすると、変位 電流/導電電流= $\omega \epsilon / \sigma$ で、一般に導電電流 に対して変位電流は無視できる。一方、抵抗 率 $\rho$ [ $\Omega$ m]の試験体に渦電流Jが流れると、 オームの法則に則り電位降下の勾配 $\rho \cdot J$ が 発生する。ここで、 $\rho \ge \sigma$ には式(9)の関係 が成り立つ。

 $\rho = 1/\sigma$ 

式(6)と式(9)から,電位降下の勾配は次式で 与えられる。

 $\rho \cdot J = \rho \cdot \sigma E = -\partial A / \partial t - \nabla \phi$  (10) 式(10)から,渦電流は電位降下の勾配が誘導 電界と電位勾配の差に等しくなるように誘導 される。なお,電位勾配が存在しない場合 ( $\nabla \phi = 0$ )には $\rho \cdot J$ は( $-\partial A / \partial t$ )と等しい。

以上の現象を逆に考えると、電位勾配は誘 導電界と渦電流による電位降下の勾配 $\rho \cdot J$ の差により発生し、式(10)から式(11)が導か れる。

 $abla \phi = -\partial A/\partial t - \rho \cdot J$  (11) 式(11)は、試験体内の不連続部などにおいて 渦電流 J が小さくなると、( $-\partial A/\partial t$ )に比べて  $\rho \cdot J$  が小さくなり、電位勾配が発生する。試 験体内部に発生する電位差  $\Delta \phi$ は、電位勾配 の任意の経路に関する積分値として、式(12)

で与えられる。  $\Delta \phi = \int \nabla \phi \cdot d\ell = \int \{-\partial A/\partial t - \rho \cdot J\} d\ell$  (12) 式(12)によって任意の2点間に電位差が生ず ると,周囲のあらゆる点に電位勾配 $\nabla \phi$ を発 生し,式(5)に基づいてあらゆる点に渦電流を 発生させる。電位勾配は三次元空間の全ての 方向成分を有するので,電位勾配による渦電 流はあらゆる方向に発生する。以上のように, 割れのような不連続部においても渦電流の連 続性を満足させる役割を担っているのが電位 勾配である。

以上のようにして発生する交流電位は、変 圧器における二次巻線の端子電圧や交流電流 が流れているコンデンサの端子電圧として実 測できるものである。

なお,静電界の場合には導体内に電荷,電界, 電位が存在しない事実があるため,交流の場 合に於いても導体内に電位は発生することは ないと誤解し,電磁気学に関する市販の書籍 の中には「交流では電位は定義できない」や 「動的電磁界では電位に物理的イメージを付 与できない」と誤って記述されているものが ある<sup>6-7)</sup>ことは残念なことである。

## 4 有限要素解析結果

交流を流したコイルを導体板に近接させた 場合について、有限要素法により導体内にお ける渦電流と電位を求めた。変位電流が無視 できる低周波数としてMaxwellの方程式に基 づく支配方程式

(9)

$$\nabla \times (\mu^{-1} \cdot \nabla \times A) = J_0 + \sigma(-\partial A/\partial t - \nabla \phi) \qquad (13)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} (\partial \boldsymbol{A} / \partial t + \nabla \boldsymbol{\phi}) = 0 \tag{14}$$

にクーロンゲージ (∇·A=0) を適用し, A より解析した9-100。以下には次のような条件下 において求めた導体表面における渦電流と電 位の解析結果を示す。導体は厚さ1.5mmの黄銅 板( $\sigma = 1.3 \times 10^7$  S/m,  $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m)とし,ス リット状のキズは長さ15mm、幅0.5mm、深さ 1.2mmとした。周波数は導体厚さと標準浸透深 さの比が1.5となる9kHzとした。以下に示す渦 電流と電位はコイルの電流に対して90度進相 成分である。なお、この解析で得られた渦電 流と電位の結果を実験により直接確認するこ とはできないが,解析プログラムにより求め たコイルの起電力については種々の条件下に おいて実験値と良く一致すること確認してい る。

図1は矩形平面励磁コイルに比べて十分に 広い導体の上に配置された矩形平面コイルに よって平板上導体の表面に誘導される渦電流 を示している。励磁コイルからの交流磁束に よって誘導電界が発生し,渦電流は励磁コイ ルの巻線に沿って誘導される。しかし,導体 の中央に位置するスリット状キズの存在のた めに渦電流の流れが妨げられるため,キズの 近傍における渦電流はキズの長さ方向にも流 れていることが分かる。なお,渦電流は連続 でなけれがならないから,図1からは分から ないが,大部分の渦電流はキズの下に潜って 励磁コイルに沿って流れる。

図2は導体の表面に発生する電位を示して いる。誘導電界によって渦電流が妨げられる ことなく流れる位置において導体内に電荷が 集積することはないから,電位が発生するこ とはない。したがって,渦電流Jは誘導電界 だけで,渦電流Jは式(15)によって発生する。

 $J = \sigma(-\partial A/\partial t) \tag{15}$ 

この場合には,誘導電界と渦電流による電位 勾配とが等しく,

 $\nabla \phi = -\partial A / \partial t - \rho \cdot J = 0 \tag{16}$ 

となり、電位勾配 $\nabla \phi$ は発生しないのである。 一方、渦電流の流れが妨げられるキズの近傍 に於いて正と負の電位が発生することが分か る。Jが小さくなれば、誘導電界 $(-\partial A/\partial t)$ に 比べて電位降下の勾配 $\rho \cdot J$ が小さくなり、式 (11)から電位勾配 $\nabla \phi$ が発生する。すなわち、 渦電流は電荷を運ぶから、渦電流の流れが妨 げられるキズの部分において、電荷が過剰と なった状態である正電荷と、不足した状態で ある負電荷とが集積する。同じ極性の電 荷はクーロン力で互いに反発するから、集 積した電荷は電位としてエネルギーを蓄積す ることになる。

集積した電荷の分布に対応して電位 ¢ は位 置により変わり,電位勾配 ∇¢ として電界を 発生する。誘導電界は基本的に励磁コイルの 巻線の方向のベクトルであるのに対して,電 位勾配は電荷の分布に対応してあらゆる方向 の成分を持つことができるベクトルである。 このように,キズを避けた渦電流を発生する のは,電位勾配である。

以上のように、キズによって渦電流の流れ が妨げられるのは、磁気エネルギーが電気エ ネルギーに変換されることによって、キズの 近傍に電気エネルギーである電位が発生すれ るからである。キズに向って流れる渦電流が、 キズに近づくに従って小さくなるのは、キズ に近づくに従って電位勾配が大きくなり、誘 導電界を打ち消すためである。導体とキズと の境界面でキズに流れる電流が零となるの は、誘導電界が電位勾配によって完全に打ち 消されてしまうからである。

## 5 4探針電位差プローブ

従来の電磁誘導式電位差プローブは縦置励 磁コイルによってキズにより遮られるように 渦電流を誘導し、2探針を用いてキズを跨ぐ 方向の電位差を検出してキズ深さの評価を行 うものである。この方式のプローブでは渦電 流を誘導する励磁コイルからの磁束による誘 導を避けることができず、リフトオフ変化に よってプローブの指示値が変わるため信頼性 の高いキズ深さ評価は困難であった。

筆者らは励磁コイルからの直接的電磁誘導 の影響を受けないプローブを開発することを 目的として、キズの長さに沿った方向の電位 差を検出するプローブを発想した。さらに、 キズに対してプローブを配置するに際して, 僅かな位置の差異がプローブの指示値に大き な影響を与えることから, プローブ位置ずれ の影響が小さくなるプローブの構成を考え た。すなわち、図2から明らかなように、キ ズの近傍における電位はキズから離れるに従 って急激に減少する。したがって、キズに沿 った電位差を検出した場合には、キズに対す る探針の位置が僅かでも変化すると電位差プ ローブの指示値は変化することになる。プロ ーブ探針のキズに対する位置ずれによる影響 を小さくすることを目的として、図3に示す ように,矩形平面励磁コイルによって渦電流 を誘導し、キズ長さ方向に沿って発生した電 位差を2本の探針をペアで用いる4探針電位 差プローブを考案した。

## 6 おわりに

構造物のヘルスモニタリングの一方法とし て,構造体を構成する金属の表面割れの深さ 評価の精度を向上することを目的として,電 磁誘導式4探針電位差プローブの開発に取り 組んでいる。このプローブは励磁コイルから の直接的電磁誘導の影響を受けることなく, また割れに対する探針の位置ずれによる影響 が小さいので,従来の電位差プローブに比べ て精度の高い表面割れ深さ評価ができる。

今後は本方式の電位差プローブを製作して 実験を進め、種々の条件下に於いて表面割れ の深さとプローブの指示値との対応性を確認 するとともに、金属の材質に適したプローブ のサイズや試験周波数に関して調査を行い、 構造物の安全性の確保に寄与できるように努 めたい。

「参考文献」

- 浜田晴一,早川学,「火力発電設備に対す る電位差法の応用においける最近の進展, 非破壊検査,55巻9号,pp.473-477 (2006)
- 村山稔, 庄子哲雄, 渡辺豊, 佐藤康元, 「集 中誘導型交流電位差法による疲労損傷の非 破壊評価」, 日本機械学会論文集(A 編), 63 (609), pp. 1119-1125, (1997)
- 3)庄子哲雄,川原鉄士,栗野真和,佐藤康元:集 中誘導型交流電位差法によるSUS316FR鋼に おけるクリープ疲労損傷の非破壊計測・評 価,非破壊検査,48(12),pp.853-861, (1999)
- 4) H. Hoshikawa, K. Koyama, M. Maeda : Electric Potential in Eddy Current Testing, Review of Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 22A, pp375-382 (2003)
- 5) H. Hoshikawa, K. Koyama : Electric Potential Diverts Eddy Current away from Discontinuities, Materials Evaluation, Vol. 64, No. 8, pp809-814 (2006)
- 6) 原康夫, 「電磁気学 I」, 裳華房, p52, (2001)
- 7)守末利弥,「数値電磁気学のためのゲージ 理論」,森北出版, p7,(1996)
- 8) 熊谷信昭,「電磁理論」,コロナ社, p. 218, (1990)
- 9) 坪井始,内藤督:数値電磁界解析法の基礎, 養賢堂, p97, (1994)
- 10) 坪井始, 内藤督: 実践数值電磁界解析法, 養賢堂, p57, (1995)



 図1 矩形平面励磁コイルによる平板導体表 面における渦電流の分布 (表面キズが存在する場合)



図2 矩形平面励磁コイルによる平板導体表 面における電位の分布 (表面キズが存在する場合)



図3 電磁誘導式4探針電位差プローブ