うず電流を利用した透過形速度計の解析

正員 武平信夫 (徳山工専)

正員 田中章雄 (宇部工専)

1. ま え が き

移動平板の速度を非接触状態で測定することは、各分野において重視されている。平板が導電性であればうず電流を利用した方法が期待でき、既に幾つかの報告⁽¹⁾⁽²⁾がなされている。筆者らも、うず電流による反射磁束を検出する方法を発表した⁽³⁾。その際に採用した測定方法では、励磁コイルと検出コイルからなるコイル系を導体の片側に配置するため、本質的に導体板とコイルとの距離の変動による影響(リフト・オフ効果⁽⁴⁾)を受ける。リフト・オフ効果としては、コイル系を配置する際のコイルと導体との相対的な位置変化による静的な場合、および測定時における導体板の振動による動的な場合が考えられる。実用化にあたっては、この不要信号の除去が重要で、その対策も提案されており⁽⁵⁾⁽⁶⁾、今後検討が重ねられるであろう。

さて、筆者らがさきに提案した透過形⁽⁷⁾は、平板導体を励磁コイルと検出コイルではさんで配置した構成からなる。検出コイルは、透過磁束を検出することから透過形速度計と呼ぶ。この配置では検出コイルの誘導起電力は導体の位置に無関係となることが判明した。すなわち、導体板の静的なリフト・オフ変化に対して不要信号が発生しない。このことは、動的なリフト・オフ変化に対しても多少なりとも軽減効果があることを示唆している。

本論文では、まず励磁コイルによる透過磁束密度を

理論解析によって求め実験と対比した。次に出力電圧を求めた後、速度計を試作して実験を行ない、さきの静的なリフト・オフ変化に対する効果を確認している。本論文の主眼はリフト・オフ効果の抑制にあるが、計算によってその他の特性についても検討している。

2. 測定原理

第1図に示すように、導体板をはさんで励磁コイルと検出コイルを置き、両コイルを導体表面と平行に、また導体の移動方向と平行に配置する。励磁コイルに交流電流を流すと、発生した磁束の一部は導体板に誘導されたうず電流によって反射し、ほかは透過磁束⁽⁸⁾となる。この透過磁束は移動速度に応じて変化するから、検出コイルに誘導する起電力から速度を知ることができる。

従って、検出コイルが1個あれば速度測定は可能である。しかし、コイル1個では速度零の場合にも起電力を発生して望ましくない。そこで第1図のように検出コイルを2個用意し、差動接続することによってこの問題の解決を図っている。

第1図 測定原理

Fig. 1. Principle of measurement.

Analysis of a Transmitted Type Speed-Meter Utilizing Eddy Current Effect. By Nobuo Takehira, Member (Department of Mechanical and Electrical Engineering, Tokuyama Technical College) & Akio Tanaka, Member (Department of Electrical Engineering, Ube Technical College).

武平信夫：正員，徳山工業高等専門学校機械電気工学科
田中章雄：正員，宇部工業高等専門学校電気工学科

3. 誘導起電力の解析

ここでは、マクスウェルの方程式から、励磁コイルに相対した2層の移動導体中における磁束密度を求める。2層目の導体の導電率を零、透磁率を μ_0 とおけば、第1層を透過する磁束密度 $\mathbf{B}$ が得られる。この $\mathbf{B}$ が検出コイル鎖交することによって、速度に応じた起電力が発生する。なお、解くべき基本方程式およびフーリエ変換による解、適用すべき境界条件などは前回の論文⁽³⁾と同様であるが、要点だけ再掲する。

解析にあたっての仮定を次に示す。

(i) 移動導体は無限に広い平面をもち、等方性金属平板とする。

(ii) 励磁コイルは単巻で、その線径は非常に小さく、角周波数 ω の交流電流 I (実効値) が導線の中心に集中して流れているものとする。

(iii) 移動導体の速度 v は光速に比べて十分小さく、一定方向に等速度で移動しているものとする。

(iv) 透磁率 μ 、導電率 σ は一定である。

ここで、第2図のような励磁コイルと移動導体の解析モデルを考え、静止した直交座標系の z 軸をコイルの中心軸に、導体表面を $z=0$ 平面に一致させた。またコイルの半径を a_0 、コイルと導体間のエアギャップを z_0 とし、導体の移動方向を y 軸に定める。座標空間を四つの領域に分けて解析する。

〈3・1〉 各領域のフーリエ変換 領域 $[-1]$, $[0]$ はそれぞれ $z > z_0$, $0 < z < z_0$ の空間で、導電率零、透磁率 μ_0 である。ここでは励磁電流による入射磁束密度 $\mathbf{B}_i$ と、うず電流による反射磁束密度 $\mathbf{B}_r$ とが存在する。入射磁束密度のフーリエ変換による解を各成分ごとに示すと次式となる。

$$b_{ix} = -j\mu_0\pi a_0 I \cos\varphi J_1(a_0\zeta) e^{(z-z_0)\zeta} \quad (1)$$

$$b_{iy} = -j\mu_0\pi a_0 I \sin\varphi J_1(a_0\zeta) e^{(z-z_0)\zeta} \quad (2)$$

$$b_{iz} = \mu_0\pi a_0 I J_1(a_0\zeta) e^{(z-z_0)\zeta} \quad (3)$$

第2図 解析モデル

Fig. 2. Analytical model.

ただし、 φ, ζ はフーリエ変換に伴う変数、 $J_1(a_0\zeta)$ は第1種第一次ベッセル関数である。

同様に反射磁束密度については次式が得られる。

$$b_{rx} = D_{rx} e^{-\zeta z} \quad (4)$$

$$b_{ry} = D_{ry} e^{-\zeta z} \quad (5)$$

$$b_{rz} = D_{rz} e^{-\zeta z} \quad (6)$$

領域 $[1]$ は、 $-d < z < 0$ で、透磁率 μ_1 、導電率 σ_1 、厚さ d の導体板である。

磁束密度は次式となる。

$$b_{1x} = C_{1x} e^{\gamma_1 z} + D_{1x} e^{-\gamma_1 z} \quad (7)$$

$$b_{1y} = C_{1y} e^{\gamma_1 z} + D_{1y} e^{-\gamma_1 z} \quad (8)$$

$$b_{1z} = C_{1z} e^{\gamma_1 z} + D_{1z} e^{-\gamma_1 z} \quad (9)$$

ただし、

$$\gamma_1 = \sqrt{\zeta^2 - j\sigma_1\mu_1 v \zeta \sin\varphi + j\omega\sigma_1\mu_1} \quad (10)$$

領域 $[2]$ は、 $z < -d$ で透磁率 μ_2 、導電率 σ_2 の無限厚の導体板である。

磁束密度は次式となる。

$$b_{2x} = C_{2x} e^{\gamma_2 z} \quad (11)$$

$$b_{2y} = C_{2y} e^{\gamma_2 z} \quad (12)$$

$$b_{2z} = C_{2z} e^{\gamma_2 z} \quad (13)$$

ただし、

$$\gamma_2 = \sqrt{\zeta^2 - j\sigma_2\mu_2 v \zeta \sin\varphi + j\omega\sigma_2\mu_2} \quad (14)$$

(4)~(13)式の係数 C, D は境界条件などで定まるものである。

〈3・2〉 境界条件および条件式 (4)~(13)式における係数 C, D を決定するに必要な関係式は、境界条件および各領域の条件式から得られ次式となる。

$$b_{ix} + b_{rx} = b_{1x} \quad (z=0) \quad (15)$$

$$b_{1x} = b_{2x} \quad (z=-d) \quad (16)$$

$$(b_{ix} + b_{rx})/\mu_0 = b_{1x}/\mu_1 \quad (z=0) \quad (17)$$

$$b_{1x}/\mu_1 = b_{2x}/\mu_2 \quad (z=-d) \quad (18)$$

$$\cos\varphi \cdot b_{1y} = \sin\varphi \cdot b_{1x} \quad (19)$$

$$\cos\varphi \cdot b_{2y} = \sin\varphi \cdot b_{2x} \quad (20)$$

$$-j\zeta \sin\varphi \cdot b_{rx} = \partial b_{ry} / \partial z \quad (21)$$

$$-j\zeta \cos\varphi \cdot b_{rx} = \partial b_{rx} / \partial z \quad (22)$$

$$-j\zeta \cos\varphi \cdot b_{1x} - j\zeta \sin\varphi \cdot b_{1y} + \partial b_{1x} / \partial z = 0 \quad (23)$$

$$-j\zeta \cos\varphi \cdot b_{2x} - j\zeta \sin\varphi \cdot b_{2y} + \partial b_{2x} / \partial z = 0 \quad (24)$$

ここまでは前論文⁽³⁾と同様である。

〈3・3〉 導体内の磁束密度 前節の(15)~(24)式によって係数 C, D が決定でき、領域 $[1]$, $[2]$ にお

ける b_1, b_2 の各成分が求まる。従って、 b_1, b_2 をフーリエ逆変換することによって、各導体における磁束密度を次式のように決定できる。

$$\begin{aligned} B_{1x} = & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \cos \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_1 - z_0 \zeta)} \nu_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \cos \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-(z\gamma_1 + z_0 \zeta)} \lambda_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ = & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \cos \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-z_0 \zeta} (\nu_1 e^{z\gamma_1} + \lambda_1 e^{-z\gamma_1}) \\ & \times e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \dots \dots (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{1y} = & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \sin \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_1 - z_0 \zeta)} \nu_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \sin \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-(z\gamma_1 + z_0 \zeta)} \lambda_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ = & -\frac{j\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_1 \sin \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-z_0 \zeta} (\nu_1 e^{z\gamma_1} + \lambda_1 e^{-z\gamma_1}) \\ & \times e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \dots \dots (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{1z} = & \frac{\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_1 - z_0 \zeta)} \nu_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & -\frac{\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-(z\gamma_1 + z_0 \zeta)} \lambda_1 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ = & \frac{\mu_1 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{-z_0 \zeta} (\nu_1 e^{z\gamma_1} - \lambda_1 e^{-z\gamma_1}) \\ & \times e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \dots \dots (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{2x} = & -\frac{j\mu_2 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_2 \cos \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_2 - z_0 \zeta)} \nu_2 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{2y} = & -\frac{j\mu_2 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \gamma_2 \sin \varphi J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_2 - z_0 \zeta)} \nu_2 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{2z} = & \frac{\mu_2 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) \\ & \times e^{(z\gamma_2 - z_0 \zeta)} \nu_2 e^{-j\zeta(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} d\varphi d\zeta \\ & \dots \dots \dots (30) \end{aligned}$$

ここで、 λ_1, ν_1, ν_2 は以下の各式である。

$$\lambda_1 = \frac{2 \left(\frac{\gamma_2 - \mu_2}{\gamma_1 - \mu_1} \right)}{\left(\frac{\gamma_1 + \mu_1}{\zeta} + \frac{\mu_2 + \gamma_2}{\mu_1} + \left(\frac{\gamma_1 - \mu_1}{\zeta} - \frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \right)} * \frac{e^{-2\gamma_1 d}}{\left(\frac{\gamma_2 - \mu_2}{\gamma_1 - \mu_1} \right) e^{-2\gamma_1 d}} \dots \dots (31)$$

$$\nu_1 = \frac{2 \left(\frac{\gamma_2 + \mu_2}{\gamma_1 - \mu_1} \right)}{\left(\frac{\gamma_1 + \mu_1}{\zeta} + \frac{\mu_2 + \gamma_2}{\mu_1} + \left(\frac{\gamma_1 - \mu_1}{\zeta} - \frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \right)} * \frac{e^{-2\gamma_1 d}}{\left(\frac{\gamma_2 - \mu_2}{\gamma_1 - \mu_1} \right) e^{-2\gamma_1 d}} \dots \dots (32)$$

$$\nu_2 = \frac{4e^{(\gamma_2 - \gamma_1)d}}{\left(\frac{\gamma_1 + \mu_1}{\zeta} + \frac{\mu_2 + \gamma_2}{\mu_1} + \left(\frac{\gamma_1 - \mu_1}{\zeta} - \frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \right)} * \frac{e^{-2\gamma_1 d}}{\left(\frac{\gamma_2 - \mu_2}{\gamma_1 - \mu_1} \right) e^{-2\gamma_1 d}} \dots \dots (33)$$

λ_1, ν_1, ν_2 は励磁電流の角周波数、導体の厚さ、材質、導体の速度などに左右され、コイルの形状には依存しない係数である。

〈3・4〉 単巻円形コイル系の誘導起電力 本節では第3図に示すように、単巻の励磁コイルと検出コイルに導体板がはさまれた場合における検出コイルの誘導起電力を求める。

図において、検出コイル (+1) の中心軸は y 軸上の点 c で交わり、コイル中心と導体表面との距離は z_1 である。一方、検出コイル (-1) は、その中心軸が y 軸上の点 $-c$ で交わり、コイル中心と導体表面との距離は同じく z_1 である。検出コイルが存在する領域は空気中であるから、その磁束密度の z 成分は (30) 式において $\sigma_2=0, \mu_2=\mu_0$ とすればよく、次式となる。

第3図 単巻円形コイル系

Fig. 3. Measuring system of one-turn circular coils.

$$B_{2z} = \frac{\mu_0 a_0 I}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \zeta J_1(a_0 \zeta) \times e^{(z-z_0)\zeta} \nu_2 e^{-j\zeta(x\cos\varphi + y\sin\varphi)} d\varphi d\zeta \quad (34)$$

$$\nu_2 = \frac{4e^{(\zeta-\gamma_1)d}}{\left(\frac{\gamma_1}{\zeta} + \frac{\mu_1}{\mu_0}\right)\left(\frac{\mu_0}{\mu_1} + \frac{\zeta}{\gamma_1}\right) + \left(\frac{\gamma_1}{\zeta} - \frac{\mu_1}{\mu_0}\right)} * \frac{\zeta - \frac{\mu_0}{\gamma_1}}{\left(\frac{\zeta}{\gamma_1} - \frac{\mu_0}{\mu_1}\right)} e^{-2\gamma_1 d} \quad (35)$$

透過磁束のうち、コイル (+1) を貫く磁束 Φ_+ は、(34)式を用いて

$$\begin{aligned} \Phi_+ &= \int_0^{a_1} \int_0^{2\pi} B_{2z} \Big|_{z=z_1} r dr d\theta \\ &= \frac{\mu_0 a_0 a_1 I}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times e^{-(z_0+z_1)\zeta} \nu_2 e^{-j\zeta x \sin\varphi} d\varphi d\zeta \\ &= \frac{\mu_0 a_0 a_1 I}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times e^{-z_0 \zeta} \nu_2 e^{-j\zeta x \sin\varphi} d\varphi d\zeta \quad (36) \end{aligned}$$

ただし、

$$z_0 = z_0 + z_1 \quad (37)$$

z_0 は両コイル間の距離である。上式において積分する際に $x = r \cos\theta$, $y = r \sin\theta + c$ なる座標変換を施している。(36)式から、導体が存在する場合のコイル (+1) のインダクタンス変化分 $\mathcal{M}_{+1}$ は

$$\mathcal{M}_{+1} = \frac{\mu_0 a_0 a_1}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times e^{-z_0 \zeta} \nu_2 e^{-j\zeta x \sin\varphi} d\varphi d\zeta \quad (38)$$

ここで、 $\sigma_1 = 0$, $\mu_1 = \mu_0$ とおけば

$$\nu_2 = 1 \quad (39)$$

となる。よって、

$$\mathcal{M}_{+1} = \pi \mu_0 a_0 a_1 \int_0^\infty J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times J_0(c\zeta) e^{-z_0 \zeta} d\zeta \quad (40)$$

(40)式は山田氏らによって求められている結果⁽⁹⁾と一致する。

さて、検出コイル (+1) に誘導される起電力は(38)式から、

$$E_{+1} = -j\omega \mathcal{M}_{+1} I \quad (41)$$

とおくことによって求められる。

一方、コイル (-1) のインダクタンス変化分 $\mathcal{M}_{-1}$ は、(38)式の c を $-c$ とおくことによって容易に得られ、次式となる。

$$\mathcal{M}_{-1} = \frac{\mu_0 a_0 a_1}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times e^{-z_0 \zeta} \nu_2 e^{j\zeta x \sin\varphi} d\varphi d\zeta \quad (42)$$

従って、コイル (-1) の誘導起電力は、

$$E_{-1} = -j\omega \mathcal{M}_{-1} I \quad (43)$$

となる。二つの検出コイルは、静止時の起電力を打ち消すために差動的に接続してあるので、その誘導起電力は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E &= E_{+1} - E_{-1} \\ &= -\omega \mu_0 a_0 a_1 I \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \times e^{-z_0 \zeta} \nu_2 \sin(c\zeta \sin\varphi) d\varphi d\zeta \quad (44) \end{aligned}$$

(44)式によれば、誘導起電力はコイル間距離 z_0 だけに関係し、導体板と各コイル間距離 z_0, z_1 には無関係となる。すなわち、導体板が z 方向に位置変動しても誘導起電力は変化せず、いわゆる静的なリフト・オフ変化の影響は全く受けない。

〈3・5〉 単層円形コイル系の誘導起電力 第4図は励磁コイル、検出コイルが共に単層である場合を示す。この場合の誘導起電力は(46)式において、励磁コイルおよび検出コイルの軸方向に積分して得られる。

$$\begin{aligned} E &= -\frac{\omega \mu_0 a_0 a_1 N_0 N_1 I}{\tau_0 \tau_1} \\ &\times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} J_1(a_0 \zeta) J_1(a_1 \zeta) \\ &\times \frac{e^{-z_0 \zeta} (e^{-\tau_0 \zeta} - 1) (e^{-\tau_1 \zeta} - 1)}{\zeta^2} \\ &\times \nu_2 \sin(c\zeta \sin\varphi) d\varphi d\zeta \quad (45) \end{aligned}$$

ここで、 τ_0, τ_1 は励磁コイル、検出コイルの長さ、 N_0, N_1 は巻数である。

〈3・6〉 偏平コイル系の誘導起電力 次に、励磁コイル、検出コイルが共に第5図に示すように偏平コイルである場合の誘導起電力を計算してみよう。この場合は、(44)式において励磁コイルおよび検出コイルの半径方向に積分して得られ、次式となる。

第4図 単層円形コイル系

Fig. 4. Measuring system of single-layer coils.

第 5 図 偏平コイル系

Fig. 5. Measuring system of spiral coils.

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{\omega \mu_0 N_0 N_1 I}{a_0 a_1 (1-\beta_0)(1-\beta_1)} \\
 & \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[\int_{\beta_0 a_0}^{a_0} a J_1(a \zeta) da \right] \\
 & \times \left[\int_{\beta_1 a_1}^{a_1} a J_1(a \zeta) da \right] e^{-z_0 \zeta} \\
 & \times \nu_2 \sin(c \zeta \sin \varphi) d\varphi d\zeta \\
 = & -\frac{\omega \mu_0 N_0 N_1 I}{a_0 a_1 (1-\beta_0)(1-\beta_1)} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S(a_0, \beta_0)}{\zeta^4} \\
 & \times S(a_1, \beta_1) e^{-z_0 \zeta} \\
 & \times \nu_2 \sin(c \zeta \sin \varphi) d\varphi d\zeta \dots\dots\dots (46)
 \end{aligned}$$

ただし,

$$S(a, \beta) = \int_{\beta a \zeta}^{a \zeta} x J_1(x) dx \dots\dots\dots (47)$$

ここで、 β_0, β_1 はコイルの内半径と外半径の比である。

〈3・7〉 多層円形コイル系の誘導起電力 実際の測定において最も実用的な形は、第 6 図に示すような多層の円形コイルである。この場合の誘導起電力は、(44)式において、励磁コイル、検出コイルの軸方向、半径方向に積分することによって得られ次式となる。

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{\omega \mu_0 N_0 N_1 I}{\tau_0 \tau_1 a_0 a_1 (1-\beta_0)(1-\beta_1)} \\
 & \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S(a_0, \beta_0)}{\zeta^6} S(a_1, \beta_1)
 \end{aligned}$$

第 6 図 多層円形コイル系

Fig. 6. Measuring system of multi-layer circular coils.

$$\begin{aligned}
 & \times e^{-z_0 \zeta} (e^{-\tau_0 \zeta} - 1) (e^{-\tau_1 \zeta} - 1) \\
 & \times \nu_2 \sin(c \zeta \sin \varphi) d\varphi d\zeta \dots\dots\dots (48)
 \end{aligned}$$

4. 磁束密度の分布について

励磁コイル、検出コイルの適正な配置を行なうためには、励磁コイルによる透過磁束密度分布の様子を正確にはあくする必要がある。本章では実験によって、さきの(34)式の確認を行なうと共に、計算によって検出コイルの配置を検討する。

移動平板導体として、第 1 表に示すような直径 1,000mm のアルミニウム円板⁽³⁾を用いることによって直線運動に近似した。励磁コイルを円板の半径 400mm の円周上に、 $z_0=1.5\text{mm}$ として配置した。円板は V ベルトを介して無段変速機によって回転した。励磁電流はオーディオ増幅器によって供給し、磁束密度はホール素子を用いたガウスメータ (YEW 3251) によって測定した。ホール素子は導体板に対して励磁コイルとは反対側で、 x, z 座標を固定 ($x=0, z=-13\text{mm}$) した y 座標上においた。第 7 図は導体板の速度を 0, 4.78, 10.1m/s と変化させ、 y 座標 (進行方向) 上の磁束密度を測定したものである。なお、磁束密度 B_{2z} (実効値) は交流磁界であるので、地磁気 ($0.335 \sim 0.26\text{G}^{(10)}$) などの直流磁界は除くことができる。

さて、速度零の場合は当然左右対称となる。速度の

第 1 表 励磁コイル (磁束密度測定用) とアルミニウム円板の諸元

Table 1. Specifications of exciting coil and Aluminium disc.

励磁コイル	$a_0=27.0\text{mm}, \beta_0=0.352, \tau_0=12.0\text{mm}$ $N_0=206$
アルミニウム円板	直径: 1,000mm, $d=10\text{mm}$ $\sigma=3.3 \times 10^7\text{S/m}, \mu=\mu_0=4\pi \times 10^{-7}\text{H/m}$

第 7 図 透過磁束密度分布

Fig. 7. Distribution of transmitted magnetic flux density.

第 8 図 高速域における透過磁束密度分布
Fig. 8. Distribution of transmitted magnetic flux density at high speed area.

増加と共にピークは平板の進行方向に移動している。すなわち、うず電流は導体板にもち去られることを示している。実験結果は理論値と良く一致している。第 8 図は速度を更に 100 m/s まで増加させた場合の磁束密度分布を示す。磁束密度は導体がない場合の、空心時の中心点における磁束密度で基準化している。ピークはほぼ速度に比例して y 方向に移動している。同図から判断すると、検出感度を上げるためには、低速時には検出コイル間の距離を接近させ、高速時には、それを大きくとればよいことが推察される。

5. 起電力の測定

理論式の妥当性を確認するための実験を以下の要領で行なった。励磁コイルおよび検出コイルは、直径がそれぞれ 0.7, 0.3 mm のホルマール銅線をを用いて作製した。ここで、 $z_{01}=19.2$ mm, $c=23$ mm とした。第 2 表にその諸元を示す。このコイル系で、磁束密度測定時に使用したアルミニウム円板をはさんで配置した。励磁コイル面と導体表面との距離 z_0 は 1.2 mm である。

〈5.1〉 周波数特性 第 9 図に速度をパラメータとした場合の周波数特性を示す。理論値と実験値は良く一致している。ピーク値を示す帯域は、速度の上昇につれて高周波域へ移行している。ピーク値を過ぎて更に周波数を上昇させると起電力は低下していく。これから速度によって感度の高い周波数帯域が異なることがわかる。

〈5.2〉 速度特性 励磁電流周波数をパラメータとした場合の速度特性の一例を第 10 図に示す。速度に対する感度は 100 Hz 付近が最大となる。400 Hz に

第 2 表 励磁コイルと検出コイル（起電力測定用）の諸元

Table 2. Specifications of exciting coil and detective coil.

励磁コイル	$a_0=20.45$ mm, $\beta_0=0.751$, $\tau_0=9.3$ mm $N_0=202$
検出コイル×2	$a_1=20.72$ mm, $\beta_1=0.731$, $\tau_1=9.7$ mm $N_1=500$

第 9 図 誘導起電力の周波数特性
Fig. 9. Induced voltage-frequency characteristics.

第 10 図 誘導起電力の速度特性
Fig. 10. Induced voltage-speed characteristics.

おいては感度は低下しているが、直線性は良好であることが認められる。

〈5.3〉 リフト・オフについて (44)式によれば、誘導起電力はリフト・オフ変化の影響を受けないことが理論的に示されている。これを定性的に説明すると、導体板が励磁コイルに接近していれば、導体中に大きなうず電流が流れ反射磁束が増加すると同時に透過磁束も増加する。ここでは検出コイルと導体板の距離は大きくなる。逆に、励磁コイルから導体板が離れている場合は反射磁束、透過磁束は共に減少する。この場合は検出コイルと導体板の距離は小さくなる。

以上によって誘導起電力は一定に保たれる。このことを以下の実験によって確かめた。まず、励磁コイル面と導体表面との距離を 4.5 mm に保って測定した。

第3表 静的なリフト・オフ変化に対する誘導起電力の特性

Table 3. Induced voltage-lift-off characteristics.

導体速度 (m/s)	誘導起電力 (mV)	
	$z_0=1.2\text{ mm}$	$z_0=4.5\text{ mm}$
0	2.25	2.35
1.9	26.5	26.0
3.9	54.0	55.0
5.8	81.0	82.0
7.7	103.0	105.0
10.1	120.0	120.0

$f=100\text{ Hz}$, $c=23\text{ mm}$

1.2 mm の場合と比較した結果が第3表である。両者は3%以内で一致し、静的なリフト・オフ変化の影響を受けないことが実証された。動的なリフト・オフ変化に対しては定量的な解析を行っていないが、計器の指針の脈動が反射形に比較して軽減していることが認められた。

6. 二、三の計算例

本章では、理論計算によって二、三検討してみる。特に断わらない限り、導体およびコイルの寸法、材質定数はそれぞれ第1表、第2表による。第11図に移動平板導体の厚さを種々変化させた場合の速度特性を示す。導体板が厚くなると、S字状の曲線を描く。厚みを更に増すと低速域では感度が良いが、速度増加に伴って感度が低下する。速度の増加と共に透過磁束が減少するからである。3 mm 以下では、感度は低下するが直線性が良くなることがわかる。導体板の厚さが $d=0.1, 1\text{ mm}$ のように薄い場合は、導体板中に発生するうず電流は小さく、検出コイルを構成する前後のコイルの誘導起電力の絶対値および位相の差はそれほど小さくなく、差動接続時の起電力は小さい。 $d=10\text{ mm}$ では位相差、絶対値の差は共に大きくなり、差動接続時の起電力も大きくなる。 $d=18\text{ mm}$ になると絶

第11図 誘導起電力の速度特性
(計算値, d : パラメータ)

Fig. 11. Induced voltage-speed characteristics (calculated values, d : parameter).

第12図 誘導起電力の速度特性
(計算値, c : パラメータ)

Fig. 12. Induced voltage-speed characteristics (calculated values, c : parameter).

第13図 誘導起電力の速度特性
(計算値, σ : パラメータ)

Fig. 13. Induced voltage-speed characteristics (calculated values, σ : parameter).

対値は小さくなるが、位相差はより大きくなり、起電力としては $d=10\text{ mm}$ の場合と大差ない結果が得られる。

第12図は励磁コイルと検出コイル間の距離 c を変えた場合の速度特性である。 c が小さくなれば、感度および直線性が共に良くなっている。最適な距離が存在することがわかる。これは第7図から了解される。すなわち、励磁コイルの近傍で磁束密度が大きく変化することによる。第13図は導電率をパラメータとした速度特性である。導電率が $2 \times 10^7\text{ S/m}$ 以上となると感度および直線性ともに悪くなる。また、 $1 \times 10^7\text{ S/m}$ 以下では直線性は良好である。厚さをパラメータとした場合と導電率をパラメータとした場合の特性曲線はよく類似しており、導電率を増すことは厚さを増すことに対応している。

7. むすび

透過波を利用したうず電流速度計の理論解析を行った。まず、励磁コイルによる透過磁束の分布の模様を計算により求め、実験的にも確かめた。その結果、

検出感度を上げるためには、低速域では励磁コイルと検出コイル間の距離を小さくし、高速域においては溝に大きくすればよいことが推察された。次に、検出コイルの起電力を理論的に求めたところ、コイル系にはさまれた導体板の静的な位置変動、すなわちリフト・オフとは無関係となることが判明し、実験によってもそのことを確かめた。この事実は、コイル系の配置を極めて容易にするという利点を有している。また、動的なリフト・オフ変化に対しても幾分かの効果をもつ。計算例として二、三のパラメータを変化させて速度特性を示した。

今後の課題として、動的なリフト・オフ変化による影響をいかにして除去するかという問題が残されている。その他、コイル系および導体の最適な配置についての基礎的な検討が必要である。なお、計算は徳山高専電子計算機 ACOS シリーズ 77 NEAC システム 400 で実施した。

本論文は電気学会磁気応用研究会において発表したもので、熱心に御検討くださった委員の方々に深謝する。本研究に着手以来、一貫して御指導、御べんたつを賜った(故)戸田圭一教授に衷心より感謝の意を表

する。日ごろ御援助下さる徳山高専教官各位に感謝する。実験は徳山高専 中村金良技官、昭和 53 年度卒論生 高木、中原、福田、藤野、藤本の諸君の協力によった。記して感謝の意を表する。

(昭和 55 年 1 月 30 日受付)

文 献

- (1) 若林・白江:「渦電流を利用した無接触アナログ速度トランスジューサ」, 第17回自動制御連合講演論文集, No. 4001 (昭 49)
- (2) 山田・前田・大谷:「渦電流速度トランスジューサの変換理論」, 電気学会磁気応用・磁性材料合同研資 AM-75-26; MAG-75-45 (昭 50)
- (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, 457 (昭 52-9)
- (4) 日本非破壊検査協会: 非破壊検査便覧, p. 662 (昭 53) 日刊工業新聞社
- (5) 大谷・月岡・山田:「渦電流を用いた速度計測」, 昭 50 電気学会全大, No. 1512
- (6) 星川・小井戸・三輪・石橋:「うず電流を利用した速度計測の基礎的検討」, 昭52同大, No. 1577
- (7) 武平・田中・戸田:「うず電流を利用した透過型速度計の研究」, 昭52電気四学会九州支部連大, No. 520
- (8) 文献(3)の p. 459
- (9) 山田(直)・細野・伊藤:「平面導体のコイル・インダクタンスに及ぼす影響」, 信学誌, 33, 96 (昭 25-2)
- (10) 山田・宮沢・別所: 基礎磁気工学, p. 14 (昭 50) 学献社