

うず電流形センサにおける速度効果について

田中章雄*¹ 石田浩一*² 武平信夫*² 三木俊克*³

Speed Effect of Eddy Current Type Sensor

Akio TANAKA *¹, Kouichi ISHIDA *², Nobuo TAKEHIRA *²
and Toshikatsu MIKI *³

Abstract

The eddy current sensor is measurable in the noncontacting condition, and moreover, the response is rapid. It has wide application fields such as the non-destructive testing, displacement meter and vibration meter etc.. When a coil faces moving conductor, the coil impedance is influenced by speed effect. As the result, the eddy current sensor gives the different indication in the standstill and movement of the conductor. The automatic balanced circuit has been adopted as the countermeasure. In this paper, a sheet conductor is chosen as measuring object. Coil system is arranged on one side of conductor. Coil system configuration which can reduce the effect of the speed has been required theoretically. One of the solutions is proposed.

Key Words : Eddy Current Sensor, Coil System, Noncontact, Speed Effect.

1. まえがき

非接触状態で測定可能で、しかも応答の速い渦電流形センサは、非破壊検査をはじめ変位計、振動計などに広い応用分野を持つ。ところで、測定対象導体が運動中であれば、速度の影響を受けて導体中のうず電流分布に変化を生じる。その結果、センサは導体の静止時と移動時では異なった指示を与える。これを速度効果と称している。その対策として例えば、自動平衡回路⁽¹⁾を採用するなどしているが、速度効果そのものについては不明確な点が多い。先に、筆者らはこれに関連して、移動平板導体に相対したソレノイドコイルのインピーダンスについて報告⁽²⁾したが、速度効果の軽減に関する具体的な方法については示さなかった。

本論文では、測定対象として平板状の金属導体を選び、導体板の片側に励磁コイルと検出コイルを配置した起電力法について、コイル系をどのように配置すれば速度の影響を除去ないし軽減できるかを理論的に考察した。

2. コイル系の配置について

励磁コイルと検出コイルの配置としては図1(a)のように両コイルが同軸な場合と、図1(b)のように両コイルの軸が離れている場合が考えられる。本論文では、検出コイルを励磁コイルの周囲に回転させ、速度効果が最小となる位置を見出すことを目的としているので、同軸な場合は別論文に譲ることとし、図1(b)の配置を検討対象とする。

本論文に関連するうず電流速度計の解析⁽³⁾においては、励磁コイルと検出コイルの軸間を結ぶ線分は、導体の進行方向に平行であったが、ここでは任意の角度をとるものとする。

ところで検出コイルと鎖交する磁束には、励磁コイルから直接入る入射磁束⁽³⁾と、導体のうず電流による反射磁束⁽³⁾がある。入射磁束による起電力は、センサには不要信号であるから、その相殺方法について考える。

*¹ 宇部高専

*² 機械電気工学科

*³ 山口大学

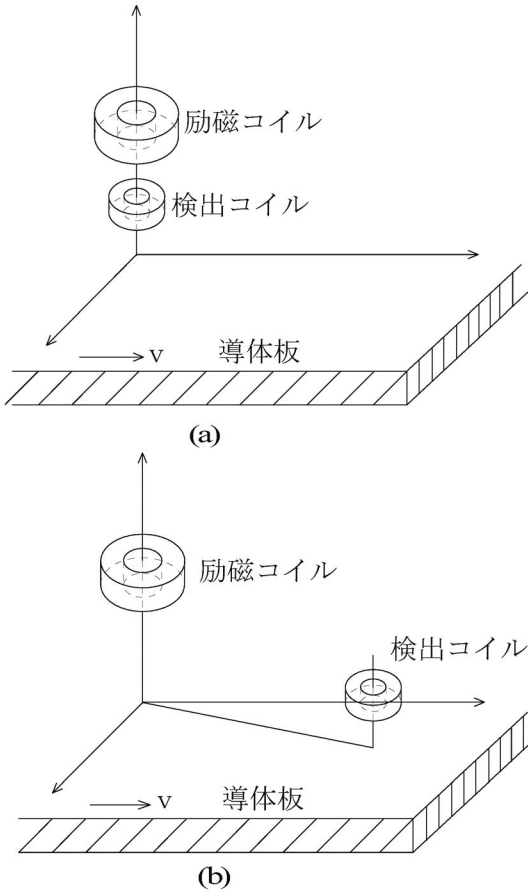


Fig.1 Coil system.

図2(a)は励磁コイル(0)の上下対称な位置に同形な二つの検出コイル(+1)と(+1)′を配置したものである。(+1)は導体に近接し、(+1)′は導体から十分離れている。(+1)には入射磁束による起電力と反射磁束による起電力が発生し、(+1)′には入射磁束による起電力のみが発生する。(+1)と(+1)′を差動接続しておけば、入射磁束による起電力は打ち消され、反射磁束による起電力のみを取り出すことができる。ところで、検出コイル(+1)′を導体板から十分離して配置した結果、励磁コイルと導体板との距離も大きくなり、反射磁束による検出コイル(+1)の起電力は小さくなる。その対策として図2(b)に示すように、同形な二組のコイル系を用意し、対象な位置に十分離して配置する。その後、差動接続すれば入射磁束による起電力を打ち消すことができ、一方、反射磁束も有効に利用できる。したがって、次章以下では図2(b)の励磁コイル(0)と検出コイル(+1)の配置を対象に解析する。

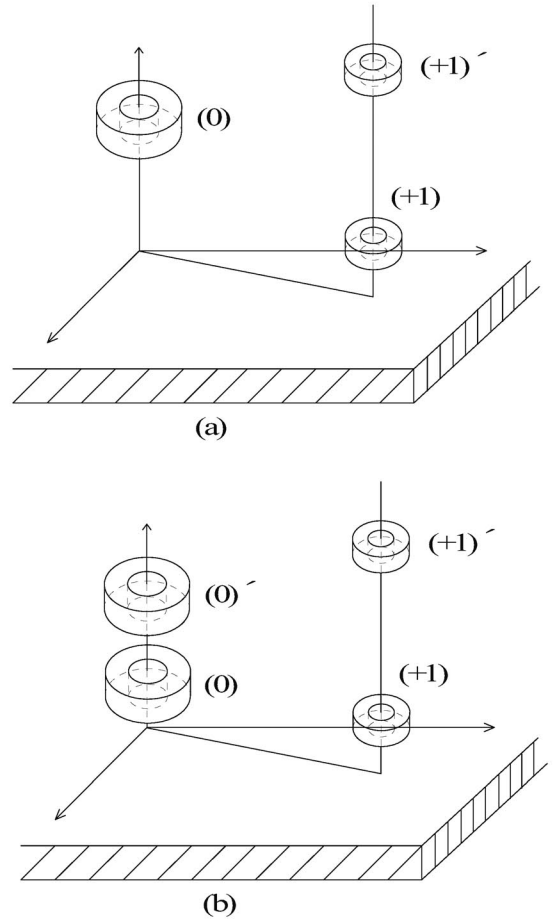


Fig.2 The differential connecting coil system.

3. 理論

まず励磁コイル、検出コイルが共に単巻の場合の誘導起電力を求め、それを拡張することにより両コイルが共に多層の場合の起電力を求める。

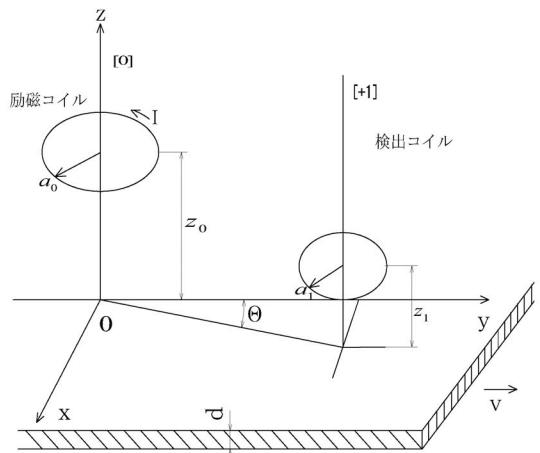


Fig.3 One turn coil system.

3.1 単巻コイルの誘導起電力

図3にコイル面が導体表面と平行な半径 a_0 の励磁コイル(0)と、半径 a_1 の検出コイル(+1)を示す。座標系として直角座標系を採用し x, y 軸を導体表面上にとる。導体の進行方向と平行に y 軸をとり、励磁コイルの中心軸は z 軸に一致させる。エアギャップは z である。また、検出コイルの軸は励磁コイルの軸と平行で、エアギャップは z_0 である。両コイル間の距離を c とし、両コイルの軸と導体表面との交点による線分と y 軸とのなす角を Θ とする。導体は導電率 σ 、透磁率 μ 、厚さ d の平板状導体で、 y 方向へ速度 v で移動しているものとする。前述の通り、ここでは反射磁束を考察対象とする。励磁コイルに電流を流したとき、うず電流による反射磁束密度の z 成分は次式となる⁽³⁾。

$$B_{rz} = -\frac{\mu_0 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) e^{-(z_0+z_1)\zeta} \times \lambda e^{-j\zeta(x\cos\varphi+y\sin\varphi)} d\varphi d\zeta \quad (1)$$

ただし、

$$\lambda = \frac{\left(\frac{\gamma-\mu}{\zeta} \frac{\mu_0}{\mu}\right) \left(\frac{\zeta+\mu_0}{\gamma+\mu}\right) + \left(\frac{\gamma+\mu}{\zeta} \frac{\mu_0}{\mu}\right) \left(\frac{\zeta-\mu_0}{\gamma-\mu}\right) e^{-2\mu d}}{\left(\frac{\gamma+\mu}{\zeta} \frac{\mu_0}{\mu}\right) \left(\frac{\zeta+\mu_0}{\gamma+\mu}\right) + \left(\frac{\gamma-\mu}{\zeta} \frac{\mu_0}{\mu}\right) \left(\frac{\zeta-\mu_0}{\gamma-\mu}\right) e^{-2\mu d}} \quad (2)$$

$$\gamma = \sqrt{\zeta^2 - j\sigma\mu\nu\zeta \sin\varphi + j\omega\sigma\mu} \quad (3)$$

ここで、 μ_0 : 真空の透磁率、 ω : 励磁電流角周波数、 (φ, ξ) : 積分変数、 $J_1(a_0\zeta)$: ベッセル関数、 j : 虚数単位 ($=\sqrt{-1}$)。

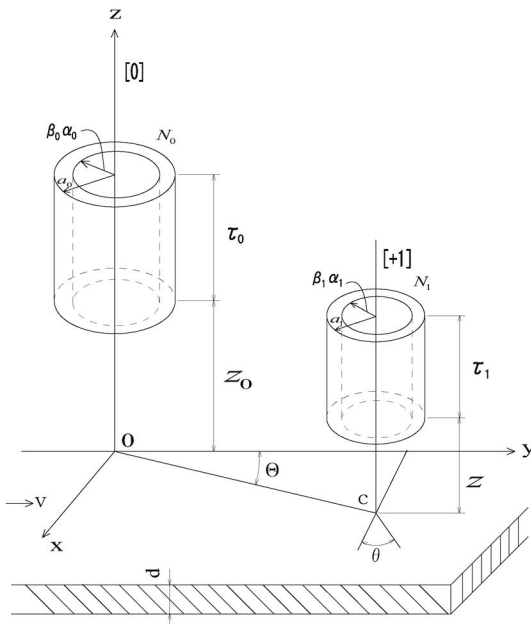


Fig.4 Multi-layer coil system.

解析に当たっての仮定は文献(3)と同一であるから参照されたい。(1)式を用いると検出コイルと鎖交する磁束は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Phi_r &= \int_0^{2\pi} \int_0^{a_1} B_{rz} \Big|_{z=z_1} r dr d\theta \\ &= -\frac{\mu_0 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) e^{-(z_1+z)\zeta} \lambda \\ &\quad \times \int_0^{a_1} \int_0^{2\pi} r e^{-j\zeta\{(r\cos\theta+c\sin\Theta)\cos\varphi+(r\sin\theta+c\cos\Theta)\sin\varphi\}} \\ &\quad \times dr d\theta d\varphi d\zeta \\ &= -\frac{\mu_0 a_0 a_1 I}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \\ &\quad \times e^{-(z_1+z_0)\zeta} \lambda e^{-j\zeta \sin(\Theta+\varphi)} d\varphi d\zeta \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式において、積分する際に $x = r\cos\theta + c\sin\Theta$ 、 $y = r\sin\theta + c\cos\Theta$ なる座標変換を施している。これより検出コイルの誘導起電力は

$$\begin{aligned} E &= -\frac{\partial \Phi_r}{\partial t} \\ &= \frac{j\omega\mu_0 a_0 a_1 I}{2} \\ &\quad \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) e^{-(z_0+z_1)\zeta} \\ &\quad \times \lambda e^{-j\zeta \sin(\Theta+\varphi)} d\varphi d\zeta \end{aligned} \quad (5)$$

となる。

3.2 多層コイル系の誘導起電力

図4の励磁コイル(0)と検出コイル(+1)は共に多層ソレノイドコイルであり、その巻数および長さとはそれぞれ N_0, N_1, τ_0, τ_1 、外半径、内半径をそれぞれ $a_0, \beta_0 a_0, a_1, \beta_1 a_1$ とする。

検出コイルの誘導起電力は(5)式をコイルの長さ方向、半径方向に積分して得られ次式となる。

$$\begin{aligned} E &= \frac{j\omega\mu_0 N_0 N_1 I}{2a_0 a_1 \tau_0 \tau_1 (1-\beta_0)(1-\beta_1)} \\ &\quad \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[\int_{\beta_0 a_0}^{a_0} R J_1(R\zeta) dR \right] \left[\int_{\beta_1 a_1}^{a_1} R J_1(R\zeta) dR \right] \\ &\quad \times \left[\int_{z_0}^{z_0+\tau_0} e^{-z\zeta} dz \right] \left[\int_{z_1}^{z_1+\tau_1} e^{-z\zeta} dz \right] \\ &\quad \times \lambda e^{-j\zeta \sin(\Theta+\varphi)} d\varphi d\zeta \\ &= \frac{j\omega\mu_0 N_0 N_1 I}{2a_0 a_1 \tau_0 \tau_1 (1-\beta_0)(1-\beta_1)} \\ &\quad \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S(a_0, \beta_0) S(a_1, \beta_1)}{\zeta^6} e^{-(z_0+z_1)\zeta} \\ &\quad \times (1-e^{-\tau_0\zeta})(1-e^{-\tau_1\zeta}) \lambda e^{-j\zeta \sin(\Theta+\varphi)} d\varphi d\zeta \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、

$$S(a, \beta) = \int_{\beta a \zeta}^{a \zeta} x J_1(x) dx \quad (7)$$

4. 規準化及び正規化

特性を統一的に扱うために、求めた誘導起電力を規格化し、しかるのちに、適当な起電力を選び正規化を行う。

4.1 起電力の規格化

文献(4)と同様に励磁コイルの平均半径 $a_m = a_0(1 + \beta_0)/2$ で規格化を実行する。 a_m によりコイルならびに導体寸法は規格化されて $a_{0m} = a_0/a_m, a_{1m} = a_1/a_m, \tau_{0m} = \tau_0/a_m, \tau_{1m} = \tau_1/a_m, z_{0m} = z_0/a_m, z_{1m} = z_1/a_m, d_m = d/a_m, c_m = c/a_m$ となる。さらに $a_m \zeta = \zeta_m$ とおくと $d\zeta = d\zeta_m/a_m$ であるから、多層コイル系の起電力を表わす(6)式は次式となる。

$$E = \frac{j\omega\mu_0 N_0 N_1 I a_m}{2a_{0m} a_{1m} \tau_{0m} \tau_{1m} (1 - \beta_0)(1 - \beta_1)} \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_m(\beta_0) S_m(\beta_1)}{\zeta_m^6} \times e^{-j(z_{0m} + z_{1m})\zeta_m} (1 - e^{-\tau_{0m}\zeta_m}) (1 - e^{-\tau_{1m}\zeta_m}) \times \lambda_m e^{-j c_m \zeta_m \sin(\Theta + \varphi)} d\varphi d\zeta_m \quad (8)$$

ただし、

$$S_m(\beta) = \int_{2\beta\zeta_m/(1+\beta)}^{2\zeta_m/(1+\beta)} x J_1(x) dx \quad (9)$$

$$\lambda_m = \frac{\left(\frac{\gamma_m}{\zeta_m} - \frac{\mu}{\mu_0}\right) \left(\frac{\zeta_m}{\gamma_m} + \frac{\mu_0}{\mu}\right) + \left(\frac{\gamma_m}{\zeta_m} + \frac{\mu}{\mu_0}\right) \left(\frac{\zeta_m}{\gamma_m} - \frac{\mu_0}{\mu}\right)}{\left(\frac{\gamma_m}{\zeta_m} + \frac{\mu}{\mu_0}\right) \left(\frac{\zeta_m}{\gamma_m} + \frac{\mu_0}{\mu}\right) + \left(\frac{\gamma_m}{\zeta_m} - \frac{\mu}{\mu_0}\right) \left(\frac{\zeta_m}{\gamma_m} - \frac{\mu_0}{\mu}\right)} e^{-2\gamma_m d_m} \quad (10)$$

$$\gamma_m = \sqrt{\zeta_m^2 - j\frac{2}{\pi}\mu_s \frac{v}{v_c} \zeta_m \sin\varphi + j\frac{f}{f_c}\mu_s} = \sqrt{\zeta_m^2 - j\frac{2}{\pi}\mu_s V \zeta_m \sin\varphi + jF\mu_s} \quad (11)$$

(11)式における f_c, v_c はそれぞれ特性周波数、特性速度であり、 F, V は規準化周波数、規準化速度を表わす。 f_c, v_c, F, V はそれぞれ次式で与えられる。

$$f_c = 1/2\pi\sigma\mu_0 a_m^2 \quad (12)$$

$$v_c = 2/\pi\sigma\mu_0 a_m \quad (13)$$

$$F = f/f_c \quad (14)$$

$$V = v/v_c \quad (15)$$

4.2 入射波による起電力

反射磁束による起電力を正規化するに当たって、どのような量を用いるべきかは慎重に考慮されね

ばならない。ここでは、速度に無関係な入射磁束による起電力により正規化を行うこととし、まず、その起電力を求める。この起電力の計算は平行な軸をもつ二つの多層ソレノイド間の相互インダクタンスを求める問題に帰着し、以前から計算が進められている⁽⁵⁾。著者らによってもこの問題は試みられており、その結果⁽⁴⁾に次に示す。

$$E_0 = -\frac{j\omega\pi\mu_0 N_0 N_1 I}{\tau_0 \tau_1 a_0 a_1 (1 - \beta_0)(1 - \beta_1)} \times \int_0^\infty \frac{S(a_0, \beta_0) S(a_1, \beta_1)}{\zeta^6} J_0(c\zeta) \times e^{-(z_0 + z_1)\zeta} (e^{-\tau_0 \zeta} - 1)(e^{-\tau_1 \zeta} - 1) d\zeta \quad (16)$$

これを反射波の場合と同様に規格化して次式を得る。

$$E_0 = -\frac{j\omega\pi\mu_0 N_0 N_1 I a_m}{a_{0m} a_{1m} \tau_{0m} \tau_{1m} (1 - \beta_0)(1 - \beta_1)} \times \int_0^\infty \frac{S_m(\beta_0) S_m(\beta_1)}{\zeta_m^6} J_0(c_m \zeta_m) \times e^{-(z_{0m} + z_{1m})\zeta_m} (e^{-\tau_{0m}\zeta_m} - 1)(e^{-\tau_{1m}\zeta_m} - 1) d\zeta_m \quad (17)$$

4.3 正規化起電力

反射波による起電力を表わす(7)式を、入射波による起電力(17)式により規格化し、正規化起電力を求める次式を得る。

$$E_m = \frac{E}{E_0} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_m(\beta_0) S_m(\beta_1)}{\zeta_m^6} * \frac{e^{-(z_{0m} + z_{1m})\zeta_m} (1 - e^{-\tau_{0m}\zeta_m})(1 - e^{-\tau_{1m}\zeta_m})}{e^{-(z_{0m} + z_{1m})\zeta_m} (1 - e^{-\tau_{0m}\zeta_m})(1 - e^{-\tau_{1m}\zeta_m})} * \lambda_m e^{-j c_m \zeta_m \sin(\Theta + \varphi)} d\varphi d\zeta_m}{d\zeta_m} \quad (18)$$

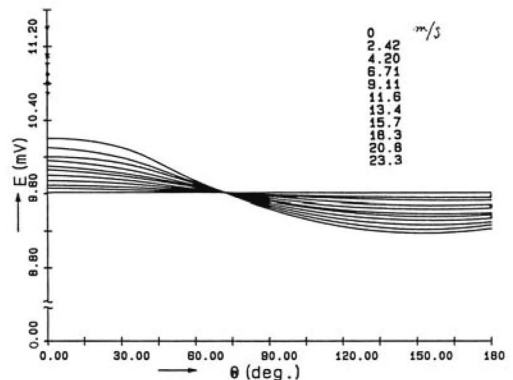


Fig.5 Calculation example(parameter:speed)

5. 計算例

本稿では解析に主眼を置いたが計算例を示してみよう。励磁コイルを固定して検出コイルをその回りに配置して導体板の速度を変化させたものが図5である。付近に配置すれば速度の影響をほとんど受けず速度効果が無視できることがわかる。

6. むすび

今後の課題として、各種の対象導体に対して検討し、実験的検証も行う予定である。

終わりに日頃御指導賜る徳山高専、宇部高専、山口大学の教官各位に深謝する。

文 献

- 1) 日本非破壊検査協会編：非破壊検査便覧，p. 662(昭 53)日刊工業
- 2) 武平，田中：移動平板導体に相対したソレノイドコイルのインピーダンス変化，電学論 A，103, pp. 233-240 (昭 58-5)
- 3) 武平，田中，戸田：うず電流を利用した速度計の解析，電学論 A，97, pp. 457-464 (昭 52-9)
- 4) 武平，田中 移動平板導体に対するフォーク形コイルの特性解析，電学論 A，101, pp. 551-558 (昭 56-11)
- 5) 例えば F. W. Grover : Inductance Calculations, Working Formulas and Tables, p. 228 (1962) Dover, New York

(2003. 9. 5 受理)