磁電変換素子を用いたうず電流速度計

正員 田 中 章 雄 (宇部高専)

正員 武 平 信 夫 (徳山高専)

1. ま え が き

移動する導電性の平板状物体の速度を非接触状態で測定する方法は、特に鉄鋼、金属工業の分野において要求されている。このような速度測定方法の一つに、対象が導電性であるということから、うず電流を利用した速度計が考えられる。これは磁界中を移動する金属平板には、速度に応じたうず電流が生じ、その結果、磁界の分布が金属平板の速度と共に変化していく現象を利用したものである。印加磁界を交流とした場合においては、磁界の変化を間接的に検出する方法、つまり検出コイルに誘導される起電力から速度を知ることができる⁽¹⁾⁽²⁾。ところで、この磁界の変化を磁電変換素子(ホール素子など)により、直接とらえる方法も考えられる。(以下、磁気検出法と略記)特に印加磁界を直流とした場合においては、永久磁石の採用などにより測定器の構成が簡単になるうえに、感度も交流磁界の場合よりも良くなることが考えられる。この方法に関する実験的研究⁽³⁾は行なわれているが、理論的研究はいまだなされていない。

そこで本論文においては、磁気検出法による速度計の理論解析を行ない、印加磁界が直流あるいは交流にかかわらず適用可能な磁束密度に関する結果を示している。なお、印加磁界は速度計として直線性の改善⁽⁴⁾に有効な方形コイルによる磁界を考えている。更に、直流磁界印加時における磁束密度の測定を行ない、実測値と計算値とを比較し、理論解析の妥当性を確認している。そして最も簡易な構成である速度計に注目し、直流印加磁界の場合の速度特性について、理論および実験の両面から検討している。また、永久磁石を

印加磁界として用いた速度計についても実験でその速度特性を示している。

2. 理 論 解 析

図1のような単巻方形コイルと移動平板導体の配置における磁束密度の解析を考える。まず導体表面を $z=0$ 平面に一致させ、移動方向を y 軸方向に定める。方形コイルは辺の長さをそれぞれ $2a_0$, $2b_0$ とし、導体表面上 $z=z_0$ の位置にあるものとする。解析に先立って、次のことを仮定する。

(1) 移動導体は無限に広い平面をもつ2層の等方性金属平板とし、 y 方向へそれぞれ v_1 , v_2 の等速運動をしているものとする。

(2) 導体の導電率 σ と透磁率 μ は各々一定である。

(3) コイルは単巻で、その線径はコイルの大きさおよびコイルと導体間の距離に比べて十分小さく、角周波数 ω の交流電流 I (実効値)が流れているものとする。

さて磁束密度 B に関する解析は、マクスウェルの方程式より求めるのであるが、その際に次式のような二重フーリエ変換および逆変換を用いて解くことにす

図1 解析モデル

Fig. 1. Analytical model.

Eddy-Current Speed Meter Using Galvanomagnetic Devices. By Akio Tanaka, Member (Department of Electrical Engineering, Ube Technical College) & Nobuo Takehira, Member (Department of Mechanical and Electrical Engineering, Tokuyama Technical College).

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

る。

$$b(\xi, \eta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(x, y, z) e^{j(x\xi + y\eta)} dx dy \quad (1)$$

$$B(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi, \eta, z) e^{-j(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \quad (2)$$

〈2・1〉 フーリエ変換による各領域の磁束密度 b

文献(5)により、各領域におけるフーリエ変換された磁束密度 b は以下ようになる。

(i) $0 < z < z_0$ の空間での磁束密度を b_0 とすれば、各成分ごとに次のように表わされる。

$$b_{0x} = c_{ix} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2} + \lambda_0} e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) \dots (3)$$

$$b_{0y} = c_{iy} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2} + \lambda_0} e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) \dots (4)$$

$$b_{0z} = c_{iz} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2} - \lambda_0} e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) \dots (5)$$

ここで c_i は既知な係数で、以下のような式で表わされる。

$$c_{ix} = -j2\mu_0 I \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta) e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} / \eta \quad (6)$$

$$c_{iy} = -j2\mu_0 I \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta) e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} / \xi \quad (7)$$

$$c_{iz} = 2\mu_0 I \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \sin(a_0 \xi) \times \sin(b_0 \eta) e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} / (\xi \eta) \quad (8)$$

また、

$$\lambda_0 = \left\{ \left(\frac{\gamma_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} - \frac{\mu_1}{\mu_0} \right) \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) + \left(\frac{\gamma_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} + \frac{\mu_1}{\mu_0} \right) \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) e^{-2\tau_1 d} \right\} / \Delta \quad (9)$$

ただし、

$$\Delta = \left(\frac{\gamma_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} + \frac{\mu_1}{\mu_0} \right) \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) + \left(\frac{\gamma_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} - \frac{\mu_1}{\mu_0} \right) \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) e^{-2\tau_1 d} \quad (10)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - j\sigma_1 \mu_1 v_1 \eta + j\omega \sigma_1 \mu_1 \dots (11)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - j\sigma_2 \mu_2 v_2 \eta + j\omega \sigma_2 \mu_2 \dots (12)$$

(ii) $-d < z < 0$ の透磁率 μ_1 、導電率 σ_1 、厚さ d 、速度 v_1 の領域における磁束密度 b_1 は次式となる。

$$b_{1x} = c_{ix} (\nu_1 e^{\tau_1 z} + \lambda_1 e^{-\tau_1 z}) \gamma_1 / \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (13)$$

$$b_{1y} = c_{iy} (\nu_1 e^{\tau_1 z} + \lambda_1 e^{-\tau_1 z}) \gamma_1 / \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (14)$$

$$b_{1z} = c_{iz} (\nu_1 e^{\tau_1 z} - \lambda_1 e^{-\tau_1 z}) \quad (15)$$

ここで、

$$\nu_1 = \left\{ 2 \frac{\mu_1}{\mu_0} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \right\} / \Delta \quad (16)$$

$$\lambda_1 = \left\{ 2 \frac{\mu_1}{\mu_0} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) e^{-2\tau_1 d} \right\} / \Delta \quad (17)$$

(iii) $z < -d$ の透磁率 μ_2 、導電率 σ_2 、速度 v_2 の半無限厚導体の領域においては、磁束密度 b_2 は次式のようになる。

$$b_{2x} = c_{ix} \nu_2 e^{\tau_2 z} \gamma_2 / \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (18)$$

$$b_{2y} = c_{iy} \nu_2 e^{\tau_2 z} \gamma_2 / \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (19)$$

$$b_{2z} = c_{iz} \nu_2 e^{\tau_2 z} \quad (20)$$

ここで、

$$\nu_2 = \left\{ 4 \frac{\mu_2}{\mu_0} e^{(\tau_2 - \tau_1) d} \right\} / \Delta \quad (21)$$

〈2・2〉 フーリエ逆変換による磁束密度 B_0, B_2

前節で求められた結果をフーリエ逆変換すれば、各領域における任意の点 (x, y, z) での磁束密度が得られることになる。ところで本論文においては、 $0 < z < z_0$ の領域と $z < -d$ の領域とにおける磁束密度に着目するので、この2領域についてフーリエ逆変換を行なうと以下の式が得られる。

(i) $0 < z < z_0$ における磁束密度 $B_0(x, y, z)$

$$B_{0x}(x, y, z) = -j \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\eta} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} + \lambda_0 e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) d\xi d\eta \quad (22)$$

$$B_{0y}(x, y, z) = -j \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\xi} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} + \lambda_0 e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) d\xi d\eta \quad (23)$$

$$B_{0z}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\xi^2 + \eta^2} \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\xi \eta} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} (e^{z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} - \lambda_0 e^{-z\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) d\xi d\eta \quad (24)$$

(ii) $z < -d$ における磁束密度 $B_2(x, y, z)$

$$B_{2x}(x, y, z) = -j \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma_2 \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\eta \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} \nu_2 e^{\tau_2 z} d\xi d\eta \quad (25)$$

$$B_{2y}(x, y, z)$$

$$= -j \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma_2 \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\xi \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} \nu_2 e^{\gamma_2 z} d\xi d\eta \quad (26)$$

$$B_{2z}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\xi^2 + \eta^2} \sin(a_0 \xi) \sin(b_0 \eta)}{\xi \eta} \times e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} e^{-j(x\xi + y\eta)} \nu_2 e^{\gamma_2 z} d\xi d\eta \quad (27)$$

ここで、 λ_0 および ν_2 は(9)、(21)式で表わされるもので、導体の影響を示す重要な係数である。

(2.3) 多層方形コイルによる磁束密度 磁気検出法による速度測定は図2のような励磁コイルと導体板の配置で実施されるのが通例であろう。すなわち、励磁コイルは多層方形コイルとし、移動導体板は厚さ d の有限厚導体とする。磁束密度の検出点としては次のような2点に着目する。

(1) 励磁コイルによる入射磁束密度と導体中のうず電流による反射磁束密度とが混在する領域 ($0 < z < z_0$) の点 $P(0, y, z)$

(2) 導体中のうず電流による影響が現われる透過磁束密度が存在する領域 ($z < -d$) の点 $Q(0, y, z)$

なお、検出点の x 座標を零としたのは現象が $x=0$ 平面について対称であること、また磁束密度の y および z 成分が $x=0$ において最大となることによる。従って、この2点においては磁束密度の x 成分は常に零となるため、 P 点および Q 点での磁束密度は y 成分と z 成分を検出対象とすることになる。さて、多層方

図2 多層方形コイルと有限厚導体板

Fig. 2. Multi-layer rectangular coil and sheet conductor of finite thickness.

形コイルによる磁束密度は前節の単巻方形コイルの結果を長さ (z) 方向、幅 (w) 方向に積分することで得られる。なお、ここでは有限厚導体を対象とするのであるから、図1における材質定数などについては、改めて $\sigma_1 = \sigma$, $\mu_1 = \mu$, $\nu_1 = \nu$, $\sigma_2 = 0$, $\mu_2 = \mu_0$, $\nu_2 = 0$ と置き換える。従って、励磁コイルの巻数を N とすれば、磁束密度は各点において次式のようになる。

(1) P 点 ($0, y, z$) において ($0 < z < z_0$)

$$B_{0y}(0, y, z) = -j \frac{\mu_0 NI}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) e^{-jy\eta} \times (e^{\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} + \lambda e^{-\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) d\xi d\eta \quad (28)$$

$$B_{0z}(0, y, z) = \frac{\mu_0 NI}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \eta} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) e^{-jy\eta} \times (e^{\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} - \lambda e^{-\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) d\xi d\eta \quad (29)$$

(2) Q 点 ($0, y, z$) において ($z < -d$)

$$B_{2y}(0, y, z) = -j \frac{\mu_0 NI}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) e^{-jy\eta} \times \nu e^{\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \quad (30)$$

$$B_{2z}(0, y, z) = \frac{\mu_0 NI}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \eta} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) e^{-jy\eta} \times \nu e^{\gamma \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \quad (31)$$

ここで、(28)~(31)式中の $G(a, b, w)$, λ および ν は $\mu_r = \mu/\mu_0$ とおけば、以下の式のように表わされるものである。

$$G(a, b, w) = \int_0^w \sin\{(a+p)\xi\} \sin\{(b+p)\eta\} dp \quad (32)$$

$$\lambda = \frac{\{\gamma^2 - \mu_r^2(\xi^2 + \eta^2)\} (1 - e^{-2\gamma d})}{(\gamma + \mu_r \sqrt{\xi^2 + \eta^2})^2 - (\gamma - \mu_r \sqrt{\xi^2 + \eta^2})^2 e^{-2\gamma d}} \quad (33)$$

$$\nu = \frac{4\gamma \mu_r \sqrt{\xi^2 + \eta^2} e^{(\sqrt{\xi^2 + \eta^2} - \gamma)d}}{(\gamma + \mu_r \sqrt{\xi^2 + \eta^2})^2 - (\gamma - \mu_r \sqrt{\xi^2 + \eta^2})^2 e^{-2\gamma d}} \quad (34)$$

ただし、

$$\gamma = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - j\sigma \mu_0 \mu_r \nu \eta + j\omega \sigma \mu_0 \mu_r \quad (35)$$

3. 速度計の構成

磁気検出法による速度計の構成については、まず検

図3 励磁コイルと検出素子の配置

Fig. 3. Arrangement of exciting coil and detective element.

出素子を P 点に配置する方法（反射磁束検出法と略記）と Q 点に配置する方法（透過磁束検出法と略記）の二つが考えられる。更に、 P 点および Q 点における磁束密度の y 成分を検出するか、 z 成分を検出するかとの二つがある。そこで速度計として望ましい特性、つまり速度に対する感度と直線性の向上のために、励磁コイルあるいは検出素子の配置に工夫をこらす必要がある。以下にそれらを示す。

〈3.1〉 1 励磁コイル・1 検出素子

励磁コイル 1 個、検出素子 1 個により速度計を構成する方法である。これは図 3 (a) に示すように検出素子を $y=0$ に配置し、磁束密度の y 成分をとらえるものである。すなわち、検出するのは $B_{0y}(0, 0, z)$ か $B_{2y}(0, 0, z)$ で次式のように表わされ、 $v=0$ のときはいずれも零となる。

$$B_{0y}(0, 0, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi V \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \lambda e^{-z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (36)$$

$$B_{2y}(0, 0, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{2\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi V \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \nu e^{z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (37)$$

〈3.2〉 1 励磁コイル・2 検出素子

励磁コイル 1 個と同一の検出素子 2 個による速度計で、検出素子は図 3 (b) のように y について対称な位置に配置する。この場合、検出する磁束密度は y 成分でも z 成分でもよいが、 y 成分をとらえるときは二つの検出素子を和動接続とする。すなわち、 $B_{0y}(0, y, z) + B_{0y}(0, -y, z)$ が出力となる。また z 成分の場合は差動接続で、出力は $B_{0z}(0, y, z) - B_{0z}(0, -y, z)$ となる。 B_{2y} ,

B_{2z} についてもそれぞれ同様で以下のような式で示されるが、いずれも $v=0$ のとき出力は零となる構成である。

$$B_{0y}(0, y, z) + B_{0y}(0, -y, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi V \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \cos(y\eta) \lambda e^{-z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (38)$$

$$B_{0z}(0, y, z) - B_{0z}(0, -y, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \eta} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \sin(y\eta) \lambda e^{-z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (39)$$

$$B_{2y}(0, y, z) + B_{2y}(0, -y, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi V \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \cos(y\eta) \nu e^{z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (40)$$

$$B_{2z}(0, y, z) - B_{2z}(0, -y, z) = -j \frac{\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}}{\xi \eta} \times (1 - e^{-\tau \sqrt{\xi^2 + \eta^2}}) G(a, b, w) \times \sin(y\eta) \nu e^{z \sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\xi d\eta \dots (41)$$

〈3.3〉 2 励磁コイル・1 検出素子

同一の励磁コイル 2 個と検出素子 1 個による構成で、図 3 (c) のように励磁コイルを y について対称な位置へ配置するものである。原理的には前節の構成法と全く同一の出力が得られる。つまり前節の和動接続は、図のように二つの励磁コイルに同一極性の電流を流す場合に相当し、差動接続は互いに逆極性の電流で励磁する場合に相当する。検出点は反射磁束検出法、透過磁束検出法

とも $(0, 0, z)$ で、同図(c)のような同一極性の場合、 $B_{0y}(0, 0, z)$ は(38)式に、 $B_{2y}(0, 0, z)$ は(40)式に一致する。また、同図(c)の右側の励磁コイルの極性を逆にした場合には、 $B_{0x}(0, 0, z)$ は(39)式に、 $B_{2x}(0, 0, z)$ は(41)式に一致することになる。

〈3.4〉 反射磁束検出法と透過磁束検出法 励磁コイルと検出素子が導体板に対して同一側に配置される反射磁束検出法は、片面からの測定が可能という利点があるが、導体板との距離変動による影響（リフト・オフ効果⁽⁶⁾）を受けるために不要な出力の変化が生じるという欠点がある。これに対して、励磁コイルと検出素子で導体板を挟む配置の透過磁束検出法は、両面からの測定という不利はあるが、コイルと検出素子間の距離が一定であれば、導体板の位置には無関係に同じ出力が得られる。いわゆる、静的なリフト・オフ効果は存在しない⁽²⁾という利点がある。

〈3.5〉 励磁法 励磁コイルを直流で励磁するか交流で励磁するかについて検討すると、まず直流励磁の場合は本質的に定電流励磁となり、電流も大きくとれる。また、磁電変換素子を用いる意味が大きい。更に出力の極性により、移動方向も検出可能となり制御用にも適している。また感度も良く、励磁コイルの代わりに永久磁石を採用すれば励磁電源が不要となる。これに対して、交流励磁の場合では磁電変換素子を用いない検出コイルによる速度測定法⁽¹⁾⁽²⁾が考えられるし、周波数による感度および直線性への影響を考慮しなければならない。速度と出力の位相の関係という新しい情報が得られるが、簡易な構成という観点からすれば、若干、交流励磁はこの磁電変換素子を利用する方法では不利なようである。

〈3.6〉 1 直流励磁コイル・1 検出素子形速度計について 本論文では、〈3.1〉節より〈3.5〉節までの各種構成法の中から、最も簡易な構成である 1 励磁コイル・1 検出素子形の速度計に注目する。更に励磁法については、永久磁石の有用性を考慮して直流励磁法を採用することにする。また、磁束検出法については、移動導体板の距離変動の影響を軽減できる透過磁束検出法に重点をおいて、その速度特性を検討していくことにする。

4. 実験

第2章の理論解析の結果の妥当性を確認すべく実験を行なった。図2のような多層方形コイルを直流励磁し、まず透過磁束密度の y 成分、 z 成分を測定した。次に、1 励磁コイル・1 検出素子形の速度計での反射磁束検出法の実験を行なった。更に、励磁コイルの代

表 1 励磁コイルとアルミニウム円板の諸元
Table 1. Specifications of exciting coil and aluminum disc.

励磁コイル		$a=20.5\text{ mm}, b=20.5\text{ mm}, w=5.1\text{ mm}$ $\tau=14.1\text{ mm}, N=80$
アルミニウム円板	I	直径: 380 mm, $d=2.0\text{ mm}$ $\sigma=3.25 \times 10^7\text{ S/m}, \mu=\mu_0=4\pi \times 10^{-7}\text{ H/m}$
	II	直径: 400 mm, $d=9.2\text{ mm}$ $\sigma=3.47 \times 10^7\text{ S/m}, \mu=\mu_0=4\pi \times 10^{-7}\text{ H/m}$

わりに永久磁石を用いた場合の実験例も示した。なお、磁束密度の測定にはホール素子を用いたガウスメータ(YEW 3251)を使用し、対象とする移動導体板としては、アルミニウム回転円板で模擬した。実験に用いたコイルと二つのアルミニウム円板の諸元は表1のとおりである。また、円板の半径 140 mm (円板 I の場合)、130 mm (円板 II の場合) の位置をそれぞれ検出点とし、それらの速度は光電式回転計により回転数を求めて算出した。

〈4.1〉 透過磁束密度 B_{2y}, B_{2z} について 図2のような多層方形コイルの場合の検出点 $Q(0, y_1, -z_1)$ における透過磁束密度 B_{2y}, B_{2z} は(30), (31)式より直流励磁の場合には次式で表わされる。

$$B_{2y}(0, y_1, -z_1) = \frac{2\mu_0 NI}{\pi^2 \tau w} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{e^{-(z_0+z_1)\sqrt{\xi^2+\eta^2}}}{\xi \sqrt{\xi^2+\eta^2}} \times (1 - e^{-\tau\sqrt{\xi^2+\eta^2}}) \{\text{Im}(\nu) \cos(y_1 \eta) - \text{Re}(\nu) \sin(y_1 \eta)\} G(a, b, w) d\xi d\eta \quad (42)$$

$$B_{2z}(0, y_1, -z_1) = \frac{2\mu_0 NI}{\pi^2 \tau w} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{e^{-(z_0+z_1)\sqrt{\xi^2+\eta^2}}}{\xi \eta} \times (1 - e^{-\tau\sqrt{\xi^2+\eta^2}}) \{\text{Re}(\nu) \cos(y_1 \eta) + \text{Im}(\nu) \sin(y_1 \eta)\} G(a, b, w) d\xi d\eta \quad (43)$$

ただし、 $\text{Re}(\nu), \text{Im}(\nu)$ はそれぞれ ν の実数部、虚数部を示すものである。なお、上式からわかるように、直流励磁すなわち $\omega=0$ の場合においては、 B_{2y}, B_{2z} の両者とも実数値となる。つまり交流励磁の場合と異なり、磁束密度は絶対値の変化(極性の変化を含む)のみで位相の変化は全くない。

さて、図4 (円板 I を使用) は y_1 に対する B_{2y}, B_{2z} の速度特性である。まず B_{2y} については、全般的に同様な傾向で、 y_1 が正のときは極性が負から正へと変わっていく。速度に対する磁束密度の変化は y_1 が負から正へ向かうに従って大きくなっている。なお静止時においては、 y_1 の正負に対する磁束密度

図 4 透過磁束密度 (DC) の速度特性

Fig. 4. Speed characteristics of transmitted magnetic flux density (DC).

の y 成分は絶対値が同一で極性は逆になる。

次に B_{2z} については、 y_1 が正のときはピークを有する特性を示すが、負のときは減少する傾向を示す。また、速度に対する磁束密度の変化は y_1 が正から負になるに従い大きくなる。静止時においては、 y_1 の正負に対する磁束密度の z 成分は絶対値、極性とも同一である。

以上のことから、磁束密度の速度に対する変化は励磁コイルの前後により異なった様相を呈し、対称性が崩れていくことが明らかになった。また、 B_{2y} 、 B_{2z} とも計算値と実測値はよく一致していると言え、理論解析が妥当であることを示している。

〈4・2〉 1 励磁コイル・1 検出素子形の速度計について 図 3 (a) のような 1 励磁コイル・1 検出素子形の検出点は、反射磁束検出法の場合 P 点、透過磁束検出法の場合 Q 点である。従って、検出点 $P(0, 0, z_1)$ 、 $Q(0, 0, -z_1)$ における磁束密度 B_{0y} 、 B_{2y} は (36) 式、(37) 式より直流励磁の場合には次式で表わされる。

$$B_{0y}(0, 0, z_1) = \frac{2\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{e^{-(z_0+z_1)\sqrt{\xi^2+\eta^2}}}{\xi \sqrt{\xi^2+\eta^2}} \times (1 - e^{-\tau\sqrt{\xi^2+\eta^2}}) \text{Im}(\lambda)$$

図 5 磁束密度 B_{0y} (DC) の速度特性

Fig. 5. Speed characteristics of magnetic flux density B_{0y} (DC).

$$\times G(a, b, w) d\xi d\eta \dots\dots\dots (44)$$

$$B_{2y}(0, 0, -z_1)$$

$$= \frac{2\mu_0 N I}{\pi^2 \tau w} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{e^{-(z_0+z_1)\sqrt{\xi^2+\eta^2}}}{\xi \sqrt{\xi^2+\eta^2}} \times (1 - e^{-\tau\sqrt{\xi^2+\eta^2}}) \text{Im}(\nu)$$

$$\times G(a, b, w) d\xi d\eta \dots\dots\dots (45)$$

ここで、 $\text{Im}(\lambda)$ は λ の虚数部を示すものである。

図 5 (円板Ⅱを使用) は反射磁束検出法の場合について、 z_0 をパラメータとした磁束密度 B_{0y} の速度特性である。励磁コイルと導体板間の距離 z_0 が増すと当然のことながら感度が落ち、反射磁束検出法はこの距離変動の影響 (リフト・オフ効果) を強く受けることになる。また特性の直線性については、導体板の厚さが大きいとき速度 3 m/s 以上では悪化し、8 m/s ではいずれの場合も飽和する傾向を示している。

一方、透過磁束検出法の場合については、図 4 (円板Ⅰを使用) における $y_1=0$ のときの B_{2y} がその速度特性となる。導体板が薄いため比較的直線性は良いと言える。また (45) 式からわかるように、 B_{2y} はコイルと検出素子間の距離 (z_0+z_1) に関係し、 z_0 や z_1 は依存しないから導体板の距離変動の影響が軽減されることが期待できる。

なお、計算値と実測値はいずれの場合も良く一致している。

〈4・3〉 永久磁石を用いた速度計について 直流励磁コイルの代わりに、図 6 のような永久磁石を用いて行なった実験例が図 7、図 8 (いずれも円板Ⅱを使用) である。まず、透過磁束検出法の検出点 Q における磁束密度 B_{2y} は、 z_0 をパラメータ (励磁コイルと

図 6 永久磁石と移動導体板

Fig. 6. Permanent magnet and moving sheet conductor.

図 7 永久磁石による磁束密度 B_{2y} の速度特性 (実測値)

Fig. 7. Speed characteristics of magnetic flux density B_{2y} by permanent magnet (measured values).

検出素子間の距離を固定せず変化させる) とすると z_0 の増加と共に感度が下がる。直線性については z_0 を変化させても同様な傾向を示し、いずれの場合も 3 m/s 以上では悪くなる。次に、反射磁束検出法の検出点 P における磁束密度 B_{0y} は、 z_0 をパラメータとすると直流励磁コイルの場合の図 5 とほぼ同様な特性となっている。また直線性については、この場合、透過磁束検出法と反射磁束検出法との優劣は明確でない。

5. 計算例による検討

〈3・6〉節で述べた透過磁束検出法による 1 直流励磁

図 8 永久磁石による磁束密度 B_{0y} の速度特性 (実測値)

Fig. 8. Speed characteristics of magnetic flux density B_{0y} by permanent magnet (measured values).

図 9 導体厚さに対する磁束密度 $B_{2y}(\text{DC})$ の速度特性

Fig. 9. Speed characteristics of magnetic flux density $B_{2y}(\text{DC})$ for conductor thickness.

コイル・1 検出素子形の速度計について、移動導体板の厚さ特性と透磁率特性を (45) 式による計算例で検討する。この場合、励磁コイルは第 4 章の実験に用いたものと同一諸元としている。

まず図 9 が厚さ特性であり、導体が薄い場合は速度特性の直線性は良好だが感度は低い。厚くなると感度は上昇するが直線性は悪くなり、更に厚さが増すと速度特性はピークを示し、やがて下降する傾向を示すようになる。以上のように導体が薄いか、その速度が低い領域では速度計の直線性は良いが厚いか、速度が高い領域では直線性は悪化することがわかる。

次に、図 10 が透磁率特性で比透磁率 μ_r をパラメータとした速度特性を示している。これによるとアルミニウムなどの非磁性体 ($\mu_r=1$) と異なり、低速域で急激に立上る傾向を示し、それは比透磁率が大きいほ

図 10 透磁率に対する磁束密度 B_{2y} (DC) の速度特性

Fig. 10. Speed characteristics of magnetic flux density B_{2y} (DC) for permeability.

ど顕著となる。また低い速度でピーク値をとり、次第に下降する様子を示していて、図 9 の非磁性体の厚い場合に類似した特性となっている。このことは、導体の厚さと比透磁率の増加はいずれも透過磁束の減少となって現われることから理解できる。更に、磁性体の厚さや透磁率が小さい場合には、透過磁束検出法による低速域の速度は測定可能と考えられる。

6. む す び

本論文においては、速度計についての理論解析を主

に行ない、磁束密度についての解析結果の妥当性を実験により実証することができた。また、速度計の最適化のためにその構成法について吟味し、最も簡易な構成の速度計について、理論および実験の両者より速度特性を検討した。

高感度のホール素子、磁気抵抗素子などの磁電変換素子が開発されている現在、本論文に示す速度計の今後の発展が大いに期待できる。更に、この解析結果は移動導体板による空間の磁束分布の変化の解明において、特に重要な資料となりうることを付言する。

最後に、熱心に御討論下さった電気学会計測研究会⁽⁷⁾の委員の方々に深謝する。また、日ごろ御援助下さる宇部高専ならびに徳山高専の教官各位に感謝する。

(昭和 60 年 9 月 24 日受付, 同 61 年 3 月 3 日再受付)

文 献

- (1) 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)
- (2) 武平・田中:「うず電流を利用した透過形速度計の解析」, 同上 A, 100, 483 (昭 55-9)
- (3) 樋口:「ホール素子を利用した非接触速度検出器の試作」, 昭 54 精機学会春季大会 p. 371
- (4) 田中・武平・戸田:「うず電流を利用した矩形コイル型速度計の形状による速度特性の改善」, 昭 52 電気四学会九州支部連大, No. 521
- (5) 田中・武平・戸田:「移動平板導体に相対した方形コイルの解析」, 電学論 A, 101, 405 (昭 56-8)
- (6) 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
- (7) 田中・武平:「磁束検出素子を用いたうず電流形速度計の研究」, 電気学会計測研資, IM-80-69 (昭 55)